



HAL
open science

Etude des réponses temporelle et spectrale de l'instrument ECLAIRs pour la mission SVOM

Armelle Bajat

► **To cite this version:**

Armelle Bajat. Etude des réponses temporelle et spectrale de l'instrument ECLAIRs pour la mission SVOM. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Université Paul Sabatier (Toulouse 3), 2018. Français. NNT: . tel-01929545v1

HAL Id: tel-01929545

<https://theses.hal.science/tel-01929545v1>

Submitted on 21 Nov 2018 (v1), last revised 7 Oct 2019 (v2)

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

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



THÈSE

En vue de l'obtention du
DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par l'Université Toulouse 3 - Paul Sabatier

Présentée et soutenue par

Armelle BAJAT

Le 9 octobre 2018

**Etude des réponses temporelle et spectrale de
l'instrument ECLAIRS pour la mission SVOM**

Ecole doctorale : **SDU2E - Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de
l'Espace**

Spécialité : **Astrophysique, Sciences de l'Espace, Planétologie**

Unité de recherche :

IRAP - Institut de Recherche en Astrophysique et Planetologie

Thèse dirigée par

Jean-Luc ATTEIA et Olivier GODET

Jury

Monsieur Jean-Luc ATTEIA, Co-directeur de thèse

Monsieur Olivier GODET, Co-directeur de thèse

Monsieur Pierre JEAN, Examineur

Monsieur Bertrand CORDIER, Examineur

Monsieur Ezio CAROLI, Rapporteur

Madame Valérie CONNAUGHTON, Rapporteur

Remerciements

Cette thèse est le résultat d'un rêve, de travail et de l'aide de personnes que j'ai croisées, qui m'ont soutenue et qui m'ont apporté leurs connaissances, trois intenses années durant, car un si long chemin ne se fait pas seule.

Je tenais tout d'abord à remercier le CNES et la région Midi-Pyrénées qui ont co-financé cette thèse. Je tenais également à remercier les membres du jury, Ezio Caroli et Valérie Connaughton d'avoir pris le temps de lire mon manuscrit, à Philippe Guillemot d'avoir répondu à l'invitation, à Bertrand Cordier d'avoir accepté d'être examinateur pour ma soutenance et à Pierre Jean de l'avoir présidée. Merci à vous, Pierre, pour m'avoir fait découvrir le monde de l'instrumentation en master et de m'avoir transmis votre passion pour votre travail.

Mes pensées vont ensuite aux membres du projet. Travailler au sein d'une mission c'est découvrir de nouvelles personnes, apprendre à cohabiter et aussi apprendre des expériences de chacun. Merci à Roger de m'avoir accueillie et à Jean-Pascal de m'avoir aidée de m'a avoir guidée sur le chemin de python. Je pense également à Vincent, qui a répondu à mes questions, à Damien, qui a fini par concevoir ELSimulator, à Wilfred, toujours une petite blague et surtout à Stéphan, avec qui j'ai vraiment aimé collaborer. Merci à toi de m'avoir supportée et de n'avoir jamais rien dit quand je venais prendre d'assaut la baie de test dans ton bureau. Merci à Laurent, sans qui Geant4 serait encore un mystère. Pour finir, je tiens à remercier particulièrement mes deux co-directeurs de thèse, Oliver et Jean-Luc, qui m'ont guidée durant de cette thèse. Vos deux visions des choses m'ont permis de voir mon travail à des niveaux différents, de comprendre le rouage d'une collaboration et d'avancer professionnellement.

Mes pensées vont ensuite à toutes les personnes que j'ai pu rencontrer, que ce soit les doctorants ou les collaborateurs. Merci à Aleksandra pour ton soutien et ton implication dans mes travaux. Merci aux doctorants du laboratoire, à Emmy et à ceux que j'ai brièvement connus, avec qui j'ai partagé des parties de cartes et quelques bons moments. Je tiens également à remercier Thomas, avec qui je me suis liée d'amitié, digne représentant des bretons, merci pour ton soutien et toutes ces discussions. Merci à Josh et Filippos pour ces débats enflammés dans le bureau, grâce à vous j'ai nettement amélioré mon anglais.

Je tiens également à remercier mes amis, qui m'ont soutenue, surtout dans la phase finale de ce manuscrit. Un merci tout particulier à Salomé, qui a été d'un soutien moral sans faille. Merci également à Carole, qui malgré toutes les difficultés n'a jamais laissé tomber. Ta persévérance a été un exemple pour moi.

Mes dernières pensées vont à mes proches. Tout d'abord, mes parents, sans qui rien n'aurait été possible. Merci d'avoir été là, d'avoir accepté de me soutenir dans ce projet fou que j'avais en tête depuis des années, d'avoir tout fait pour moi, pour que je réussisse. Vous avez été d'un soutien précieux, dans les moments où tout allait bien, où rien n'allait aussi. Merci à mon papa d'avoir relu ma thèse, à ma maman d'avoir toujours été là et à ma sœur d'être venue à ma soutenance. Un merci à Arnaud, mon antidote contre la panique, le stress et la déprime, qui a toujours été là pour moi.

Résumé

Les sursauts γ , associés à la formation catastrophique de trous noirs, se caractérisent premièrement par de brèves et intenses bouffées de photons X et γ . La naissance du trou noir s'accompagne de la formation de jets ultra-relativistes, qui en interagissant avec le milieu interstellaire va produire une émission multi-longueurs d'ondes. Pour étudier ces sursauts, la Chine et la France coopèrent en proposant de lancer un satellite en 2021 le satellite SVOM (*Space based multi-band Variable astronomical Object Monitor*), qui est spécialement dédié à l'étude des sursauts γ et embarquera une palette d'instruments grand et petit champ travaillant du domaine visible aux rayons gamma. L'Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (IRAP) avec le Centre National d'Études Spatiales (CNES), l'APC (laboratoire AstroParticule et Cosmologie) et le Commissariat à l'Énergie Atomique vont construire le télescope ECLAIRs, une caméra à masque codé X/ γ capable de détecter et localiser de manière autonome et avec une précision d'une dizaine de minutes d'arc, environ deux cents sursauts γ pendant les trois années de vie de la mission. L'IRAP (PI instrument) est responsable de la fourniture du plan de détection DPIX, un ensemble de 6400 détecteurs CdTe à contact Schottky et de leur électronique de lecture, permettant la détection des sursauts γ entre 4 keV et 150 keV.

Le travail de thèse présenté se concentre sur la caractérisation des réponses temporelle et spectrale du plan de détection de l'instrument ECLAIRs. Dans un premier temps, nous présentons le fonctionnement de la chaîne électronique de lecture de la caméra, qui permet le codage en temps et en énergie des événements détectés. La validation des fonctionnalités de la chaîne électronique est réalisée grâce à deux supports que sont une baie de tests et un simulateur de l'électronique de lecture. Ils ont permis de s'assurer du bon codage des événements en temps, en position et en énergie et d'estimer les performances et les limites de l'électronique de lecture et de construire un modèle analytique de correction des événements perdus dû au processus de codage, correspondant au temps mort. Cette étude a montré que la chaîne respecte les exigences scientifiques de la mission. Ce modèle analytique a été conçu dans un second temps pour quantifier la fraction de pertes d'événements et la corriger efficacement. Une application à une courbe de lumière d'un sursaut γ brillant a permis de valider théoriquement ce modèle. Des mesures expérimentales réalisées sur le prototype de l'instrument, représentant un huitième de la caméra, ont permis de valider expérimentalement ce modèle de temps mort. Pour finir, nous discutons l'influence d'un pixel bruyant, c'est-à-dire présentant un trop grand taux de comptage, d'une part sur le temps mort et d'autre part sur les performances imagerie.

La réponse spectrale du plan de détection de la caméra ECLAIRs a été réalisée en caractérisant dans un premier temps les performances chaque détecteur pavant le secteur du prototype. Ensuite, un modèle complet de la réponse spectrale a été construit afin d'estimer la réponse du plan de détection des photons mono-énergétiques. Les processus physiques des interactions ont été modélisés grâce au logiciel GEANT4, prenant en compte les effets Compton, l'effet photo-électrique ou la fluorescence sur la ligne de visée. Ensuite, un modèle de perte de charges a été appliqué afin de simuler les pertes lors du processus de la collecte des charges puis une convolution gaussienne permet de considérer le bruit électronique. Ce modèle est ensuite comparé à des spectres issus de tests sur le prototype et l'extraction de paramètres permet de caractériser chaque détecteur mais aussi d'établir la réponse spectrale. Ceci nous a permis de caractériser les performances des détecteurs du plan de détection du prototype dans chaque configuration de tension et de temps de peaking ainsi que d'établir les meilleures configurations pour optimiser les performances de l'instrument.

Abstract

Gamma-ray bursts are characterized by brief and intense flashes of X/ γ -rays photons and are associated with the cataclysmic formation of black holes and the launch of ultra-relativistic jets which by interacting with the interstellar medium produce a multi-wavelength emission. To study these gamma-ray bursts, France and China have collaborated to launch before the end of 2021, SVOM (*Space based multi-band Variable astronomical Object Monitor*), a mission dedicated to the study of transient sky and more specifically gamma-ray bursts. The payload will consist of two wide and two narrow field instruments with a spectral coverage from visible to Gamma-rays. L'Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (IRAP) with the Centre National d'Études Spatiales (CNES), the APC (AstroParticules et Cosmologie) and the Commissariat de l'Énergie Atomique is the science lead to build the ECLAIRs telescope, a coded mask camera in charge of detecting and locating autonomously around 200 GRB during the 3 year nominal life time, with a precision better than 13 arc minutes. The IRAP (PI instrument) is responsible for providing the DPIX detection plan, a set of 6400 pixelated Schottky CdTe detectors, allowing the detection of gamma-ray bursts between 4 keV and 150 keV as well as the associated readout electronics.

The thesis work focuses on two parts, which are the temporal and spectral responses of the ECLAIRs instrument. The first part was to validate the features of the electronic chain and to perform an analytical model to correct the lost events due to the coding process, corresponding to the dead time. The validation of the electronic chain has been done by performing numerous tests on a test bench representative of the electronic chain and a simulator that allowed for a on the other hand to estimate the limits of the chain and on the other hand to study the dead time. An analytical model was constructed based on the parameters of the electronic chain and counts of detected events. This model has been tested on light curves from sources observable by ECLAIRs as gamma-ray bursts and can effectively correct lost events. In addition, experimental tests were carried out on the prototype of the instrument, representing one eighth of the camera and allow to validate this analytical model of dead time. These simulations were followed by the study of the impact of the dead time on imaging when some pixels are noisy, with a large counting rate.

The second part of the work focuses on the spectral analysis and characterization of detectors of the detection plane leading to the establishment of the spectral response. A model has been constructed to estimate the spectral degradations due to the interaction between the radiation and the matter. The physical processes of the interactions have been modeled using the GEANT4 software, taking into account Compton effects, fluorescence or backscatter for example. Then, a model of loss of charges was applied in order to simulate the losses during the process of the collection of the energies then a Gaussian convolution allows to consider the electronic noise. This model is then compared to spectra from tests on the prototype and the extraction of parameters allows to characterize each detector but also to establish the spectral response. The extracted parameters characterizes each detector and allows to establish the spectral response. We characterized the performances of the detectors on the detection plane of the prototype in each configuration of voltage and peaking time and we established the best configurations to optimize the performances of the instrument.

Introduction Générale

Les objets transitoires à hautes énergies, comme les sursauts γ sont d'intenses explosions qui libèrent une grande quantité d'énergie dans leur environnement sur de très courtes échelles de temps. Leur comportement extrême est dû à leurs progéniteurs qui sont les astres compacts (trous noirs ou étoiles à neutrons). Ces objets transitoires sont également extrêmement complexes en plus d'être violents car ils émettent des signaux électro-magnétiques dans une large bande spectrale et sur des échelles de temps variables et souvent courtes. Il est donc nécessaire d'observer sur de courtes durées et dans différentes longueurs d'ondes pour comprendre les mécanismes physiques à l'œuvre dans ces sources ainsi que les conditions de leur formation. De plus, certains de ces phénomènes seraient susceptibles réunir les conditions physiques nécessaires pour être des marqueurs de formation d'ondes gravitationnelles, d'accélérateurs de particules ou de générateurs de neutrinos.

Il est alors crucial d'élargir les moyens d'observations que ce soit par le biais d'observations multi-longueurs d'ondes ou multi-messagers, car ce sont celles-ci qui permettront d'étudier les objets les plus extrêmes de l'Univers. Cette astronomie est encore toute jeune mais elle a déjà permis d'obtenir des avancées majeures comme la détection des premiers neutrinos issus de la supernova SN1987A avec des énergies de l'ordre du MeV ou encore celle des ondes gravitationnelles par LIGO/Virgo. C'est dans ce cadre d'une nouvelle ère observationnelle que SVOM, (*Space-based Variable Object Monitor*), s'inscrit. Cette mission est dédiée à l'étude des objets transitoires et plus spécifiquement des sursauts γ et sera opérationnelle à partir de fin 2021. SVOM propose la détection et le suivi en orbite des sursauts dans différentes longueurs d'ondes allant du rayonnement γ au visible grâce à quatre instruments embarqués couplé à un suivi par son propre réseau de grands télescopes au sol couvrant le visible et le proche infra-rouge et distribué le long de l'orbite. La détection des sursauts est faite par le télescope ECLAIRs qui balaye le ciel en quête d'objets transitoires et donne l'alerte lors d'un déclenchement. Ce télescope est une caméra à masque codé munie d'un plan de détection pixélisé comptant 6400 détecteurs regroupés en 8 secteurs, chacun muni de 800 détecteurs et de sa propre électronique de lecture.

Cette thèse propose une étude des caractéristiques spectrales et temporelles des détecteurs et de leur électronique de lecture. Il est essentiel de s'assurer que les fonctionnalités de l'électronique de lecture soient validées afin de traiter les données issues du prototype de l'instrument, correspondant à un huitième de la caméra, puis du modèle de vol en toute confiance. Caractériser cette électronique permet de mieux appréhender le comportement d'un secteur du plan de détection ainsi que le codage des événements détectés. Ceci permet de faire des simulations des objets qu'ECLAIRs pourra observer et de prédire les performances temporelles de l'instrument. Quant aux performances spectrales, leur étude permet d'estimer le comportement de chaque détecteur en fonction des configurations de tests et de la température. Grâce à la réponse spectrale, un lot de six paramètres est déterminé pour chaque détecteur, ce qui permet, outre le fait de les caractériser, de pouvoir effectuer des simulations des performances attendues lors des détections de sursauts.

Le manuscrit de cette thèse est divisé en cinq chapitres. Dans le chapitre 1, nous décrivons le contexte astrophysique des objets transitoires et la science associée. Une attention particulière sera portée à l'astronomie des sursauts γ qui sont au cœur des futures observations de SVOM. Nous décrivons également cette mission, ses télescopes à bord et le suivi au sol en faisant un zoom sur l'instrument ECLAIRs. Le chapitre 2 est dédié à la physique des semi-conducteurs qui pavent le plan de détection de l'instrument ECLAIRs. Celui-ci permet de nous familiariser avec la physique qui caractérise les détecteurs CdTe à contact Schottky

et la collection des charges de ces derniers. L'électronique de lecture et le traitement des événements détectés sont décrits dans le chapitre 3. Dans un premier temps, nous y détaillons les divers moyens de tests utilisés pour caractériser cette dernière et valider ses différentes fonctionnalités. Nous y listons les anomalies rencontrées et les solutions appliquées pour y remédier. Nous établissons également un modèle analytique du temps mort permettant de corriger les pertes d'événements non détectés pendant la phase de lecture de la chaîne électronique. Ce modèle a été établi suite à une étude détaillée au moyen de simulations pour estimer le temps mort de la chaîne électronique en fonction de multiples paramètres de configuration de l'instrument et des taux de comptage. Nous avons estimé le temps mort grâce à l'étude détaillée des paramètres de configuration de l'instrument permettant d'aboutir à une expression analytique simple. Ce modèle est appliqué à des courbes de lumière de sursauts le rendant adaptable à des objets astrophysiques très intenses que pourra observer ECLAIRs, ce qui a permis de le valider par simulations. D'autre part, ce modèle est validé par des mesures expérimentales réalisées sur le prototype du plan de détection d'ECLAIRs formé d'un secteur complet au moyen de sources radioactives. Finalement, nous poursuivons l'étude du temps mort en prenant en compte le comportement singulier des détecteurs, à savoir les pixels bruyants, pixels ayant des taux de comptage trop élevés et engendrant un dysfonctionnement de comptage sur les modules associés et perturbant la détection des sursauts. Nous discutons l'impact de la présence de ces pixels sur le temps mort et l'imagerie ainsi que quelques pistes pour pallier à ce problème. Le chapitre 4 traite quant à lui des performances spectrales des modules. Tout d'abord, nous élaborons une méthode de classification des modules présentant les meilleures performances permettant d'être sélectionnés pour le prototype. Dans la suite, les codes Monte-Carlo prenant en compte la correction des pertes de charges et le bruit électronique déformant les spectres ont été la base de la construction de la réponse spectrale. Nous présentons la méthode employée pour étalonner de manière automatique les paramètres libres associés au modèle pour chaque détecteur à partir de données expérimentales acquises sur le prototype du plan de détection pour différentes configurations instrumentales. Nous calculons ensuite la matrice de réponse et présentons un exemple de résultat de cette étude pour un détecteur dans une configuration donnée. Finalement, l'étude statistique des performances spectroscopiques des 800 voies du prototype permet de discuter les performances des détecteurs, leur homogénéité et de proposer une zone de fonctionnement dans l'espace des configurations instrumentales permettant d'optimiser les performances du plan. Le chapitre 5 conclut ce travail en discutant les résultats obtenus dans cette thèse. Il met également en avant les modifications des modèles à implémenter et des perspectives possibles applicables au prototype comme au modèle de vol.

Table des matières

1	L'observation du ciel en gamma	2
1.1	L'astronomie des sources en X et en gamma	3
1.1.1	Les sources astronomiques dans les domaines en rayons X et γ	3
1.1.2	L'astronomie multi-messagers	4
1.1.3	Les sources transitoires à haute énergie	5
1.2	Les sursauts gamma	7
1.2.1	La découverte et les propriétés des sursauts	7
1.2.2	Modèle des chocs internes et externes	9
1.2.3	Progéniteurs	11
1.2.4	Propriétés temporelles	12
1.2.5	Propriétés spectrales des sursauts	13
1.3	<i>SVOM</i> pour l'observation des sursauts	14
1.3.1	Objectifs scientifiques	14
1.3.2	Instrumentation de la mission <i>SVOM</i>	15
1.3.3	Stratégie d'observation	20
1.3.4	La contrainte de l'anomalie Atlantique Sud	21
1.3.5	Le Panorama instrumental 2020	22
1.4	Zoom sur l'instrument ECLAIRS	24
1.4.1	Enjeux scientifiques et exigences instrumentales	24
1.4.2	Présentation de la caméra	25
1.4.3	Le masque codé	26
2	Modules et semi-conducteurs du plan de détection	26
2.1	Les semi-conducteurs CdTe Schottky	27
2.1.1	Propriétés des semi-conducteurs	27
2.1.2	Particularités du contact métal/semi-conducteur	31
2.1.3	Les détecteurs CdTe d'ECLAIRS	35
2.2	Formation du signal dans les semi-conducteurs	36
2.2.1	Interactions rayonnement-matière	36
2.2.2	Mouvement des porteurs de charges	39
2.2.3	Collection des charges	41
2.3	Anatomie d'un module élémentaire	43
3	Validation des performances de la chaîne électronique de lecture	44
3.1	Traitement du signal et bruit dans la chaîne de mesure	45
3.1.1	Filtrage du signal	45
3.1.2	Bruit dans la chaîne de mesure	47
3.2	Chaîne électronique de lecture	50
3.2.1	Fonctionnalité de la chaîne électronique	50
3.2.2	Séquence de lecture d'un ASIC	51
3.2.3	Multiplicité et trames photons	52
3.2.4	Les paramètres d'ECLAIRS	56
3.3	Tests et validation de la chaîne	56

3.3.1	Description de la baie de test	56
3.3.2	ELSimulator	58
3.3.3	Protocoles de tests	58
3.3.4	Problèmes rencontrés	60
3.4	Étude du temps mort	63
3.4.1	Définition	63
3.4.2	Modèles standards	63
3.5	Le temps mort d'ECLAIRs	65
3.5.1	Sources de temps mort	65
3.5.2	Choix des paramètres pour les simulations de l'évaluation du temps mort	66
3.6	Modèle de temps mort avec ELSimulator	67
3.7	Validation du modèle de temps mort avec le ProtoDPIX	91
3.7.1	Les moyens de tests : le ProtoDPIX	91
3.7.2	Simulations des comptages	91
3.7.3	Tests et résultats	92
3.8	Impact des pixels bruyants sur l'imagerie	95
3.8.1	Définition des pixels bruyants	95
3.8.2	Étude de l'évolution du temps mort sous l'influence de pixels bruyants avec ELSimulator	96
3.8.3	Étude des pixels bruyants sur le prototype	97
3.8.4	Influence sur l'imagerie	102
4	Modélisation de la réponse spectrale	106
4.1	Performances des modules individuels	107
4.1.1	Configurations des tests	107
4.1.2	Études des paramètres	108
4.1.3	Classification des modules pour le modèle de vol	113
4.2	Modèle de la réponse spectrale	119
4.2.1	Modèle de masse et processus physiques	119
4.2.2	Modélisation de la réponse spectrale	124
4.2.3	Validation de l'étalonnage de la réponse spectrale avec une source de Cobalt	140
4.2.4	Exemple de matrice de réponse spectrale	142
4.3	Relation Canal-Énergie	143
4.3.1	Linéarité de la chaîne de codage des énergies	143
4.3.2	Influence de la température sur la relation Canal-énergie	144
4.4	Zone de fonctionnement optimisant les performances du plan	145
4.4.1	Nouvel ajustement spectral	145
4.4.2	Étude statistique des paramètres de la réponse	147
4.4.3	Bilan des résultats	156
5	Conclusions générales et perspectives	156
5.1	Le contexte de la mission <i>SVOM</i>	157
5.2	ECLAIRs, sa chaîne électronique et son temps mort	157
5.3	ECLAIRs, son plan de détection et sa réponse spectrale	161
5.4	Pour aller plus loin	163
	Bibliographie	165

Chapitre 1

L'observation du ciel en gamma

Sommaire

1.1	L'astronomie des sources en X et en gamma	3
1.1.1	Les sources astronomiques dans les domaines en rayons X et γ	3
1.1.2	L'astronomie multi-messagers	4
1.1.3	Les sources transitoires à haute énergie	5
1.2	Les sursauts gamma	7
1.2.1	La découverte et les propriétés des sursauts	7
1.2.2	Modèle des chocs internes et externes	9
1.2.3	Progéniteurs	11
1.2.4	Propriétés temporelles	12
1.2.5	Propriétés spectrales des sursauts	13
1.3	SVOM pour l'observation des sursauts	14
1.3.1	Objectifs scientifiques	14
1.3.2	Instrumentation de la mission SVOM	15
1.3.3	Stratégie d'observation	20
1.3.4	La contrainte de l'anomalie Atlantique Sud	21
1.3.5	Le Panorama instrumental 2020	22
1.4	Zoom sur l'instrument ECLAIRS	24
1.4.1	Enjeux scientifiques et exigences instrumentales	24
1.4.2	Présentation de la caméra	25
1.4.3	Le masque codé	26

Les sursauts γ ¹ sont les événements cosmiques transitoires les plus énergétiques jusqu'à présent découverts. Ces émissions très brèves de rayons X et γ apparaissent aléatoirement dans le ciel et sont associées à l'émission de jets ultra-relativistes lors de la mort d'étoiles massives ($\geq 20 M_{\odot}$) ou de la coalescence de deux astres compacts. Les sursauts ont été découverts par hasard au début des années 1970 par des satellites militaires américains et soviétiques et ont attisé la curiosité de la communauté scientifique qui leur a dédié de nombreuses missions afin de les étudier. Celles-ci ont permis de nombreuses découvertes comme les contreparties multi-longueurs d'ondes des sursauts, l'identification de leurs progéniteurs ou encore leurs propriétés spectrales et temporelles ainsi que l'utilisation des sursauts comme sondes de l'Univers lointain. Étant donnée la brièveté des phénomènes, l'instrumentation spatiale a dû s'adapter aux défis de l'astrophysique du ciel transitoire, notamment en améliorant la précision de localisation des sursauts, la rapidité de repointage et leur observation multi-longueurs d'ondes.

C'est dans l'optique de répondre aux nouvelles perspectives scientifiques des sursauts que la France et la Chine se sont unies pour construire une mission qui sera lancée en 2021. La mission *SVOM* (*Space-based Variable Object Monitor*, [Wei et al. \(2016\)](#)) est une mission entièrement dédiée à l'étude du ciel transitoire qui comportera quatre instruments à son bord pour assurer l'observation multi-longueurs d'ondes et qui sera appuyée par un suivi au sol grâce à un réseau de télescopes robotiques à petit et grand champ de vue. L'instrument principal de la plateforme, ECLAIRS, est en charge de la première détection des sursauts ainsi que de leur localisation.

Ce chapitre aborde tout d'abord l'observation du ciel en gamma et les objets transitoires. Ensuite, nous présentons les principales caractéristiques des sursauts, depuis leurs progéniteurs jusqu'à la physique des jets. Finalement, nous nous concentrons sur la mission *SVOM*, dédiée à leur observation.

1.1 L'astronomie des sources en X et en gamma

1.1.1 Les sources astronomiques dans les domaines en rayons X et γ

Une partie du rayonnement γ cosmique observé est d'origine stellaire, notamment au stade ultime de l'évolution des étoiles ([Paul et Laurent, 1997](#)). Le cœur d'une étoile de masse typiquement 8 à 10 M_{\odot} , peut dégénérer en un astre très dense, une naine blanche. Dans un système binaire, une naine blanche peut accréter assez de matière de son compagnon. Lorsque la naine blanche a une masse proche de la limite de Chandrasekhar, la matière accrétée augmente la masse de la naine blanche à tel point que la densité au cœur dépasse la densité critique de combustion du carbone. La matière est dégénérée et la température de l'étoile augmente à cause de l'énergie libérée par les réactions nucléaires, provoquant la dilatation de l'étoile. Un emballement thermonucléaire dû à l'augmentation de température et donc des réactions nucléaires provoque l'explosion de l'étoile et une supernova de type SN Ia ([Nomoto, 1982](#)) ou supernova thermonucléaire.

Une étoile massive ($M > 10M_{\odot}$) quant à elle synthétise au cours de sa vie des éléments de plus en plus lourds, jusqu'au fer, élément le plus stable qui ne pourra fusionner malgré une température croissante. Lorsque le cœur de fer supporté par la pression de dégénérescence électronique atteint la masse de Chandrasekhar, aucune réaction thermonucléaire n'apporte une énergie suffisante pour contrebalancer la gravité et cette dernière l'emporte en entraînant un effondrement massif du cœur de l'étoile sur lui-même, pouvant créer une proto-étoile. La densité est telle que les électrons sont capturés par les protons des noyaux atomiques devenant alors des neutrons en relâchant une très grande quantité de neutrinos. Les couches externes de l'étoile rebondissent sur la proto-étoile dense formant une onde de choc. L'effondrement gravitationnel du cœur de l'étoile libère une telle quantité d'énergie que les couches externes sont expulsées produisant une supernovae gravitationnelle ([Fryer et al., 2001](#)), enrichissant alors le milieu interstellaire d'éléments lourds. Ne reste ensuite que la matière dégénérée résiduelle de la supernova gravitationnelle, les résidus forment soit un trou noir soit une étoile à neutrons.

1. Dans la suite de cette thèse, nous désignerons aussi ces phénomènes simplement sous le nom de sursauts

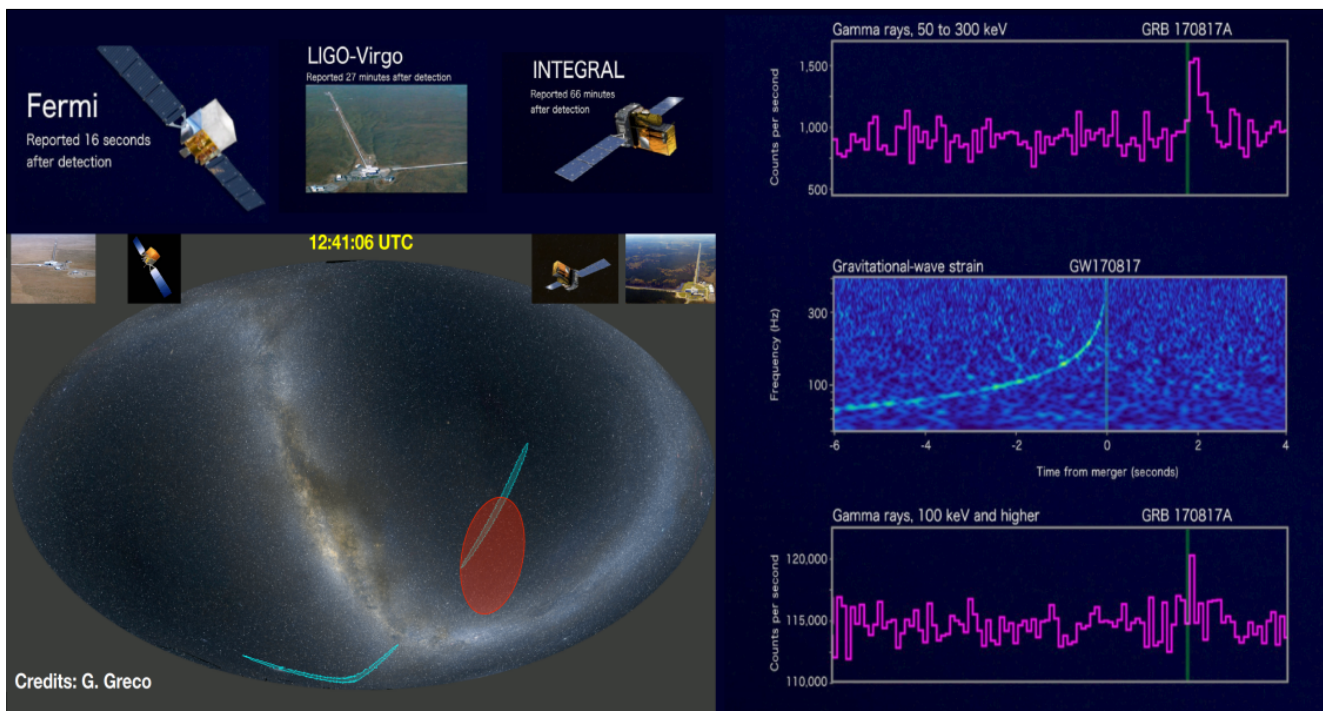


FIGURE 1.1 – *A gauche* - Localisation du sursaut en corrélant les informations provenant de LIGO-Virgo (croissants bleus) et les satellites Fermi et INTEGRAL. *A droite*, courbe de lumière de la détection de l'onde gravitationnelle et du sursaut (Goldstein et al., 2017).

Une autre partie du rayonnement γ provient du milieu interstellaire et notamment de la voie Lactée. Il est produit par le rayonnement cosmique de haute énergie (positons, électrons, protons et noyaux lourds) interagissant avec les gaz de notre galaxie. Les galaxies émettent un rayonnement γ détectable, et notamment le bruit de fond extragalactique et elles sont regroupés en noyaux actifs de galaxies, AGN (*Active Galacty Nuclei*) dont l'émission γ principale est issue de l'accrétion de matière par un trou noir supermassif central (Ferrarese et Ford, 2005). Les trous noirs supermassifs ne sont quant à eux pas issus directement de la mort des étoiles mais sont liés à l'évolution des structures des galaxies (Volonteri, 2010).

1.1.2 L'astronomie multi-messagers

L'astronomie multi-messagers a pris son essor à la suite de la première détection directe des ondes gravitationnelles par LIGO (Laser Interferometer Gravitational-wave Observatory Abbott et al. (2009)), le 14 septembre 2015 (Abbott et al., 2016). Ces ondes gravitationnelles, prédites par Albert Einstein et développées dans sa théorie de la relativité générale (Einstein, 1952), ont été détectées à la suite de la coalescence de deux trous noirs massifs de masses proches ($M_{BH1} = 36^{+5}_{-4} M_{\odot}$ et $M_{BH2} = 29^{+4}_{-4} M_{\odot}$), survenue il y a près de 1,3 milliards d'années. Plus récemment, le 17 août 2017, une contrepartie électromagnétique a pu être observée grâce à la détection coïncidente d'un signal d'ondes gravitationnelles et d'un sursaut court (voir Figure 1.1, (Abbott et al., 2017)). C'est l'observation conjointe de la détection d'un signal électromagnétique et d'un signal d'une onde gravitationnelle qui pourrait confirmer l'origine des sursauts courts et permettre d'étudier avec précision leurs progéniteurs (voir Section 1.2.3).

Ce sursaut proviendrait de la coalescence de deux étoiles à neutrons. Une kilonova est créée à la suite de la décroissance des éléments radioactifs lourds, synthétisé par le processus r et éjectés pendant la coalescence des deux astres. Le succès de cette détection résulte également de la stratégie de suivi des satellites. Fermi (Atwood et al., 2009) et INTEGRAL (Winkler et al., 2003) ont détecté le sursaut court associé à l'onde gravitationnelle dont le signal a été mesuré par LIGO/Virgo. La détection de la kilonova a permis de préciser la position de la source et d'entamer le processus de suivi par les grands télescopes spatiaux et au sol. La Figure 1.2 montre la détection et le suivi de ce sursaut par l'instrument ultraviolet/optique (UVOT) de *Swift* (Gehrels et al., 2004). Cette détection simultanée d'une onde gravitationnelle et d'un sursaut marque le début de l'ère astronomique multi-messagers.

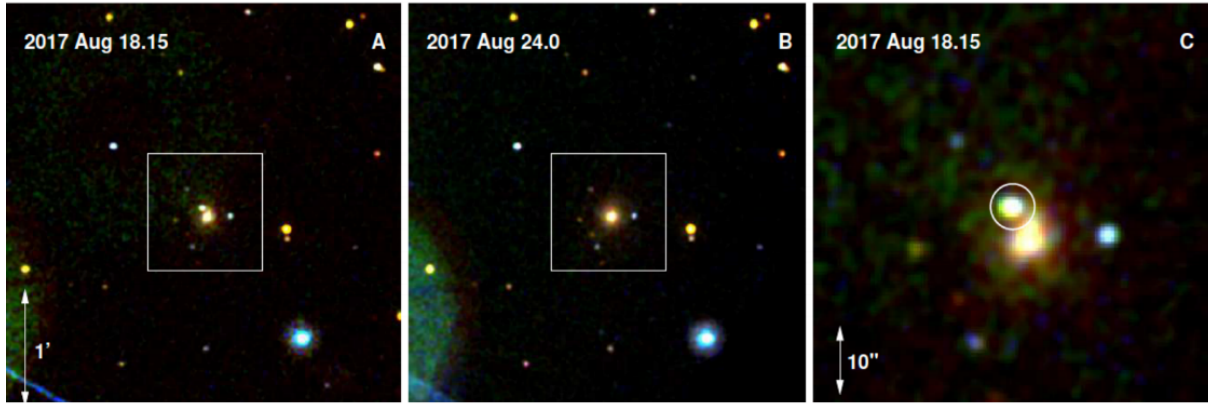


FIGURE 1.2 – Observation du sursaut GRB170817 par l’instrument UVOT à bord de Swift. (A) L’émission lumineuse UV est clairement détectée (B) L’émission s’estompe rapidement. (C) Un zoom de la phase A avec la contrepartie de la source transitoire encerclée. D’après *Evans et al. (2017)*.

Les particules du rayonnement cosmique sont également un objectif important de l’astronomie multi-messagers. Les premières détections de neutrinos sont liées à la supernova SN1987 (*Hirata et al., 1988*). Les neutrinos sont sensibles aux interactions faibles uniquement et peuvent donc traverser les milieux les plus opaques sans être absorbés. Les neutrinos sont insensibles aux champs magnétiques intergalactiques et conservent alors leur direction d’émission quelque soit le milieu rencontré. Cependant, ils n’interagissent que très peu avec la matière et sont donc très difficiles à détecter. Ils permettraient pourtant l’étude des phénomènes d’accélération des particules pendant la phase d’émission d’un sursaut (*Waxman et Bahcall, 1997*).

1.1.3 Les sources transitoires à haute énergie

Source transitoire	Durée typique	Source d’énergie	Energie
<i>Terrestrial Gamma-ray Flash - TGF</i>	msec	Champ électrique	10^{10} erg
Sursaut γ - GRB	msec - min	Gravité	10^{51} erg
<i>Soft Gamma Repeater - SGR</i>	msec - sec	Champ magnétique	10^{44} erg
<i>Tidal Disruption Event - TDE</i>	jour - année	Gravité	10^{52} erg
Éruption solaire	min	Champ magnétique	10^{32} erg
Nova	min - année	Gravité	10^{49} erg
Supernova	min - année	Nucléaire	10^{49} erg
Source variable	Durée typique	Source d’énergie	Luminosité
Trou noir accrétant (BH)/ Étoile à neutrons (NS)	sec - jour	Gravité	10^{36} erg.s $^{-1}$
Noyau actif de galaxies (AGN)	heure - jour	Gravité	10^{43} erg.s $^{-1}$

TABLE 1.1 – Exemple d’événements transitoires à hautes énergies associés à leur durée typique, et leur énergie. La table est extraite de *Gehrels et Cannizzo (2013)*.

Une source transitoire est par définition une bouffée d’énergie provenant d’un objet qui subit des modifications de son état. Certains événements transitoires sont si puissants qu’ils deviennent aussi brillants que leur galaxie hôte. Comme leur nom indique, l’échelle de temps des événements transitoires astrophysiques est très courte par rapport à celle de l’Univers, allant de quelques millisecondes à plusieurs années.

L’Univers est peuplé de sources transitoires diverses ayant une grande variabilité spectrale et temporelle dont quelques exemples sont présentés en Table 1.1.

La Figure 1.3 représente l’espace des phases des événements transitoires en fonction de leur caractéristique temporelle dans le domaine X et optique. Certains événements transitoires ont des temps de vie très courts, ce qui rend très difficile leur observation et la compréhension des mécanismes physiques qui les

produisent. Les sources transitoires les plus énergétiques sont associées à des processus physiques extrêmes impliquant des objets compacts comme les trous noirs et les étoiles à neutrons.

Certains événements comme les supernovae et les sursauts sont extrêmement lumineux et peuvent être observés à des distances cosmologiques. Le flux et la luminosité permet d'estimer la distance lumineuse de ces objets, distance qui dépend des paramètres cosmologiques. Ces chandelles standards ont été utilisées pour mettre en évidence l'accélération de l'Univers (Perlmutter *et al.*, 1999) et confirmer l'idée que la courbure de l'Univers est plate (Schmidt *et al.*, 1998).

D'autres candidats pour les études cosmologiques sont les sursauts γ longs (voir Section 1.2.3). Ils sont associés à la mort de certaines étoiles massives ($M > 20 M_{\odot}$) et sont des traceurs de la formation stellaires à bas *redshift*. Certains sursauts, situés à des distances cosmologiques pourraient être créés par les premières étoiles de l'Univers (étoiles de Population III) (Bromm et Loeb, 2006). Grâce à une très bonne sensibilité et à sa stratégie d'observation, *Swift* a permis la détection de sursauts dont le *redshift* moyen est passé de 1,37 (missions BepoSAX, HETE-2 et INTEGRAL), à 2,76 (*Swift*). Un des sursauts les plus lointains a été observé par l'instrument BAT de *Swift* en 2009 (GRB090423) et présente un *redshift* de 8,3 (Salvaterra *et al.*, 2009). Ce sursaut a été émis lors de l'explosion d'une étoile massive lorsque l'Univers n'avait que 630 millions d'années. Les sursauts γ très lointains permettent d'être des outils pour les études cosmologiques et leurs rémanences sont donc essentiels pour étudier les étoiles primitives et les premiers âges de l'Univers, le degré d'ionisation du milieu intergalactique ainsi que sa métallicité. Cependant, ceci implique d'avoir accès à l'observation des longueurs d'ondes précises comme le proche infrarouge. Certaines études montrent une corrélation entre l'énergie rayonnée pendant le sursaut et l'énergie de pic (voir Section 1.2.5) intrinsèque reliée à la distance du sursaut (Amati *et al.*, 2002), ce qui pourrait permettre de contraindre les modèles cosmologiques dans certains cas et la distance lumineuse de ces derniers. Cependant, la physique encore mal connue de ces derniers ne permet pas pour l'instant de rendre ce modèle applicable à tous les sursauts et de construire un modèle standard.

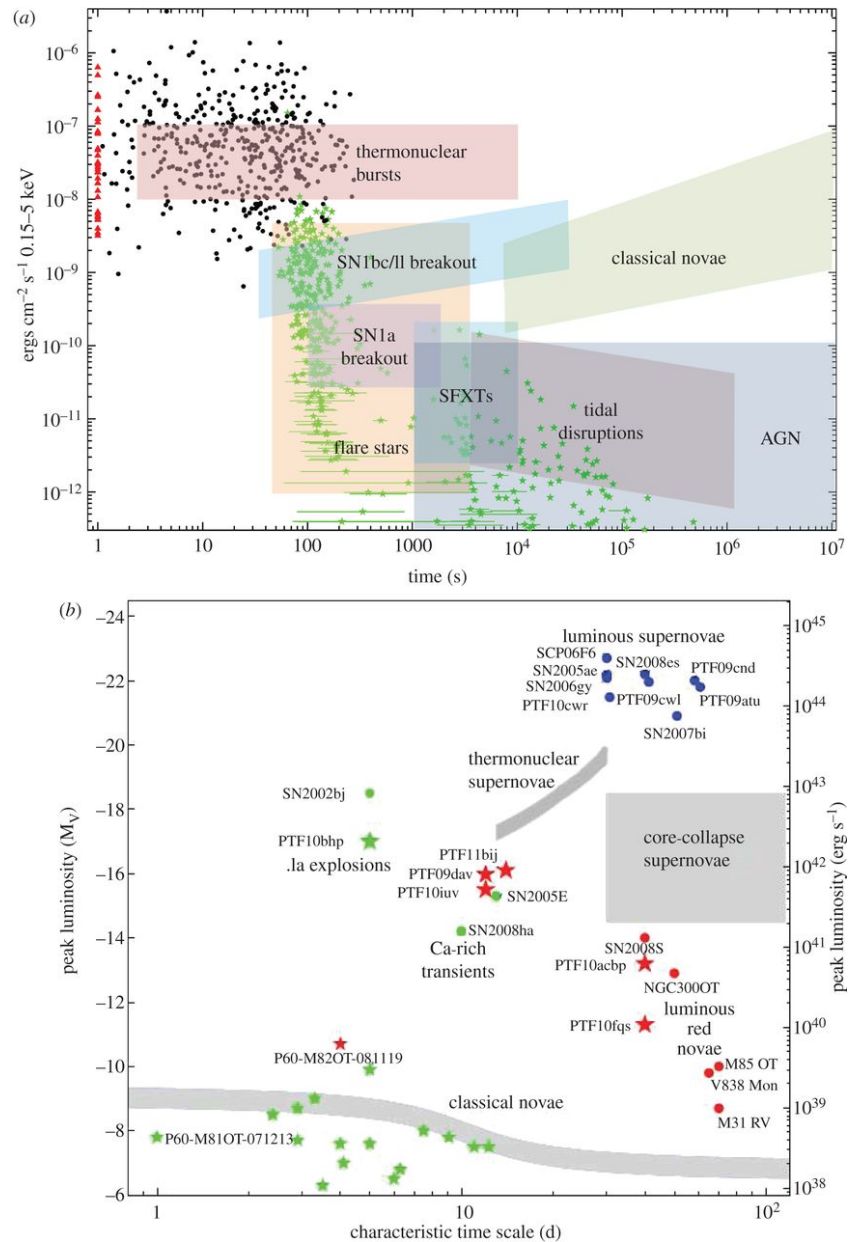


FIGURE 1.3 – En haut - Flux typique observé en fonction du temps caractéristique pour différentes sources en X/ γ (zones colorées) et l'émission prompte et rémanente des sursauts détectés par *Swift* (points individuels). Les points noirs sont les sursauts observés par le BAT Burst Alert Telescope, en rouge pour $T_{90} < 1$ s. En vert, sont représentés les rémanences. En Bas - Espace de phase optique des événements explosifs cosmiques et leur temps caractéristique. La Figure et la légende sont issues et traduites de (O'Brien et Smartt, 2013).

1.2 Les sursauts gamma

Les sursauts gamma sont émis lors de la naissance catastrophique d'objets compacts. Ce dernier, nouvellement formé, de type trou noir ou étoile à neutrons accrète la matière environnante sous forme d'un disque d'accrétion (par exemple (Piran, 1999)). Cette phase est opaque et ne peut être observée que par les ondes gravitationnelles émises ou les neutrinos. L'étude des ondes gravitationnelles est donc un moyen très attendu pour mieux comprendre ces phénomènes de très hautes énergies. Les débris stellaires environnant l'objet compact central sont regroupés sous forme d'un tore qui peut se stabiliser durant un très court moment grâce à des vitesses de rotation très importantes (de l'ordre de mille tours par seconde). La dissipation catastrophique de l'énergie dans le tore permet à la matière de tomber dans le trou noir et conduit à l'émission de deux jets relativistes.

1.2.1 La découverte et les propriétés des sursauts

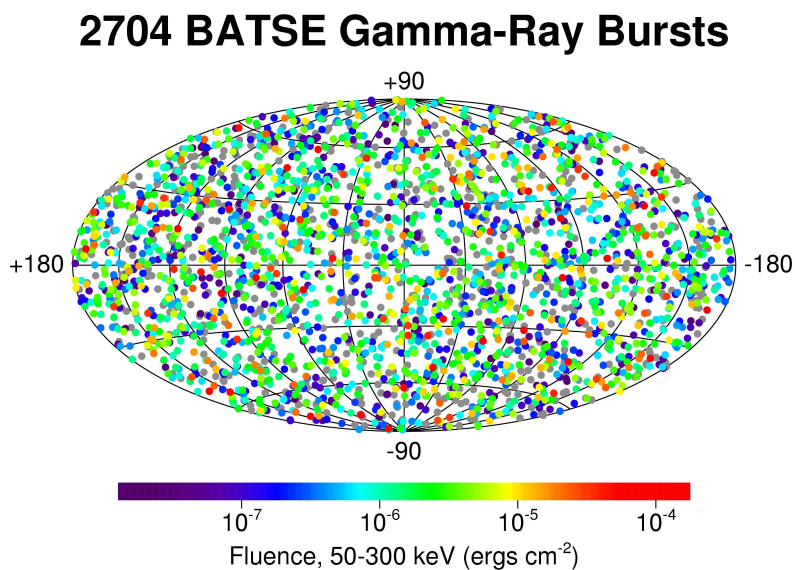


FIGURE 1.4 – Cartographie des 2704 sursauts détectés entre 1991 et 2000 par BATSE représentés en coordonnées galactiques dont la couleur dépend du flux total perçu (Paciesas et al., 1999).

C'est en 1967 que les premiers sursauts γ ont été observés par le réseau de satellites Vela. Ce réseau était initialement destiné à repérer les essais nucléaires atmosphériques réalisés par les soviétiques dans la course aux armements pendant la guerre froide. Dans l'espace, une explosion nucléaire ne se manifeste pas comme le traditionnel champignon nucléaire résultant de la dissipation sous forme d'un flash thermique du plasma en fusion mais sous la forme d'une intense bouffée de rayons X et gamma. Les satellites Vela ont donc été munis de nombreux détecteurs à scintillation permettant de détecter ces bouffées afin de surveiller les éventuels essais nucléaires soviétiques. L'étude approfondie des données en provenance du réseau Vela a permis de découvrir des intenses rayonnements γ et X de courte durée de provenance astronomique. C'est le 2 juillet 1967 que le premier sursaut γ a été détecté (Klebesadel et al., 1973). A la suite de cette découverte, la communauté scientifique a développé de nombreuses missions dédiées à l'observation de ces phénomènes transitoires.

CGRO (*Compton Gamma-Ray Observatory*, Briggs *et al.* (1996)), lancé en 1991 était dédié à l'étude des rayonnements gamma (Schoenfelder *et al.*, 1993). A son bord, un des instruments était consacré à la détection des sursauts gamma, BATSE (*Burst Alert and Transient Sources Experiment* Fishman et Meegan (2012)) qui a détecté plus de 2000 sursauts. De nombreuses études statistiques des positions des sursauts sur le ciel et de leurs propriétés spectrales (Briggs, 1995) mettent en évidence une répartition isotrope de ces derniers (voir Figure 1.4). Aucune concentration n'apparaissant sur le plan galactique, les sursauts γ sont soit très proches de la Terre soit d'origine extragalactique.

BATSE a également mis en évidence le fait que les sursauts se répartissent en deux groupes distincts (voir Figure 1.5). Environ 30% des sursauts détectés (avec une énergie autour de 1000 keV) sont courts avec une durée inférieure à 2 s. En revanche, 70% des sursauts présentent une énergie caractéristique plus basse (autour de 100 keV) et sont de plus longues durées, atteignant parfois quelques dizaines de minutes.

BeppoSAX (Boella *et al.*, 1997) est une mission Italo-Néerlandaise lancée en 1996 ayant pour caractéristique l'étude des sursauts dans une grande gamme en énergie : entre 0,1 et 300 keV (Feroci, 1999). Cette mission a permis de détecter pour la première fois, le 27 février 1997 une contrepartie en rayons X huit heures après la première détection du sursaut grâce à une localisation du sursaut GRB970228 dans une boîte d'erreur inférieure à 3 minutes d'arc (Paradijs *et al.*, 1997). Une nouvelle stratégie de suivi par de grands télescopes a été mise en place pour trouver une contrepartie. Ainsi, vingt-huit heures après la détection, le télescope au sol WHT (*William Herschel Telescope*) a observé une contre partie dans le domaine visible (Galama *et al.*, 1997). Cette découverte est une révolution dans l'étude des sursauts car d'une part elle a, pour la première fois, donné une position assez précise pour un suivi au sol mais elle a également établi l'existence de la rémanence des sursauts (Halpern *et al.*, 1998).

Les galaxies hôtes ont dès lors pu être identifiées et les contreparties optiques ont permis de mesurer certaines raies spectrales précises et donc le décalage vers le rouge. Le premier *redshift* est mesuré à $z = 0,835$ pour le sursaut GRB970508 le datant à plus de 7 milliards d'années et lui conférant une origine cosmologique (Metzger *et al.*, 1997).

D'autres missions ont suivi ces deux premières et ont permis des avancées majeures dans le domaine de l'astronomie des sursauts. Tout d'abord HETE-2 (*High Energy Transient Explorer*) est le premier satellite entièrement dédié à l'étude des sursauts (Ricker *et al.*, 2003). En 2000, il embarque trois instruments pour l'observation de l'émission prompte et la rémanence en X dont un instrument dédié à l'amélioration de la localisation des sursauts (< 10 secondes d'arc). HETE-2 calcule directement à bord la position du sursaut et transmet les coordonnées de l'événement, via un réseau VHF, aux observatoires quelques dizaines de secondes après la détection. Le délai d'observation de la rémanence a donc été réduit allant jusqu'à pouvoir détecter l'émission optique 3 minutes après la détection des sursauts, comme par exemple GRB021004 (Fox *et al.*, 2003). En plus des avancées scientifiques sur la rémanence des sursauts, HETE-2 a démontré que les sursauts couvraient une très grande gamme en énergie allant jusqu'à des événements spectralement mous (< 10 keV) comme les *X-ray-rich* GRB ou les *X-ray flashes*, (XRF). HETE-2 a également permis de confirmer la connexion entre les sursauts longs et les supernovae grâce à la détection d'une supernovae associée à la rémanence du sursaut GRB030329 (Stanek *et al.*, 2003).

D'autres missions comme *Swift* (Gehrels *et al.*, 2004) ou encore *Fermi* sont en partie dédiées à l'étude de l'émission prompte et de la rémanence multi-longueurs d'ondes des sursauts. *Swift* est une mission innovante par son pointage automatisé à bord. Elle est lancée par la NASA en 2004 et sa plateforme agile

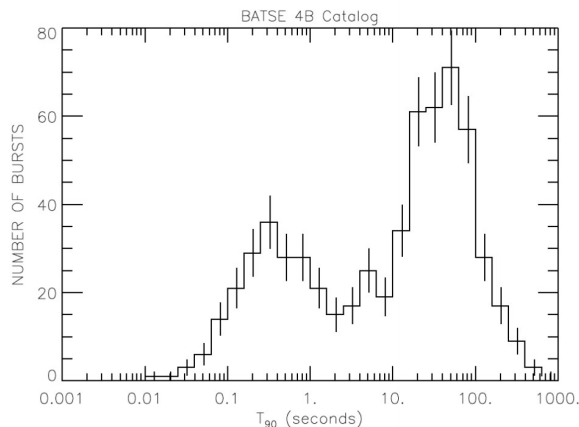


FIGURE 1.5 – Histogramme des durées des sursauts détectés par BATSE montrant la distinction de deux classes de sursauts (Paciesas *et al.*, 1999).

permet de repositionner très rapidement les champs de vue des différents télescopes en direction des boîtes d'erreurs de plus en plus petites (voir Figure 1.6) améliorant ainsi la localisation des sursauts.

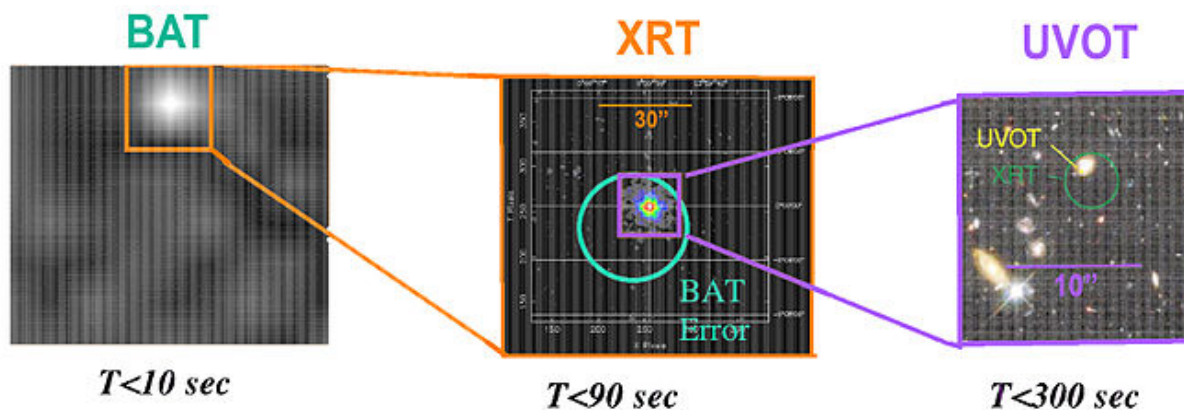


FIGURE 1.6 – Représentation de la stratégie de pointage de la mission Swift. Crédit : Leicester Université.

Swift a découvert plus de 1000 sursauts dont 10% d'entre eux sont courts et la distance de 30% des sursauts a pu être estimée grâce à la spectroscopie de leur rémanence depuis le sol. Cette mission a également détecté le sursaut le plus lointain observé, GRB090423 avec un *redshift* de 8,3 (Salvaterra *et al.*, 2009), attestant que les sursauts sont des sondes uniques de l'Univers lointain. Elle a également permis de mesurer la métallicité des régions de formation d'étoiles à hauts *redshifts* en utilisant les sursauts (Prochaska *et al.*, 2007). Les galaxies hôtes des sursauts courts en X durs ont été identifiés (par exemple Soderberg *et al.* (2006)) ainsi que la relation entre ces derniers et la coalescence de deux étoiles à neutrons (Coward *et al.*, 2012). De plus, *Swift* a découvert une classe de sursauts doux et longs qui ne sont pas associés à des supernovae (Starling *et al.*, 2011).

Fermi est un télescope lancé en 2008 par la NASA qui a observé plus de 5000 sources de rayonnement γ permanentes et transitoires, dont le sursaut le plus puissant jamais détecté GRB130427A (Tam, 2014). Cette mission a ouvert une nouvelle ère pour l'étude des sursauts à haute énergie atteignant 40 MeV grâce à ses instruments embarqués GBM (*Gamma-ray Burst monitor* Meegan *et al.* (2009)) et LAT (*Large Area Telescope* Atwood *et al.* (2009)) entre 20 MeV et 300 GeV. En deux ans et demi, ce dernier instrument a détecté 25 sursauts dont l'énergie est supérieure à 100 MeV dont 12 de l'ordre du GeV, comme GRB090510 qui atteint 33.5 GeV (Vianello *et al.*, 2011). *Fermi*-LAT a été conçu pour réaliser des cartes du ciel entier toutes les trois heures et a révélé deux structures γ massives (voir Figure 1.7) autour du centre du plan de la voie lactée (Dobler *et al.*, 2010; Su *et al.*, 2010) probablement provoquées par le trou noir supermassif central. L'autre instrument à bord, le *Fermi*-GBM peut scanner le ciel entier à tout instant, excepté la partie occultée par la Terre. En tout, le satellite a observé plus de 2300 sursauts, dont un le 17 août 2017 où *Fermi* a détecté une puissante explosion dans la constellation de l'Hydre, deux secondes avant que l'observatoire LIGO (*Laser Interferometer Gravitational-wave Observatory*, Kawabe *et al.* (2008)) ne détecte des ondes issues de la coalescence de deux étoiles à neutrons.

1.2.2 Modèle des chocs internes et externes

La Figure 1.8 illustre les différentes phases d'un sursaut dans le cadre du modèle standard :

1. Moteur central

Le premier point pour la création d'un sursaut γ est la formation du moteur central. Les progéniteurs des sursauts sont discutés plus en détails dans la Section 1.2.3. Mais dans tous les cas, la matière accrétée par l'objet compact central est convertie en un (double) jet de matière, collimaté le long de l'axe de rotation. Les angles d'ouverture des jets sont encore mal compris mais sont estimés autour de la dizaine de degrés (Panaitescu et Kumar, 2001).

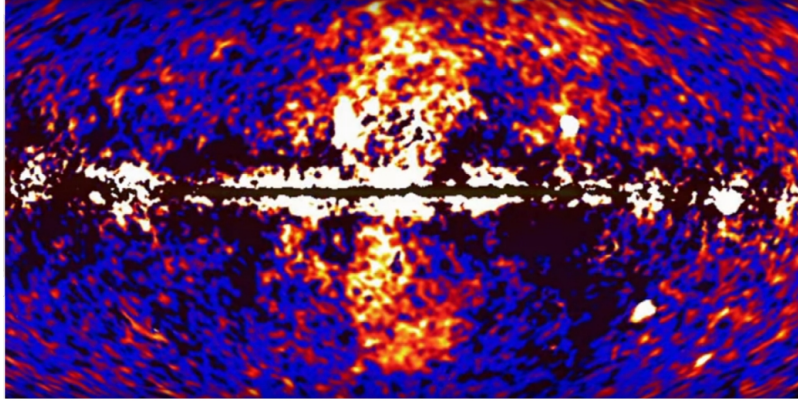


FIGURE 1.7 – Mise en évidence par Fermi de deux structures γ au centre galactique provenant du trou noir central. Crédit : Nasa.

2. Expansion des jets

Le jet est composé de plasma chaud. Celui-ci entre en expansion adiabatique en s'éloignant du moteur central. Avant que les jets ne deviennent relativistes, l'émission est thermalisée car le milieu est optiquement épais. Les mécanismes de base sont bien compris : c'est le modèle de "boule de feu" (Piran *et al.*, 1993). Durant l'expansion, l'énergie interne des ejectae est convertie en énergie cinétique lui permettant d'accélérer et d'atteindre des vitesses ultra-relativistes et des facteurs de Lorentz Γ supérieurs à 100. Le milieu devient alors transparent. De grands facteurs de Lorentz imposent au moteur central de déposer une grande quantité d'énergie dans peu de matière. Ceci est une contrainte très forte obligeant le plasma à être très pauvre en baryons. Deux hypothèses sont pour l'instant mises en avant pour expliquer le transfert d'énergie du tore vers les jets. La première consiste en l'annihilation des neutrinos et anti-neutrinos $\nu\bar{\nu}$ émis par le disque d'accrétion (Popham *et al.*, 1999). Comme le disque d'accrétion est produit à la suite de l'effondrement du cœur de l'étoile ou de la coalescence d'objets compacts, il est très chaud et dense et l'émission de neutrinos ν et anti-neutrinos $\bar{\nu}$ sont la principale source de refroidissement. La seconde est la médiation des lignes de champ ancrées soit dans le disque d'accrétion, soit grâce à un trou noir en rotation rapide, dit trou noir de Kerr (Blandford et Payne, 1982). Le champ magnétique du disque est amplifié par l'effet de rotation du moteur central et une fraction de l'énergie du disque en est alors extraite sous forme d'émission d'un vent magnétisé. Ce n'est que si l'un des deux jets est dirigé vers la Terre que le sursaut γ pourra être observé.

3. Formation de l'émission prompte

Les photons γ sont générés par des ondes de choc, appelées chocs internes (Rees et Mészáros, 1994), car elles se propagent au sein de l'ejecta relativiste. Comme le moteur central est très variable, le jet ultra-relativiste n'est pas homogène, ce qui entraîne des couches de matière successives ayant des vitesses différentes, même si elles sont toutes très proches de la vitesse de la lumière. Finalement, les plus rapides rattrapent les plus lentes : il y a formation d'ondes de choc. Ce sont des ondes de nature non collisionnelle, c'est-à-dire qu'elles sont régies par les forces électromagnétiques à grandes échelles et non pas par collision de particules entre elles.

4. Formation de l'émission rémanente

En fonction du progéniteur, le milieu circumstellaire est de nature différente : pour les sursauts longs, le milieu sera de type vent solaire dense alors que pour les sursauts courts, le milieu sera plutôt uniforme et peu dense. La décélération du jet dans le milieu extérieur induit deux ondes de choc. Le choc avant balaye le milieu environnant. C'est un choc ultra-relativiste entre la matière du milieu extérieur choquée et celle qui est au repos (Kobayashi *et al.*, 1997). Le choc retour se fait entre la matière du jet choquée à cause du ralentissement par le milieu extérieur et la matière

qui n'a pas encore ressenti les effets du ralentissement dû au premier choc. La rémanence observée est produite essentiellement par rayonnement synchrotron des électrons accélérés (Piran et Nakar, 2010).

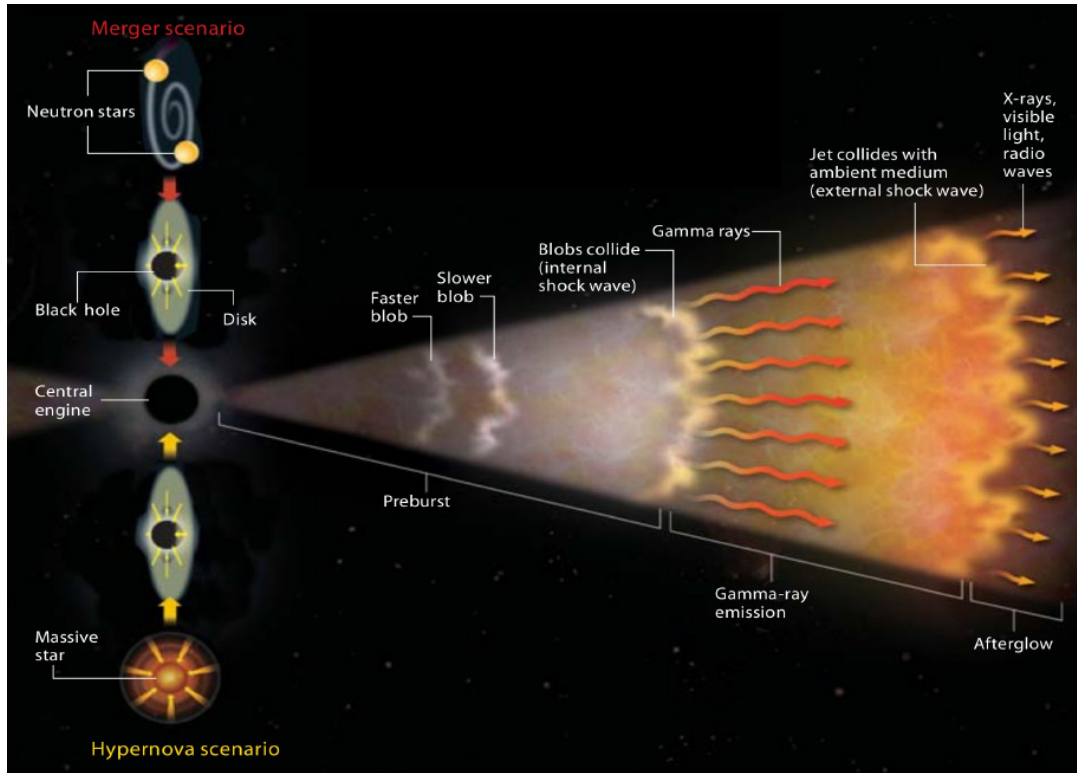


FIGURE 1.8 – *Modèle simplifié de l'émission du sursaut γ (prompte et rémanente) et les progéniteurs des sursauts. Crédit NASA.*

1.2.3 Progéniteurs

Les précédentes missions d'observation des sursauts comme BATSE ont montré que les sursauts pouvaient se différencier par leur durée (voir Figure 1.5). Les sursauts courts (< 2 s) et les sursauts longs (> 2 s) se différencient entre autre par leurs progéniteurs (Rosswog *et al.*, 1998). De nombreuses observations comme celle du sursaut GRB030329 ont permis d'associer les sursauts longs à des supernovae (Hjorth et Bloom, 2012) montrant qu'ils sont provoqués par l'effondrement gravitationnel des cœurs de certaines étoiles très massives ($M > 20 M_{\odot}$, *collapsars*). Dans quelques cas, l'effondrement du cœur d'une étoile de type Wolf-Rayet (masse initiale $> 25 M_{\odot}$) produisant une supernova de type Ib/Ic a été associé à un sursaut. Ces étoiles éjectent les couches superficielles par vent stellaire, laissant leur cœur à nu. Elles perdent de grandes quantités de masses sous forme de vents stellaires denses avec un débit de perte d'environ $10^{-5} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ et une vitesse de vent approchant 10^3 km.s^{-1} (Crowther, 2007). Certains types d'étoiles sont plus favorables à la création des sursauts γ . Les étoiles avec une faible métallicité ont tendance à éjecter moins de matière en fin de vie, ce qui leur permet de conserver leur moment angulaire (Woosley et Heger, 2006), mais aussi les étoiles avec une enveloppe de faible masse qui ne bloquent pas le jet. Certaines autres caractéristiques de l'étoile comme sa vitesse de rotation, sa métallicité ou la présence d'un compagnon peuvent entrer en jeu. Une fois le moteur central formé, la matière environnante est accrétée sous forme de disque qui permettra la formation d'un jet qui est ensuite collimaté et accéléré. Ces sursauts sont systématiquement dans des galaxies à formation d'étoiles (Christensen *et al.*, 2004) et plus particulièrement dans les zones où la formation d'étoiles jeunes est plus forte (Bloom *et al.*, 2002; Fruchter *et al.*, 2006). Cette localisation spécifique des sursauts longs permet de les utiliser comme traceurs des régions de formation d'étoiles à grand *redshift*.

Les sursauts courts ne sont pas spécifiques à une classe particulière de galaxies (Nakar, 2007). Certains sursauts ne sont pas associés à des galaxies ou se trouvent en périphérie de leur galaxie hôte suite à

une migration. Les autres ont généralement été observés dans des galaxies à faible taux de formation stellaire, de type elliptique (Gehrels *et al.*, 2005) ou dans des régions d'étoiles vieilles (par exemple GRB 051221A (Soderberg *et al.*, 2006)). Ces différences avec les sursauts longs plaident en faveur de progéniteurs différents pour les sursauts courts. Ils proviendraient de la coalescence de deux objets compacts comme des étoiles à neutrons (Janka *et al.*, 1999) ou d'une étoile à neutrons et d'un trou noir. D'un point de vue observationnel, cette idée est confortée par le fait que les sursauts courts ne se situent pas dans des galaxies privilégiées. Des centaines de millions d'années sont nécessaires entre la formation d'un système binaire et sa coalescence (Kalogera *et al.*, 2004), justifiant que les sursauts courts ne sont pas présents dans les zones de formation d'étoiles. Le sursaut est de courte durée avec ce type de progéniteur car d'une part la quantité de matière accrétée est moins grande que précédemment et d'autre part que la phase active du phénomène est également plus courte. Cependant, un compagnon de grande taille comme une naine blanche pourrait engendrer un sursaut de plus longue durée (Fryer *et al.*, 1999).

1.2.4 Propriétés temporelles

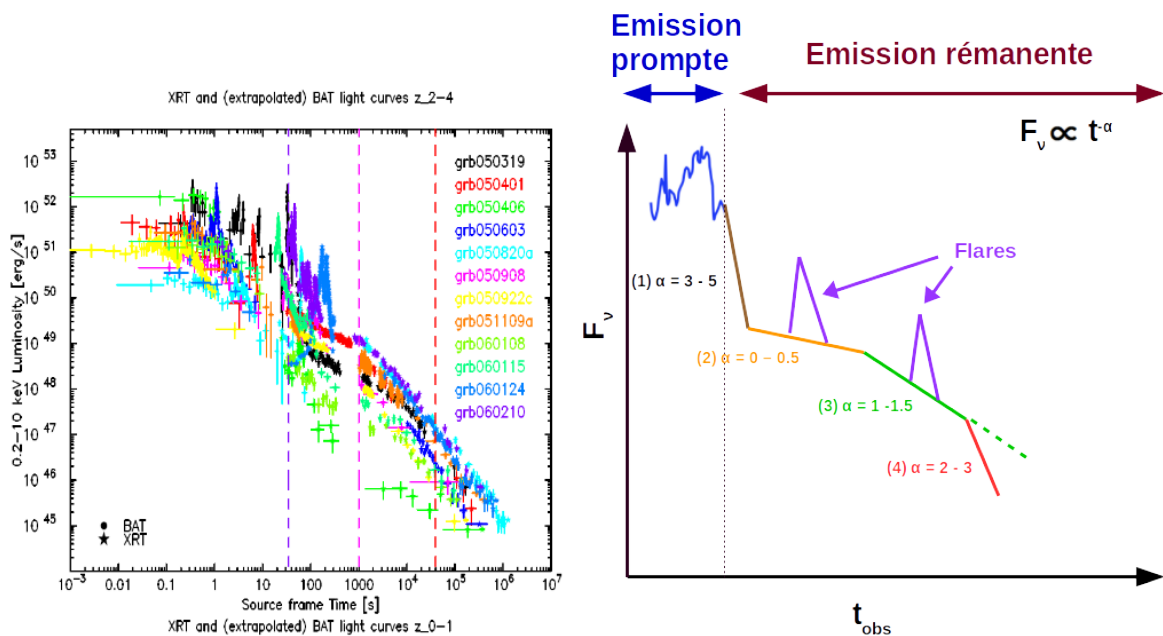


FIGURE 1.9 – A - Gauche : courbes de lumière de 12 sursauts observés par Swift avec successivement l'émission prompte γ , la rémanence précoce en X, suivie de la rémanence tardive (Mangano *et al.*, 2006). A Droite - vue schématique de la courbe de lumière typique (prompte + rémanence) d'un sursaut.

Les sursauts ont des courbes de lumière de l'émission prompte très différentes les uns par rapport aux autres (voir Figure 1.10). Pour l'émission rémanente, il est possible de dégager un profil caractéristique dit 'canonique' (Nousek *et al.*, 2006). La Figure 1.9 montre les différentes phases d'une courbe de lumière typique de sursaut que ce soit l'émission prompte ou l'émission rémanente. Dans cette figure, α est l'indice temporel avec la convention adoptée : $F_\nu \propto t^{-\alpha}$, F_ν étant le flux. Les échelles de temps associées à l'émission prompte des sursauts γ peuvent varier de la milliseconde à quelques centaines de secondes. La durée d'un sursaut est difficile à estimer car elle dépend de l'acquisition et de l'instrument. Le paramètre T_{90} est défini comme l'intervalle de temps pendant lequel le sursaut émet entre 5% et 95% des coups cumulés.

Cette émission prompte est suivie par une phase décroissante très rapide en X, nommée *early steep decay*. Cette zone (1 - en brun à droite sur la Figure 1.9) couvre plusieurs décades en flux avec α compris entre 3 et 5. Une phase de décroissance lente voire un plateau (2 - en jaune) suit avec α compris entre 0 et 0.5. La phase 3 (en vert) représente la rémanence dite normale, qui arrive après quelques heures dont l'indice temporel est autour de 1. La dernière phase (4 - en rouge) est une décroissance accentuée

observée tardivement dont l'indice est proche de 2. Des *flares* sont présents dans 50% des courbes de lumière observées. Ils sont caractérisés par une augmentation suivie d'une diminution rapide du flux, typiquement de quelques décades. Ils sont probablement dus à des mécanismes d'origine interne, de nature similaire à ceux de l'émission prompt, résultant possiblement de chocs internes tardifs.

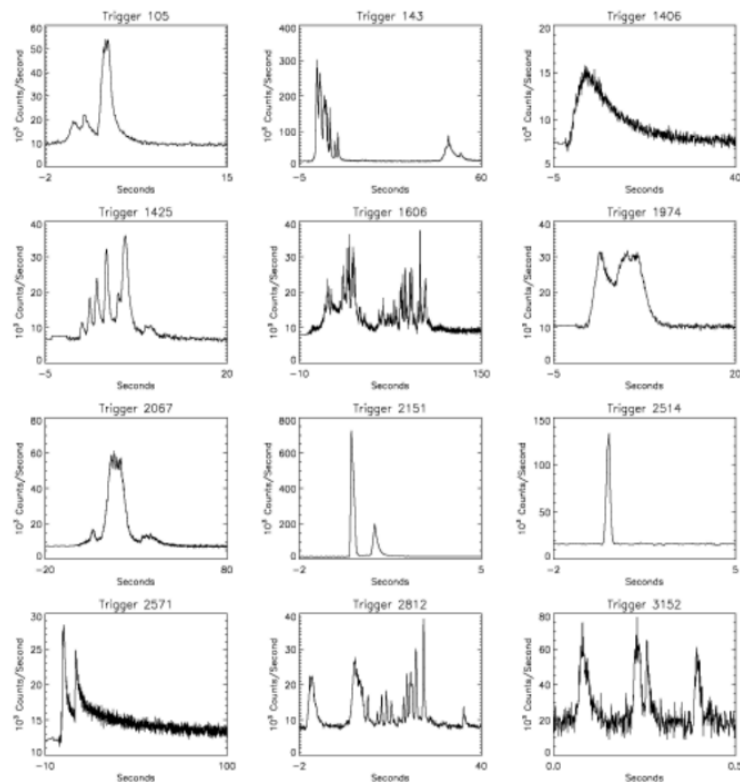


FIGURE 1.10 – Courbes de lumière des sursauts détectés par BATSE

1.2.5 Propriétés spectrales des sursauts

Les spectres des sursauts suivent généralement des lois de puissance à haute énergie caractéristiques d'un rayonnement non thermique. Les spectres sont ajustés en deux parties selon le modèle de [Band et al. \(1993\)](#) :

$$\begin{cases} N(E) = AE^\alpha \exp\left(-\frac{E}{E_0}\right) & \text{pour } E < E_0(\alpha - \beta) \\ N(E) = A(E_0(\alpha - \beta))^{\alpha - \beta} E^\beta & \text{pour } E > E_0(\alpha - \beta) \end{cases} \quad (1.1)$$

avec α centré autour de -1 et β autour de -2,3 ([Preece et al., 2000](#)). Le nombre de photons $N(E)$ décroît fortement avec l'énergie. Les ajustements sont continus et sont égaux pour une énergie égale à E_0 . E_p est défini comme le maximum du spectre de puissance $E^2N(E)$, cette fonction représentant la quantité d'énergie rayonnée par décade en énergie. Ce paramètre permet de décrire les caractéristiques spectrales du sursaut en donnant une valeur de l'énergie moyenne des photons. Sa valeur varie avec le temps pour les différentes phases du sursaut caractérisant chaque processus inhérent à chaque phase. La transition entre les deux cas de l'équation 1.1 est faite par E_p avec : $E_p = E_0(\alpha + 2)$. BATSE donne des valeurs de E_p entre 20 keV et 5 MeV avec des sursauts distribués autour d'une énergie maximale de 300 keV. La Figure 1.11 est un exemple caractéristique de spectre de sursaut avec deux zones distinctes et une décroissance rapide du flux avec l'énergie.

Les sursauts γ observés ont traversé de nombreux milieux avant d'être détectés par le télescope. La matière des galaxies hôtes et celle du milieu interstellaire interagissent avec le rayonnement rémanent du

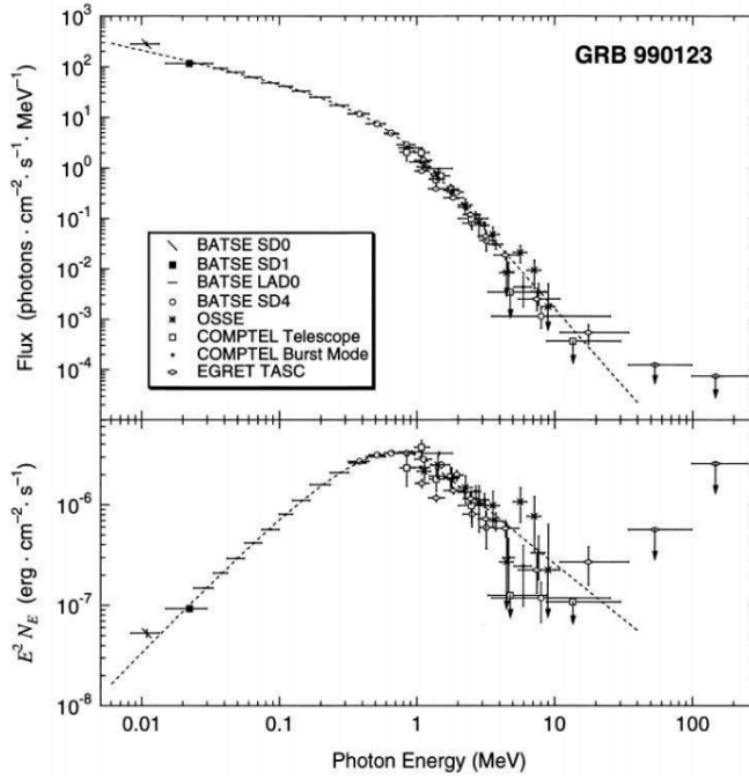


FIGURE 1.11 – Exemple d'un spectre de sursaut de GRB 990123 en combinant les données des quatre instruments de CGRO. La fonction de Band ajustée (courbe en tirets) a des pentes spectrales $\alpha \simeq 0.6$, $\beta \simeq 3.1$ et une énergie de pic $E_p \simeq 720$ keV (Briggs et al., 1999)

sursaut. Les raies d'absorption du spectre de cette rémanence permettent alors de connaître les matériaux enrichissant ce milieu interstellaire. Lorsque la rémanence est éteinte, il peut être possible d'étudier les spectres d'émission des galaxies hôtes. Les sursauts γ sont donc un moyen remarquable pour étudier les spectres en émission et en absorption de la matière interstellaire mais ceci impose un suivi multi-longueurs d'onde rapide du sursaut.

1.3 SVOM pour l'observation des sursauts

La mission *SVOM* est une mission dans la lignée de la mission *Swift* pouvant apporter de nombreuses contributions scientifiques à l'étude du ciel transitoire. Selon le même principe que *Swift*, elle permettra de localiser avec précision la position des sursauts dans le ciel mais le travail conjoint avec de nouveaux instruments sensibles aux neutrinos et ondes gravitationnelles sera un nouvel atout à l'ère de l'astronomie multi-messagers.

1.3.1 Objectifs scientifiques

Les agences spatiales chinoise (CNSA, *China National Space Administration*) et française (CNES, Centre National d'Études Spatiales) ont uni leurs efforts pour réaliser la mission *SVOM* dédiée à l'observation des sursauts γ et des objets transitoires dans le domaine des rayonnements X, γ et optique. *SVOM* sera lancée en 2021.

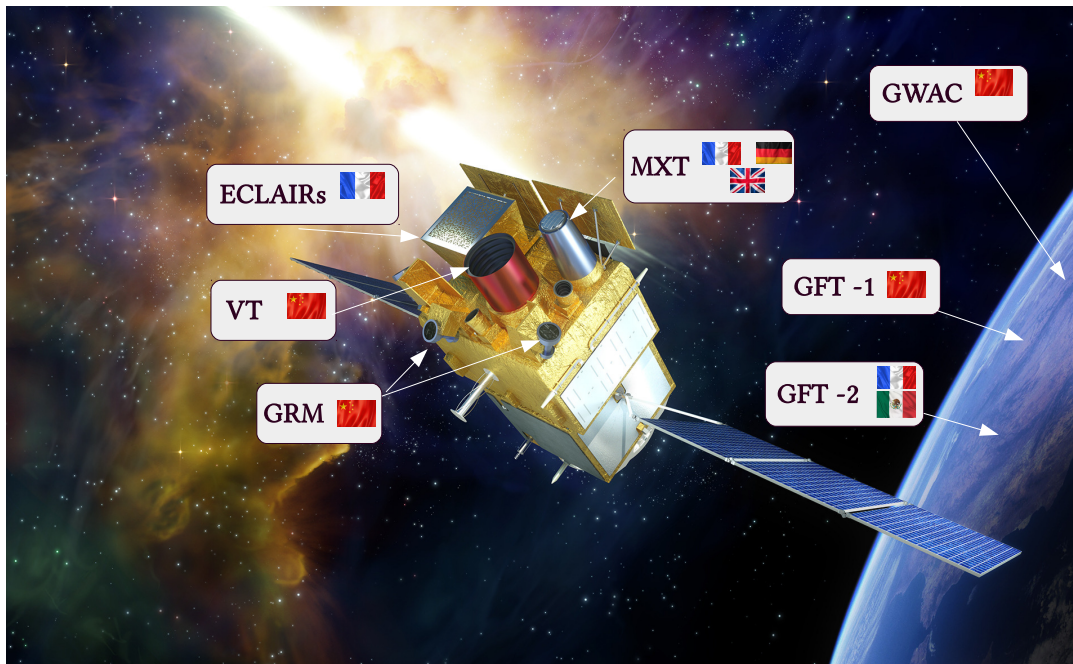


FIGURE 1.12 – Répartition des différents instruments embarqués à bord de la plateforme *SVOM* et des télescopes de la composante sol du projet. Les drapeaux indiquent les contributions principales des pays associés au projet.

Les principaux objectifs scientifiques (Wei *et al.*, 2016) de la mission sont de :

- * permettre la détection de tous les types de sursauts connus (environ 200 sursauts sur une durée de 3 ans).
- * fournir une position rapide des sursauts dans une faible boîte d’erreur pour garantir un suivi au sol à l’aide de grands télescopes.
- * réaliser le comptage des photons avec une sensibilité et une résolution adaptée aux études spectrales et temporelles.
- * mesurer la forme spectrale de l’émission prompt des sursauts entre le visible et le MeV et celle de la rémanence précoce des rayons X au visible.
- * mesurer les propriétés temporelles de l’émission prompt des sursauts entre le visible et le MeV et mesurer l’évolution temporelle de la rémanence précoce entre le rayonnement en X et le visible.
- * identifier rapidement les rémanences des sursauts détectés dans les longueurs d’ondes entre les rayons X et le visible incluant les sursauts à très hauts *redshift* ($z > 5$).
- * permettre d’identifier les progéniteurs et d’étudier leurs caractéristiques.

Les objectifs scientifiques de *SVOM* se concentrent plus spécialement sur deux types de sursauts précis : les sursauts à haut *redshift* donc d’origine très lointaine et les sursauts faibles.

Les sursauts très distants ($z > 5$) constituent des sondes cosmologiques exceptionnelles. La mesure du *redshift* devrait être effectuée pour 60% des sursauts détectés par *SVOM* contrairement à *Swift* où le *redshift* des sursauts est mesuré pour seulement 33% d’entre eux. *SVOM* permettra de fournir la position et les paramètres spectraux dans un délai très court après la détection. Ces objectifs scientifiques ont un impact majeur sur le design de la mission.

1.3.2 Instrumentation de la mission *SVOM*

SVOM s’appuiera sur une charge utile multi-longueurs d’ondes et sur un réseau de télescope robotiques au sol réparti le long de son orbite. Les avancées majeures dans l’étude des sursauts viendront de cette synergie bord-sol.

Pour cela *SVOM* comprend :

* A son bord :

- Un spectro-imageur en rayons X durs avec un large champ de vue : ECLAIRs
- Un spectromètre en rayonnement γ avec un large champ de vue : GRM (*Gamma Ray Monitor*)
- Un télescope de suivi en rayons X avec un petit champ de vue : MXT (*Microchannel X-ray Telescope*)
- un télescope de suivi visible avec un petit champ de vue : VT (*Visible Telescope*)

* Le segment sol localisé le long de l'orbite de *SVOM* (voir Section 1.3.3) :

- Deux télescopes robotiques de suivi petit champ : F-GFT (*French Ground Follow-up Telescope* visible et proche-infrarouge), C-GFT (*Chinese Ground Follow-up Telescope* visible)
- Un réseau de caméras à large champ de vue dans les longueurs d'onde visibles : GWAC

ECLAIRs et MXT sont sous la maîtrise d'œuvre du CNES en collaboration avec de nombreux laboratoires français comme l'IRAP, l'APC et le CEA-Saclay. En revanche, le VT et le GRM sont deux instruments chinois dont la maîtrise d'œuvre est assurée par la CNSA (*China National Space Administration*) et le CAS (*Chinese Academy of Science*) en collaboration avec le NAOC (*National Astronomical Observatories, Chinese academy of sciences*) et l'IHEP (*Institut of High Energy Physics*). Ces institutions régissent également la conception des instruments C-GFT et le GWAC. Le F-GFT est construit en collaboration entre l'IRAP (caméra infrarouge CAGIRE), le LAM (Laboratoire d'Astrophysiques de Marseille), l'OHP (Observatoire de Haute Provence), le CPPM (Centre de Physique des Particules de Marseille) et l'Université Nationale Autonome du Mexique (UNAM) qui accueillera ce télescope, en assurera les opérations et sa maintenance et qui construira les deux voies visibles. Ces instruments vont fonctionner de façon conjointe, composant ainsi un observatoire multi-longueurs d'ondes avec des capacités de repointage rapide (voir Section 1.3.3).

La caméra à masque codé ECLAIRs

ECLAIRs est un imageur à masque codé couvrant la bande en énergie entre 4 et 150 keV afin de détecter et de localiser des sources transitoires en rayons X dans un champ de vue de 2 sr. L'imagerie à masque codé est une technique d'imagerie déjà utilisée par plusieurs missions comme par exemple *Swift*/BAT (Barthelmy *et al.*, 2005) ou encore INTEGRAL/ISGRI (Renaud *et al.*, 2006). Le plan de détection d'ECLAIRs, situé à 46 cm du masque, est constitué de 6400 détecteurs regroupés en 8 secteurs indépendants dont les principales caractéristiques sont décrites dans la Section 1.4.2 et le Tableau 1.2. L'UGTS, Unité de Gestion de Traitement Scientifique (Schanne *et al.*, 2016) permet la configuration et le pilotage de l'instrument et recherche des nouvelles sources transitoires dans les images reconstruites du champ de vue du télescope. L'alerte est alors immédiatement donnée pour préciser la position trouvée pour la source. ECLAIRs a pour particularité son seuil bas de détection à 4 keV et sa petite taille due à la place allouée à l'instrument à bord. Malgré cette contrainte, le télescope permet une localisation des sources avec une erreur de localisation inférieure à 13 arcmin (90% de confiance). Le principal défi technique d'ECLAIRs est d'obtenir un seuil bas de 4 keV, permettant de détecter des sursauts riches en X et à haut *redshift*. ECLAIRs est conçu pour détecter 70 à 80 sursauts γ par an soit un échantillon de plus de 200 sursauts pour les trois ans de durée nominale de la mission.

Le Gamma-Ray Monitor, GRM

Le *Gamma Ray Monitor* (GRM, Figure 1.14 Dong *et al.* (2010)) couvre un champ de vue de 2,6 sr et est constitué de trois détecteurs (GRDs, *Gamma Ray Detectors*) et d'un détecteur de particules. Il a été conçu pour mesurer les courbes de lumière et les spectres de l'émission prompt des sursauts dans la bande en énergie 15 keV – 5 MeV. Cette large bande en énergie permet d'étendre la plage spectrale d'ECLAIRs et va permettre de mesurer les paramètres de l'émission prompt avec précision (comme par exemple E_p) pour une large fraction des sursauts observés par *SVOM* (Bernardini *et al.*, 2017). Chaque détecteur est composé d'un scintillateur Na(Tl) pour détecter les photons γ , d'un photomultiplicateur et d'une électronique de lecture. Les trois détecteurs sont placés à différentes positions de la plate-forme de *SVOM* avec un axe incliné de 30° par rapport à l'axe du satellite, ce qui leur permet de couvrir un champ de vue plus important. Les informations recueillies par les trois détecteurs permettent d'effectuer une

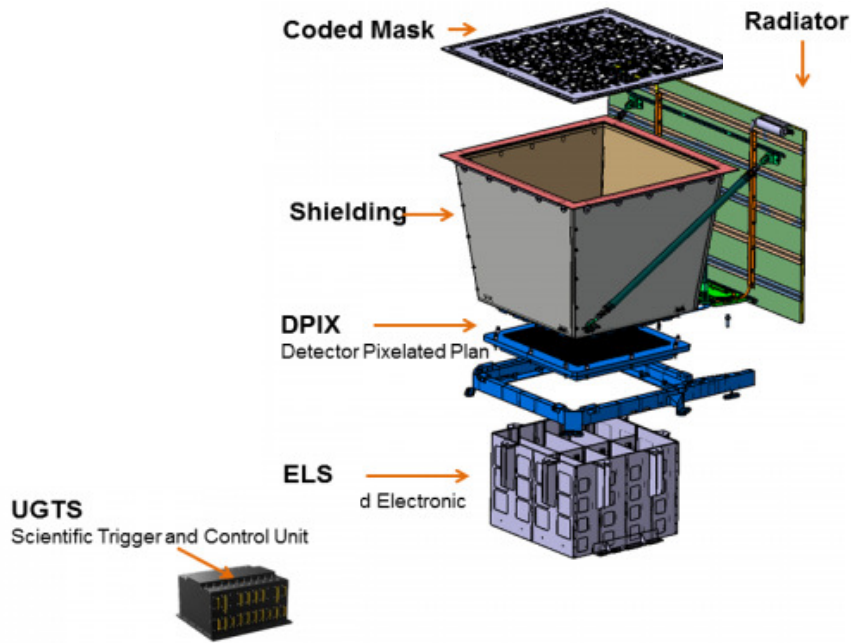


FIGURE 1.13 – Schéma montrant les différents sous-systèmes de la caméra à masque codé ECLAIRS.

triangulation et de localiser le sursaut avec une précision de $15^\circ \times 15^\circ$ dans un champ de vue plus large que celui d'ECLAIRS. Le GRM est conçu pour mesurer les courbes de lumière et les paramètres spectraux de l'émission prompt des sursauts (déjà détectés par ECLAIRS) dans la bande en énergie 30 keV – 5 MeV. Le GRM contient son propre système de déclenchement dont les données enregistrées (temps et position de la source) sont envoyées à ECLAIRS et au sol pour le suivi (GWAC, GFTs). L'algorithme de déclenchement est basé sur l'augmentation du taux de comptage des détecteurs, calculée dans différentes bandes en énergie et pour 4 périodes de temps allant de 16 ms à 8 s. Cependant, cet instrument n'est pas un imageur et le bruit de fond ne peut pas être soustrait aussi facilement que dans le cas d'ECLAIRS. Les détecteurs seront particulièrement sensibles aux sursauts de courte durée et à forte dureté spectrale. Les performances scientifiques des GRDs sont indiquées dans le Tableau 1.2.

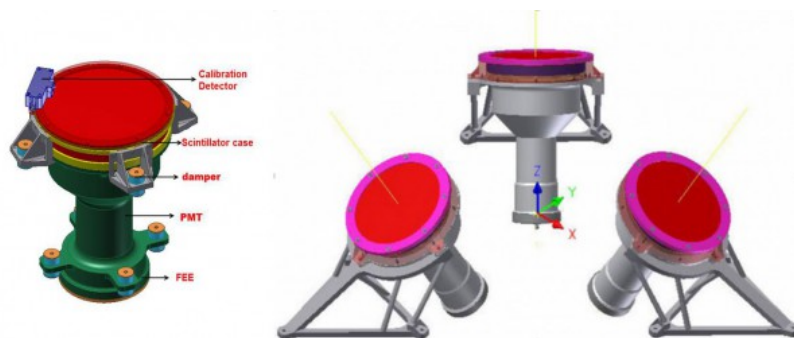


FIGURE 1.14 – Le GRM est constitué d'un détecteur de particules et de 3 détecteurs (GRD), inclinés chacun de 30° par rapport à l'axe du télescope ECLAIRS et d'une électronique de lecture et de déclenchement. A gauche : vue détaillée d'un GRD. Crédit : IHEP

Le GRM aura un rôle important dans l'étude de la physique des sursauts, des mécanismes relatifs aux jets, des progéniteurs ainsi que dans les mécanismes relatifs aux radiations et de dissipation d'énergie (Wei *et al.*, 2016). Il permettra également l'étude des événements multi-messagers grâce aux ondes gravitationnelles ou les neutrinos. GRM a été conçu pour détecter plus de 90 sursauts par an pour la durée de vie de la mission, mais il contribuera à améliorer les études d'autres sources transitoires comme entre autres les TGFs (*Terrestrial Gamma-rays Flashes*) grâce à son large champ de vue et sa possibilité de détection jusqu'au MeV.

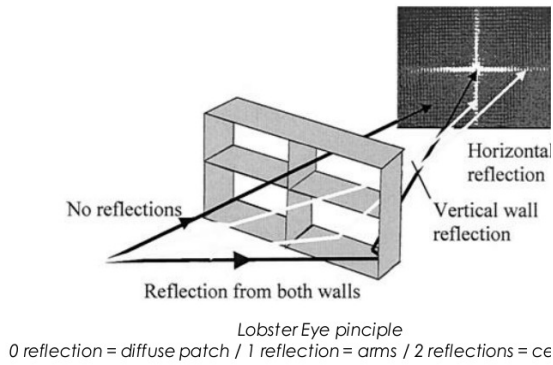


FIGURE 1.16 – Principe de l’optique en œil de langouste.

Le Micro-channel X-Ray Telescope, MXT

Le *Micro-channel X-ray Telescope*, MXT (Götz *et al.*, 2014), est un télescope de type Wolker-I léger (~ 35 kg) de longueur focale égale à 1,15 m fonctionnant dans la bande 0.2 – 10 keV (voir Figure 1.15). Le MXT permet d’affiner la localisation des objets transitoires détectés par ECLAIRs et assure la détection de l’émission rémanente en rayons X. Il fonctionne, comme ECLAIRs, en mode comptage de photons. Le MXT est composé d’un sous-système optique basé sur des galettes micro-canaux, une caméra munie d’un capteur CCD, d’un tube en fibre de carbone, d’une unité de traitement scientifique et d’un radiateur. Le choix de l’optique en œil de langouste permet de focaliser les rayons X sur un capteur CCD (voir Figure 1.16).

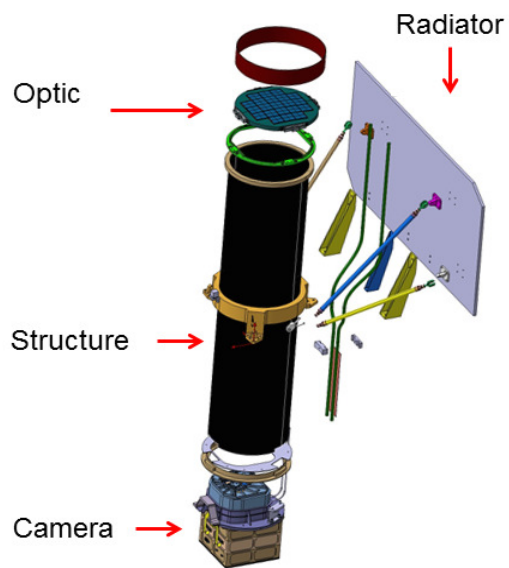


FIGURE 1.15 – Schéma descriptif de MXT : le diamètre de l’optique est de 24 cm, la distance focale de 1,15 m et la structure est composée en fibre de carbone. Crédit : CEA/CNES

Comparée à des miroirs en incidence rasante, cette géométrie permet de diminuer la distance focale ainsi que la masse de l’optique. Les rayons X se reflètent dans les pores carrés de $40 \mu\text{m}$ de côté sur les galettes optiques micro-canaux (MPOs, 40 mm de côté, 1-2 mm d’épaisseur). La caméra utilise des pn-CCD de 256×256 pixels complètement déplétés fournis par le MPE (*Max-Planck institute for Extraterrestrial physics*). Un filtre en Aluminium placé sur une roue à filtres devant les détecteurs permet de bloquer l’émission optique et UV des sources présentes dans le champ de vue. Une source de ^{55}Fe permet également l’étalonnage des énergies en vol. L’unité de traitement scientifique permet de rechercher de manière automatique à bord une contrepartie dans la boîte d’erreur d’ECLAIRs et de calculer une nouvelle position plus précise. Ces choix donnent à MXT la possibilité de détecter plus de 50% des rémanences avec une localisation meilleure que 13 arcsec dans les 5 min après la détection. Malgré une surface efficace inférieure à celle XRT (*X-Ray Telescope*) de *Swift*, le MXT pourra détecter les rémanences de la plupart des sursauts.

Le Visible Telescope, VT

Le *Visible Telescope*, (VT, voir Figure 1.17), est dédié à la détection et au suivi de la rémanence optique des sursauts à bord de la mission *SVOM*. Ce télescope est de type Ritchey-Chrétien ayant un champ de vue de $26 \text{ arcmin} \times 26 \text{ arcmin}$ et un miroir primaire 40 cm de diamètre avec une magnitude limite de $M_V = 22,5$ pour un temps d’intégration de 300 s. Le VT est conçu pour maximiser l’efficacité de détection des rémanences optiques. Deux canaux séparent la lumière en fonction de la longueur d’onde : le bleu est dédié à la plage $0,4 - 0,65 \mu\text{m}$ alors que le rouge couvre les longueurs d’onde $0,65 - 1 \mu\text{m}$. Ces deux

derniers sont équipés de caméras $2K \times 2K$ CDD. Les acquisitions se font sur les deux voies simultanément. A l’instar des autres instruments à bord de la plateforme, le VT traite une partie des données à bord. Le VT crée une liste de sources présentes dans la boîte d’erreur de MXT (Wang *et al.*, 2010).

Ces images sont ensuite transmises par le réseau VHF afin de permettre le suivi au sol de la rémanence des sursauts. Si une contrepartie optique est identifiée, un message d’alerte est distribué aux grands télescopes au sol comme le VLT (*Very Large Telescope*) ou le Keck qui réaliseront les mesures spectroscopiques et le *redshift* des sursauts.

Le suivi du segment sol

La synergie sol-espace est devenue nécessaire lorsque le suivi multi-longueurs d’onde est à l’honneur.

Le télescope F-GFT *French Ground Follow up Telescope*, nommé COLIBRI, (*Catching Optical Light and Bright Infrared transients* Floriot *et al.* (2018)) est un télescope de suivi au sol et d’étude de la rémanence des sursauts dans le domaine visible et proche infra-rouge qui sera situé au Mexique à l’observatoire de San Pedro Martir. Il mesure 1,3 m de diamètre et possède un champ de vue de 26 minutes d’arc. En moins de 25 s après la réception du message d’alerte, ce télescope pourra pointer dans la direction indiquée par ECLAIRs ou un autre satellite afin d’affiner la position à moins d’une seconde d’arc. La sensibilité de ce télescope permet de proposer les premières mesures du décalage vers le rouge de la source détectée avec une précision d’environ 10 %. De plus, les informations relatives au sursaut (son photo-redshift, sa position et autres) sont transmises en moins de 5 min pour permettre aux grands télescopes (ALMA, VLT ou E-ELT par exemple) de pointer dans la direction du sursaut et participer activement à la recherche des contreparties électromagnétiques des événements multi-messagers comme les ondes gravitationnelles.

Le suivi au sol sera également réalisé avec un *Ground Follow up Telescope* chinois (C-GFT). Ce télescope est de type Ritchey-Chrétien de 1 m de diamètre permettant un repointage très rapide. Il est constitué de 3 canaux, équipés chacun d’une CMOS-CCD caméra $2K \times 2K$ couvrant un champ de vue de 21×21 arcmin² opérant entre 0.4 et 0.95 μm et ayant une sensibilité atteignant $\text{mag}(r)=19$ pour une exposition de 100 s (Wei *et al.*, 2016). Cet ensemble de contrôle robotique va pointer automatiquement dans la direction donnée par ECLAIRs. Grâce à cette communication rapide entre les télescopes au sol et à bord, plus de 20 % des sursauts détectés par ECLAIRs pourront être observés par le segment sol dans les secondes/ minutes qui suivent le sursaut.

Le *Ground-based Wide Angle Camera system* (GWAC) a été conçu pour observer l’émission prompt optique des sursauts détectés par les instruments à bord de la plate-forme et sera placé à Xinglong en Chine et au Chili.

Les observations de cette rémanence dans différentes longueurs d’onde, notamment dans le visible permettent d’étudier la composition des jets, les phénomènes de dissipation d’énergies et les accélérations de particules, ainsi que les mécanismes d’émission des sursauts. Environ 12% des sursauts de *SVOM* seront observables par le GWAC dans une fenêtre allant de 5 minutes avant la détection à 15 min après. Le GWAC sera constitué de 36 caméras couvrant au total un champ de vue de 5400 deg² avec, pour chaque caméra, une ouverture effective atteignant 18 cm et opérera dans la bande en énergie 0.5 à 0.85 μm pour

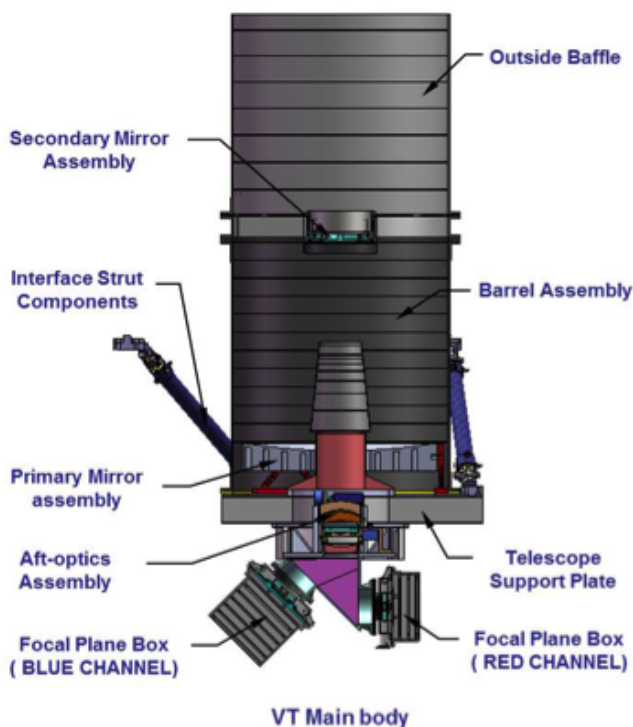


FIGURE 1.17 – Schéma du télescope VT composé d’un miroir de 40 cm de diamètre. Le foyer est équipé de deux caméras CCD une voie rouge et une voie bleue. Crédit : NAOC.

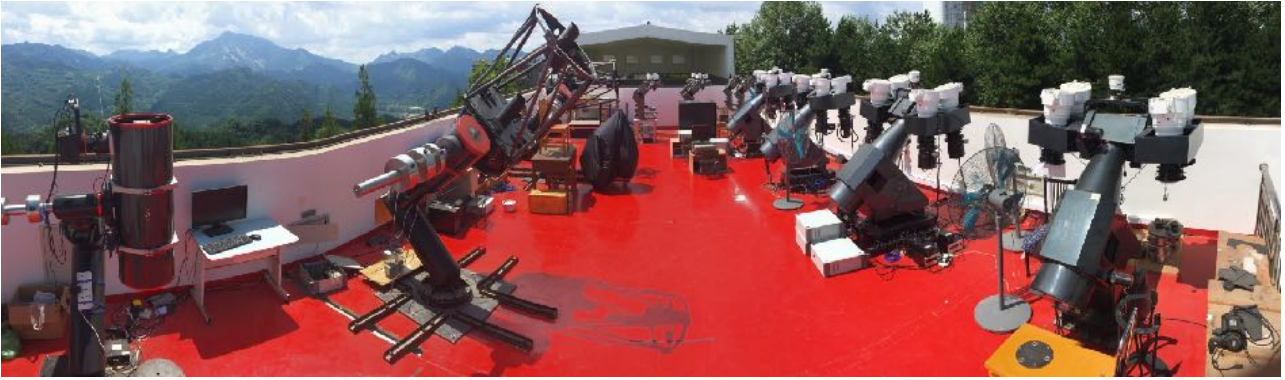


FIGURE 1.18 – Les télescopes de suivi au sol : prototype du GWAC.

une magnitude limite $M_V = 11$. La moitié de ces caméras est située en Chine et l'autre moitié au Chili. Le GWAC recherchera les objets transitoires en temps réel, en complément des caméras des télescopes à bord, des GFTs et des autres instruments. Un prototype déjà actif aux suivis multi-messagers, le Mini-Gwac (voir Figure 1.18) est conçu pour observer les sursauts brillants et utilise 12 caméras couvrant approximativement 5200 sq.deg atteignant une magnitude $M_V = 11.5$.

	ECLAIRs	GRM	MXT	VT
Bande en énergie	4–150 keV	15–5000 keV	0,2–10 keV	0.4–1 μm
Dimension d'un détecteur	$4 \times 4 \text{ mm}^2 \times 1 \text{ mm}$	$200 \text{ cm}^2 \times 1,5 \text{ cm}$	75 (taille pixel) μm	-
Nombre de détecteurs	80×80	3	256×256 pixels (1 CCD)	2048×2048 (2 CCD)
Champ de vue	2 sr	3×2 sr	1 deg^2	26×26 arcmin ²
Temps Mort	< 5 % d'événements perdus	< 8 μs	-	-
Résolution temporelle	10 μs	< 20 μs	100 ms	-
Résolution en énergie	< 1,6 keV @ 60 keV	16% @ 60 keV	75 eV (FWHM @ 1 keV)	-

TABLE 1.2 – Tableau récapitulatif des caractéristiques des instruments embarqués de la mission SVOM.

1.3.3 Stratégie d'observation

Le satellite *SVOM* sera placé en orbite basse (autour de 600 – 650 km) avec une inclinaison de $i = 29^\circ$. *SVOM* doit éviter toutes les sources trop brillantes, susceptibles d'augmenter significativement le bruit de fond des détecteurs d'ECLAIRs, évitant également le centre galactique et les sources comme SCO-X1. Il pointe dans une direction anti-solaire pour maximiser le suivi au sol des grands télescopes.

Cette loi de pointage particulière est nommée loi d'attitude B1 (voir Figure 1.19). De plus, *SVOM* devra éviter de fonctionner dans la SAA, *South Atlantic Anomaly* (voir Section 1.3.4), où les trop grands flux de particules ne permettent pas la détection. Ceci impose aux détecteurs de ne pas être polarisés dans cette zone ce qui réduit le temps d'observation d'approximativement de 16%.

Du fait qu'ECLAIRs passe en moyenne huit fois par jour dans la SAA et que la Terre

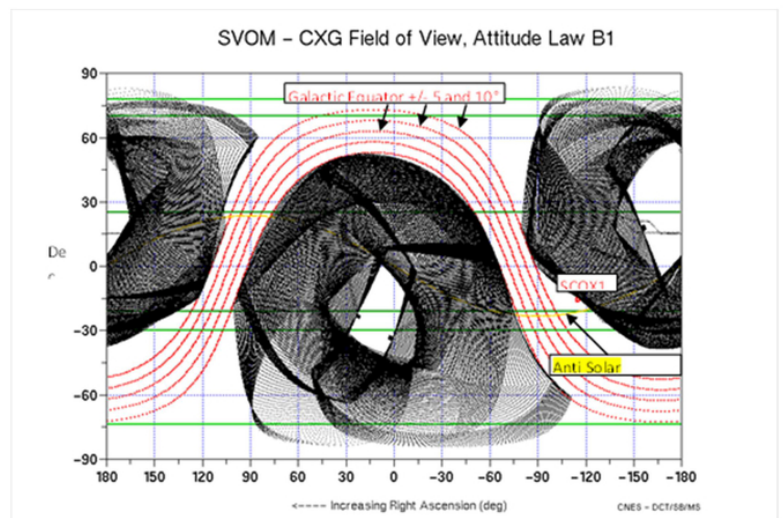


FIGURE 1.19 – Champ de vue d'ECLAIRs. Loi d'attitude B1 permettant un pointage anti-solaire et évite la plan galactique. En noir : zones du ciel accessibles par SVOM (Crédit : collaboration SVOM).

passé dans le champ de vue de l'instrument, le temps d'observation d'ECLAIRs est au total d'environ 65% pour une orbite et approximativement 50% pour le VT et MXT qui ne sont pas actifs lors du passage Terre.

SVOM présente la même stratégie d'observation que *Swift* en repointant avec les différents instruments pour affiner la position de la source en étant couplé avec un système d'alerte au sol grâce à un réseau d'antennes VHF le long de l'orbite. ECLAIRs pourra détecter une nouvelle source dans son champ de vue quand le rapport signal sur bruit, que l'on notera, SNR, *Signal to Noise Ratio*, est supérieur à un seuil de détection. Si le SNR est supérieur à un seuil de repointage donné, le télescope envoie une requête de pointage à la plate forme. Ce seuil est ajusté pour éviter de repointer le satellite sur de fausses alertes, mais est suffisamment bas pour détecter les sursauts les plus faibles. Le dépointage est alors réalisé si la source peut être placée dans le champ de vue de l'instrument au regard notamment de sa position et permettre aux télescopes MXT et VT d'observer dans ce dernier.

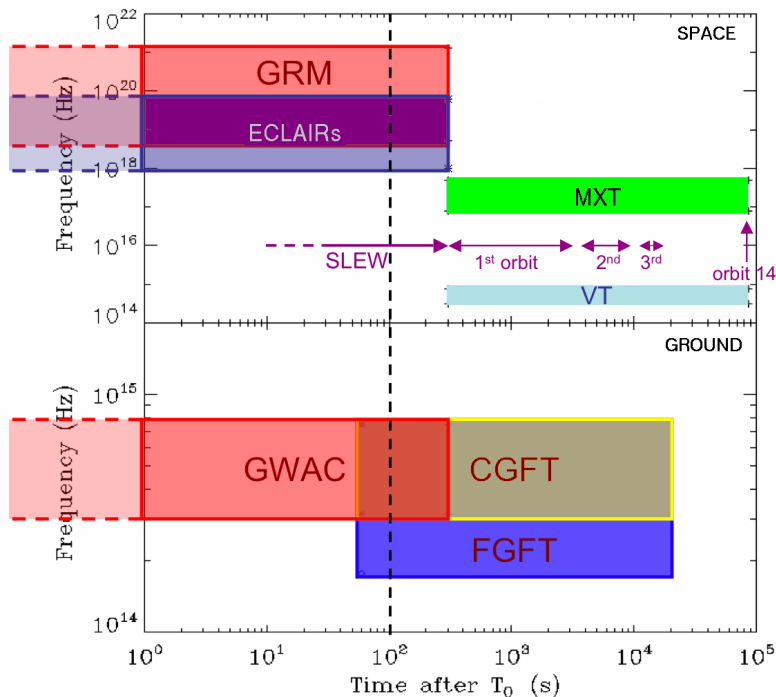


FIGURE 1.20 – Stratégie de pointage après la détection d'une source transitoire par ECLAIRs.

Le programme d'observation de *SVOM*

SVOM consacre son temps d'observation à trois programmes différents : le programme principal, le programme général et les opportunités. Le programme principal est consacré à l'observation des sursauts γ et occupe approximativement 25% du temps d'observation durant la durée de vie nominale de la mission. Tous les produits scientifiques seront publiés six mois après la production des données. Le programme général se concentre sur l'observation des autres événements émettant en rayons X/ γ : AGN, des ULX *Ultra-Luminous X-rays* (Ward, 2005), des TDE *Tidal Disruption Event* (Levan, 2014), des sources galactiques (par exemple *X-Rays Bursts*, les pulsars ou magnétars) ou les TGF, *Terrestrial Gamma-rays Flashes*. Pendant la période nominale de la mission, 60% de son temps d'observation est consacré au programme général. Les données générées lors d'une observation du programme général seront publiées un an de période de propriété. Les 15% restants sont dédiées aux opportunités d'observation. Une cible sera observée par jour, que ce soit pour la recherche de contrepartie multi-longueurs d'ondes (SKA ou CTA, voir Section 1.3.5) ou l'astronomie multi-messagers. Pour les opportunités observées par *SVOM*, la politique des données est identique au programme principal.

1.3.4 La contrainte de l'anomalie Atlantique Sud

Le principal défi de l'observation du ciel transitoire se trouve dans l'apparition aléatoire des événements. Il est donc nécessaire d'avoir des instruments en orbite à grand champ de vue capables d'observer une très grande région du ciel. Le rayonnement X/ γ est totalement absorbé par l'atmosphère terrestre, contraignant les instruments à être positionnés à une altitude supérieure à 30 km pour détecter les photons de haute énergie. D'une part, des fortes contraintes mécaniques de choc, de vibration et de dimension de l'instrument sont imposées par les lanceurs. Il faut donc trouver un compromis pour lancer de façon fiable un instrument à grand champ de vue dans un environnement hostile qui sera soumis à de forts gradients

thermiques et à des bombardements radiatifs très importants. Les ceintures de radiation de la Terre (ceintures de Van Allen) sont un des exemples d'environnements particulièrement dangereux (Allen, 1959). En effet, les particules chargées en provenance du rayonnement cosmique ou du vent solaire sont en partie confinées par le champ magnétique terrestre. Les ceintures internes et externes s'étendent sur des altitudes entre 700 et 65000 km et sont constituées respectivement de protons d'origine cosmique ayant pu atteindre la Terre et d'électrons d'origine solaire. Ces ceintures contraignent donc l'altitude de l'orbite du satellite. Un exemple de zones de radiation est la SAA (*South Atlantic Anomaly*, voir Figure 1.21) (Vernov *et al.*,

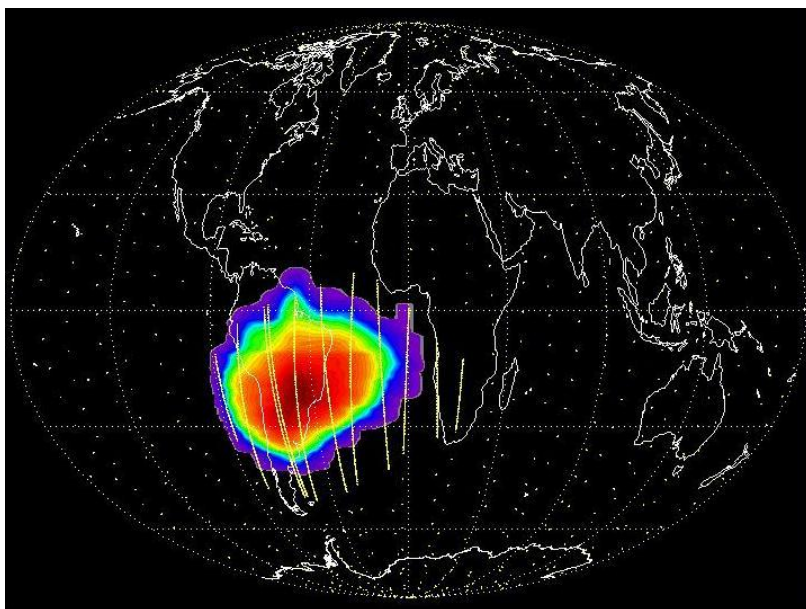


FIGURE 1.21 – Cartographie du flux de proton mesuré par Corot, montrant les contours de la SAA. Crédit CNES.

1967). La partie interne de la ceinture de Van Allen est plus proche de la Terre à cet endroit ce qui entraîne une augmentation du niveau de radiation dans cette zone pour une altitude donnée. Cependant, cette anomalie n'est pas statique et certaines études montrent un déplacement annuel de $0,28^\circ\text{W}$, $0,088^\circ\text{N}$ (Heirtzler, 2002) et s'enfonce de plus en plus dans l'atmosphère. Ce changement pourrait introduire des dommages sur les instruments spatiaux de plus en plus importants et sur le long terme. Ces zones de danger pour les instruments imposent également de protéger l'électronique à bord et donc d'éteindre les instruments lorsque leur orbite croise la SAA et prive alors les observations d'une partie du ciel. De plus, elles peuvent également contraindre la conception de l'instrument qui doit éventuellement comporter un blindage aidant à la protection du plan de détection.

1.3.5 Le Panorama instrumental 2020

SVOM participera à la nouvelle vague d'instruments disponibles après 2020 dont quelques exemples sont proposés en Figure 1.22. Actuellement, *Swift* et *Fermi* sont en activité et réalisent la majorité des détections des sursauts. Ils seront bientôt accompagnés par d'autres télescopes spatiaux et de suivi au sol, qui sont en cours de construction. Par exemple, CTA, *Cherenkov Telescopes Array* (Actis *et al.*, 2011). CTA est un réseau de télescopes qui devrait fournir le plus profond aperçu de l'Univers des hautes énergies. CTA est conçu pour améliorer la sensibilité d'un facteur 10 en comparaison des instruments que l'on a actuellement dans la gamme en énergie 100 GeV à 10 TeV, mais avec une extension de la plage vers les énergies inférieures à 100 GeV et supérieures à 100 TeV. L'observatoire se composera de deux réseaux situés chacun dans un hémisphère. Celui situé dans l'hémisphère Sud est dédié à l'étude approfondie des sources galactiques, et de la partie centrale de notre galaxie, mais aussi pour l'observation d'objets extragalactiques. Celui de l'hémisphère Nord est constitué de l'instrumentation à basse énergie (de 10 GeV à 1 TeV) et est principalement dédié aux objets extragalactiques. Avec sa grande surface de collection, CTA est une installation puissante et appropriée pour la recherche des sursauts et ouvre une nouvelle gamme



FIGURE 1.22 – *Le panorama observationnel dans l'ère de SVOM (Wei et al., 2016).*

d'énergie. Jusqu'à présent, les sursauts n'ont pas été étudiés pour des énergies au dessus de 100 GeV dus notamment à la limite de sensibilité des instruments actuels. Les observations de Fermi ont montré qu'une bonne fraction des sursauts les plus brillants pouvaient être détectés par CTA en quelques minutes en repointant rapidement certains télescopes. La détection des sursauts dans la plage en énergie couverte par CTA devrait considérablement améliorer la connaissance du spectre intrinsèque et du mécanisme d'accélération des sursauts. CTA pourrait permettre l'étude du rôle des sursauts quant à l'émission de rayons cosmiques à ultra-haute énergie. Il pourra également contribuer à l'étude des vitesses des jets et la composition des sursauts et même servir de balises pour explorer les champs cosmiques dans l'Univers lointain ainsi que tester l'exactitude de la théorie de la relativité d'Einstein.

SKA, *Square Kilometer Array*, (Carilli et Rawlings, 2004) pourra augmenter considérablement notre capacité à étudier les sursauts et le suivi des objets dans les bandes de hautes fréquences. Les bandes SKA1-MID 4 (4 GHz) et 5 (9.2 GHz) seront particulièrement adaptées à la détection de ces phénomènes transitoires. SKA suivra le pic de l'émission en échantillonnant le spectre et suivra la rémanence jusqu'à ce que les ejectae ralentissent à des vitesses non relativistes. Il sera également capable d'observer les rémanences grâce la transition non-relativiste, pour environ 25% de la population de sursauts, permettant l'estimation du budget énergétique des sursauts. Il pourra également étudier la micro-physique des chocs et la densité du milieu environnant et détecter la rémanence de maximum 300 sursauts orphelins (sursauts

non dirigés vers la Terre et dont l'émission γ ne peut être observée).

Pour la détection des sursauts le *Extremely Large Telescope*, ELT (Gilmozzi et Spyromilio, 2007), peut également être d'une grande aide. Il pourra fournir une observation rapide de la rémanence et une grande résolution spectrale. De plus, il permettra l'étude des galaxies hôtes et leur relation avec les sursauts et les régions à formation d'étoiles grâce à l'étude spectrale des galaxies. Le LSST, *Large Synoptic Survey Telescope* (Gressler et al., 2014) comme de nombreux autres télescopes grand champ sera capable d'observer les supernovae à grands *redshift*, pour $z \sim 6$. Pour des z supérieurs, de grandes missions comme Euclid (Laureijs et al., 2010) ou WFIRST *Wide Field Infrared Survey Telescope* (Gehrels et al., 2015) prendront le relais. La relation entre les sursauts et les supernovae pourra donc être étudiée à différents z et longueurs d'onde. JWST *James Webb Space Telescope* (Gardner et al., 2006) pourra également suivre ces cibles 48h après leur détection. *SVOM* sera également essentiel dans le développement de nouveaux projets comme THESEUS, *Transient High-Energy Sky and Early Universe Surveyor* (Cordier et al., 2018). Avec une date de lancement prévue pour 2021, la mission *SVOM* permettra de développer et de démontrer la faisabilité de plusieurs projets et des solutions techniques pouvant être réutilisées par la mission THESEUS, qui une fois adoptée, pourra être opérationnelle à la fin de vie de *SVOM*.

Dans ce panorama, *SVOM* participera activement à la surveillance du ciel en rayons X durs et des objets transitoires à hautes énergies. De plus, cette mission permet le suivi multi-longueurs d'ondes des objets auto-déclenchés et des objets transitoires détectés avec des installations autres. Le suivi d'une majorité de transitoires détectés par *SVOM* avec de grands télescopes au sol optique et radio, permettra d'étudier la formation de trous noirs de masses stellaires jusqu'au *redshift* $z = 10$. La mission bénéficiera des avancées de détection des ondes gravitationnelles pour détecter les émissions transitoires associées. Ceci peut élucider l'origine des sursauts courts et identifier la catégorie de sursauts qui proviennent de la coalescence de deux objets et contraindre leur rayon. Les instruments à petit champ de *SVOM* pourront suivre les sursauts à haut *redshift* ($z > 6$) permettant leur étude spectrale. Ces sursauts donnent un aperçu de l'Univers à l'époque de sa réionisation et permettent d'étudier de petites galaxies à fort décalage vers le rouge, qui ne peuvent être observées par d'autres moyens. *SVOM* observera une activité des objets transitoires à partir des jets relativistes galactiques et extragalactiques, donnant un aperçu de leur nature, de leur origine, de leur mécanisme d'accélération et de leurs processus de rayonnement. De plus, les détecteurs de neutrinos des missions IceCube (Abbasi et al., 2010) ou KM3NeT (de Jong et al., 2010) peuvent fournir des indices uniques sur la nature et le contenu énergétique des jets relativistes. Le seuil bas en énergie de *SVOM* permettra de détecter les *X-Rays Flashes* permettant de clarifier la connexion entre les sursauts et le SNIb/c. La collaboration avec le LSST, qui détectera les sursauts orphelins, sera un moyen de mesurer le taux réel de sursauts et d'établir une comparaison significative avec le taux de ce type de supernova. Le seuil bas d'ECLAIRs permettra la détection de milliers de transitoires d'étoiles comme les naines blanches (novae) ou les étoiles à neutrons galactiques (magnétars, *X-rays Bursts*), les trous noirs actifs (microquasars), et leur suivi détaillé avec MXT et VT.

1.4 Zoom sur l'instrument ECLAIRs

1.4.1 Enjeux scientifiques et exigences instrumentales

ECLAIRs est l'instrument à bord de *SVOM* permettant la première détection des objets transitoires et la première localisation dans la bande en énergie 4 – 150 keV. Cet instrument pèse 87 kg et consomme une puissance de 84 W. Son seuil bas à 4 keV est sa grande particularité par rapport aux précédentes missions de détection de transitoires comme *Swift*. La diminution du seuil bas en énergie pour atteindre 4 keV permet d'augmenter la sensibilité de l'instrument et la surface efficace d'ECLAIRs est de 150 cm² à cette énergie. La surface de l'instrument étant relativement petite, la communauté scientifique a fait le choix d'abaisser le seuil bas en énergie afin de pouvoir détecter des sursauts jusqu'à présent peu observés notamment les sursauts mous. En effet, les autres missions ont un seuil bas plus élevés, comme *Swift* par exemple (14 keV) ou BATSE, autour de 30 keV. La Figure 1.23 montre qu'ECLAIRs est susceptible de détecter des sursauts plus mous dont certains peuvent être des sursauts à haut *redshift*.

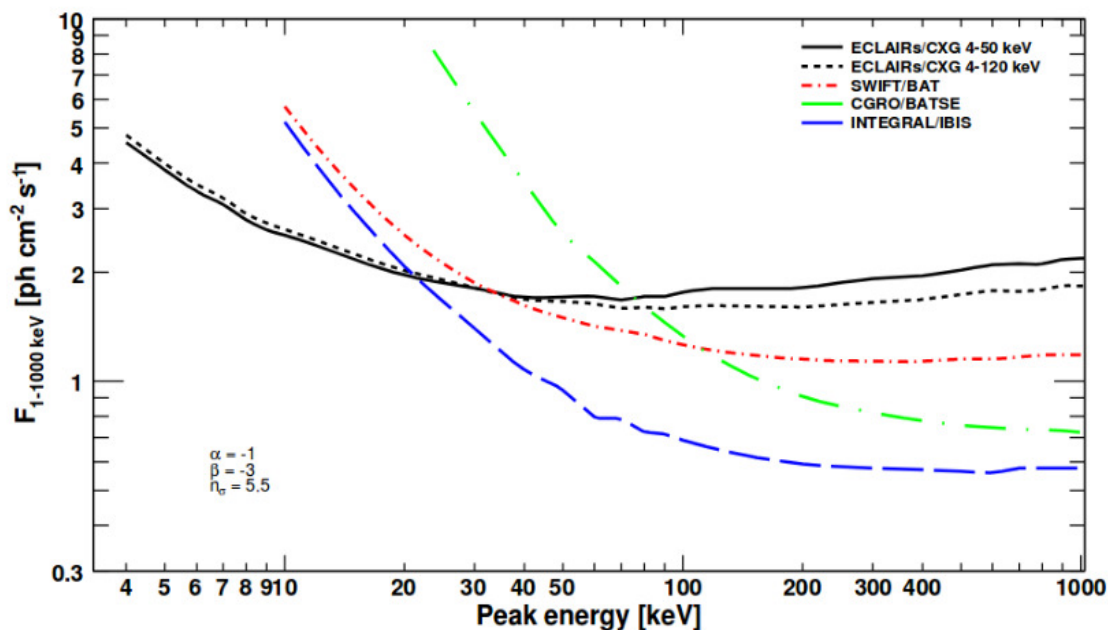


FIGURE 1.23 – Sensibilité limite pour les sursauts sur l'axe optique pour un $SNR = 5.5$ en fonction de E_p pour des paramètres spectraux $\alpha = -1$ et $\beta = -3$, dans le centre du champ de vue d'ECLAIRs (Godet et al., 2009).

ECLAIRs doit mesurer des données temporelles et spectrales des événements issus de la source détectée. Chaque événement détecté est alors associé à un temps codé avec une erreur de $20 \mu s$. Ceci permet d'assurer une résolution temporelle suffisamment précise pour caractériser les échelles de variabilité des courbes de lumière des sursauts γ qui peuvent atteindre une durée minimale de l'ordre de la milliseconde ainsi que de mesurer la pulsation des pulsars. Les événements sont détectés en mode comptage de photons. Le taux de pertes acceptable doit être inférieur à 5% pour l'équivalent d'un taux de comptage d'un sursaut brillant détecté correspondant à 10^5 cps/s (voir Section 3.5).

Le traitement des sursauts doit impérativement se faire à bord car *SVOM* ne communique pas en temps direct avec le sol. L'UGTS permet donc la détection des sources transitoires (Antier-Farfar, 2016). Lorsqu'une source est détectée, sa position est comparée au catalogue de sources à bord pour la classer comme source transitoire nouvelle si cette dernière n'est pas connue. Une alerte est ensuite lancée pour effectuer un suivi multi-longueurs d'onde à bord et au sol.

1.4.2 Présentation de la caméra

La Figure 1.24 présente la caméra à masque codé ECLAIRs.

La caméra ECLAIRs est constituée de :

1. Un masque codé recouvert de MLI (*Multi-Layer Insulation*) pour assurer l'étanchéité à la lumière visible et protéger les détecteurs. Elle est disposée en plusieurs couches sur le masque et dans la cavité du télescope afin de minimiser les effets des éventuelles dégradations de la lumière causée par les météorites sur les détecteurs.
2. Un blindage passif latéral composé de plomb (0.8 mm), de cuivre (0.1 mm).
3. Un plateau froid
4. Un plan de détection
5. Huit électroniques de lecture
6. Une Unité de Gestion et Traitement Scientifique (UGTS)

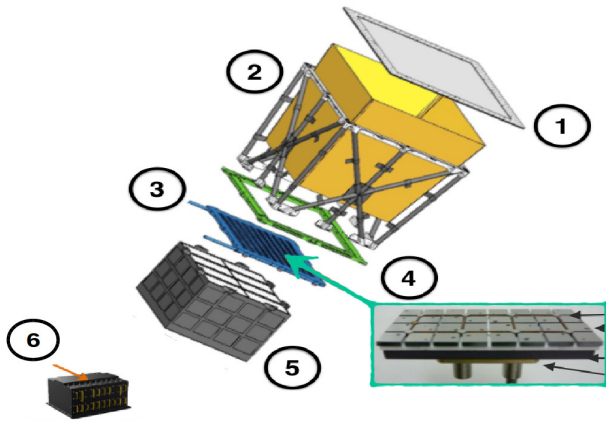


FIGURE 1.24 – Représentation schématique de la caméra ECLAIRS.

Le **blindage** a été conçu pour limiter le bruit de fond induit par les photons issus du fond diffus cosmique en rayons X et que les particules chargées provenant de l'environnement radiatif. De plus, les matériaux qui constituent le blindage génèrent des raies de fluorescence qui peuvent permettre la calibration du plan de détection.

Le **plan de détection** est constitué de 8 secteurs électriquement indépendants et totalise 6400 détecteurs monolithiques en tellure de cadmium (CdTe) à contact Schottky fournis par la société japonaise Acrorad. Le matériau CdTe a été choisi pour ses caractéristiques telles une grande efficacité quantique et le contact Schottky pour le faible courant de fuite des détecteurs permettant d'atteindre le seuil bas en énergie à 4 keV (voir Sections 1.4.1 et 2.1). Chaque secteur contient 25 modules XRDPIX formant chacun une matrice de 32 détecteurs couplés à des ASIC bas bruit nommés IDef-X (Gevin *et al.*, 2006) (voir Section 2.3). Chaque détecteur mesure 4×4 mm² pour une épaisseur d'un millimètre.

L'**électronique de lecture secteur, ELS** gère la lecture des modules d'un unique secteur. La description détaillée du fonctionnement de la chaîne est faite à la Section 3.2.1. Chaque électronique numérise les signaux de chaque module et code l'énergie, le temps et la position de chaque événement détecté. L'électronique de lecture communique également avec l'unité de gestion et de traitement des données scientifiques (UGTS) pour configurer le plan de détection mais aussi pour transmettre à l'UGTS les trames photons traduisant les événements collectés lors de la lecture des modules.

L'**UGTS** est l'élément central de la détection et de la localisation des sources transitoires et du traitement des données en provenance des 8 secteurs et électroniques de lecture. Deux algorithmes basés sur l'imagerie et le comptage fonctionnent en parallèle. Ces deux algorithmes fonctionnent dans quatre bandes en énergies, sur 9 zones du plan et sur des échelles de temps différentes afin de couvrir tout le plan de détection simultanément en minimisant le bruit de fond. L'algorithme du *trigger* image fait des images du ciel toutes les 20 s pour détecter l'apparition d'une nouvelle source dans le champ de vue de l'instrument. Pour rechercher des sources transitoires faibles ou ayant des temps de montée lents, les images de 20 s sont empilées sur plusieurs échelles de temps jusqu'à 20 minutes. Le *trigger* taux de comptage recherche quant à lui des excès du taux de comptage dans les courbes de lumière par rapport au bruit de fond. Le bruit de fond n'est pas constant, notamment à cause de la Terre qui bouge dans le champ de vue, engendrant une baisse de comptage sur une partie du plan (voir Figure 3.36). Le taux de comptage est comparé au niveau de bruit moyen mesuré sur deux séries de 11 fenêtres glissantes allant de 20 ms à 20 s. L'excès de comptage est exprimé en SNR, tel que :

$$SNR = \frac{D - B}{\sqrt{B}} \quad (1.2)$$

avec B, le bruit ajusté et D le taux de comptage des détecteurs sur la zone observée. Lorsque le SNR dépasse un seuil de détection défini, la construction d'image peut alors commencer. L'algorithme image localise la source grâce aux images déconvoluées et l'UGTS envoie alors une requête de dépointage sur la

source. Comme cet algorithme traite les variations de comptage, il est plus efficace sur les sursauts courts et permet de générer une alerte rapidement.

1.4.3 Le masque codé

De nombreuses missions ont utilisé les techniques de localisation à masque codé permettant de pouvoir localiser des sources sans focalisation de la lumière avec un télescope de taille raisonnable et en couvrant un large champ de vue. Cette méthode permet de moduler spatialement les photons incidents passant par un masque dont les motifs sont soit opaques soit transparents au rayonnement à une énergie donnée. En effet, les photons arrivent au dessus du masque et projettent l'ombre des trous et des pleins formant un motif sur le plan de détection pixelisé.

Cette forme caractéristique de l'ombre projetée permet de remonter à la direction d'incidence des photons et donc à la position de la source sur le ciel. Dans le cas d'ECLAIRS, le masque devient transparent pour des énergies supérieures à 80 keV. Cependant, le seuil à 4 keV impose de faibles absorptions pour le masque pour les énergies les plus basses, qui contraignent le matériau composant le masque (voir Section 1.4.2). L'ouverture du masque est calculée par le rapport de la surface des trous du masque et la surface totale de codage du masque, qui est ici de 40%.

Le pas de la grille du détecteur est de $d = 4.5$ mm pour des 46×46 éléments du masque mesurant $m = 11.73$ mm (voir Figure 1.25). Le rapport $\frac{m}{d}$ vaut alors 2.6. Ce rapport est trop élevé pour avoir une précision de localisation optimale mais permet d'augmenter la sensibilité de l'instrument. Le masque d'ECLAIRS est auto-porteur et mesure 54×54 cm² et est constitué d'un absorbant en Tantale (d'épaisseur de 0.6 mm) pris en sandwich entre deux feuilles de Titane (d'épaisseur 1 mm chacune). Pour maximiser la résistance du masque aux vibrations qu'il pourra subir lors du lancement, une croix en Titane de 15 mm d'épaisseur est fixée sur la partie supérieure et inférieure du masque et des pions sont disposés sur toute la surface pour souder entre elles les deux structures en Titane qui entourent la plaque de Tantale.

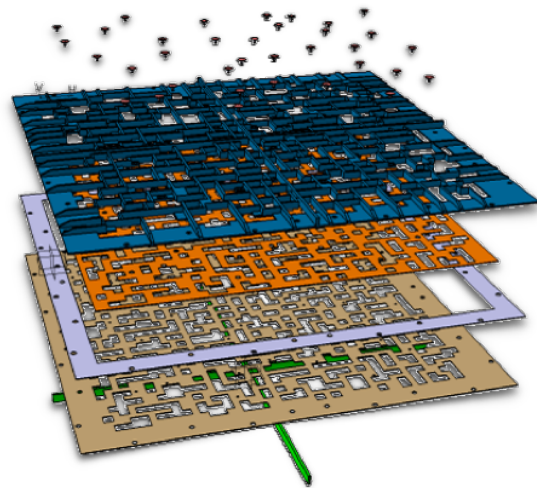


FIGURE 1.25 – Schéma de masque codé réalisé dans le cadre de la mission SVOM.

Chapitre 2

Modules et semi-conducteurs du plan de détection

Sommaire

2.1	Les semi-conducteurs CdTe Schottky	27
2.1.1	Propriétés des semi-conducteurs	27
2.1.2	Particularités du contact métal/semi-conducteur	31
2.1.3	Les détecteurs CdTe d'ECLAIRS	35
2.2	Formation du signal dans les semi-conducteurs	36
2.2.1	Interactions rayonnement-matière	36
2.2.2	Mouvement des porteurs de charges	39
2.2.3	Collection des charges	41
2.3	Anatomie d'un module élémentaire	43

Ce chapitre est une introduction aux concepts physiques de la détection des rayons X et γ des semi-conducteurs, permettant de présenter les différentes propriétés physiques justifiant leur utilisation et leur performance dans le cas d'ECLAIRS. Tout d'abord, sont présentés les principes physiques des semi-conducteurs en tant que détecteurs, puis la formation du signal dans ces derniers ainsi que l'anatomie des modules d'ECLAIRS.

Les semi-conducteurs sont des réseaux cristallins permettant la conversion de l'énergie d'un photon interagissant avec le matériau en un signal électrique mesurable. Le plan de détection d'ECLAIRS est composé de 6400 détecteurs en CdTe à contact Schottky. Chaque détecteur a une surface de $4 \times 4 \text{ mm}^2$ pour 1 mm d'épaisseur. Ce choix de détecteur a été réalisé afin de répondre aux différentes exigences scientifiques (voir Section 1.4.1). En effet, les semi-conducteurs en CdTe ont entre autre une large bande interdite limitant le courant de fuite permettant la détection des énergies de 4 à 150 keV et une bonne résolution spectrale. De plus le contact Schottky, qui a les caractéristiques d'une diode, permet de bloquer le courant généré par une interaction au niveau de l'anode lorsque le semi-conducteur est polarisé en inverse et limite ainsi le bruit à basse énergie pour détecter les photons au seuil bas requis.

2.1 Les semi-conducteurs CdTe Schottky

Les semi-conducteurs sont utilisés comme détecteurs de rayons X et γ dans de très nombreux domaines tels que la physique nucléaire, le domaine spatial avec des plans de détection pour l'astronomie ou encore la médecine. Dans le domaine spatial, un des grands avantages d'utiliser des semi-conducteurs est leur bonne résolution spectrale. Des semi-conducteurs à grands numéros atomiques comme le CdTe par exemple, (Takahashi *et al.*, 2001) vont conditionner le pouvoir d'arrêt des photons de hautes énergies et privilégient la détection des photons ayant les énergies les plus faibles. Ils sont alors adaptés aux missions dédiées à la détection des objets à basses énergies. En revanche, la largeur de la bande interdite impose les températures d'utilisation et conditionnera le fonctionnement de l'instrument.

2.1.1 Propriétés des semi-conducteurs

Les semi-conducteurs sont constitués d'atomes agencés selon un motif périodique dont chacun partage quatre de ces électrons externes avec les quatre atomes voisins reliés par des liaisons covalentes. Dans un cristal avec des distances inter-atomiques très faibles, les électrons des différents atomes s'influencent mutuellement. Pour respecter le principe d'exclusion de Pauli, les niveaux se subdivisent en sous-niveaux discrets, qui compte tenu de la densité atomique finissent par se chevaucher créant ainsi des bandes en énergie. Les électrons les moins liés à leur noyau occupent alors des bandes en énergie dites permises entrecoupées par des bandes interdites. Cette représentation est une représentation simplifiée et partielle de la répartition en énergie des électrons dans le cristal. L'occupation des états d'énergies des électrons obéit à la statistique de Fermi-Dirac et pour une température de 0 K, les électrons occupent tous les états quantiques ayant une énergie inférieure à l'énergie dite de Fermi dont la valeur dépend du cristal. La bande partiellement ou entièrement remplie par les électrons à cette température est appelée bande de valence. A l'inverse, la bande partiellement ou entièrement vide est appelée bande de conduction. Entre les deux, la bande interdite, de largeur E_{gap} est la différence entre la plus petite énergie des états quantiques de la bande de conduction (E_C) et la plus grande énergie des états quantiques de la bande de valence (E_V). Dans un conducteur, les niveaux de Fermi se trouvent dans la bande de conduction, ce qui peut provoquer dans certains cas des chevauchements de la bande de valence et de conduction. Les électrons présents dans la bande de conduction peuvent alors participer au phénomène de conduction. Lorsque la bande de conduction est vide et que E_{gap} est grande (de l'ordre de 5 eV), le solide ne contient donc aucun électron susceptible de permettre la conduction, c'est un isolant. Les semi-conducteurs se différencient des isolants par une bande interdite plus petite de l'ordre de l'électron-volt (voir Figure 2.1). Dans ce cas, la bande de conduction est vide à 0 K, mais une élévation de la température permet de faire passer des électrons de la bande de valence vers la bande de conduction.

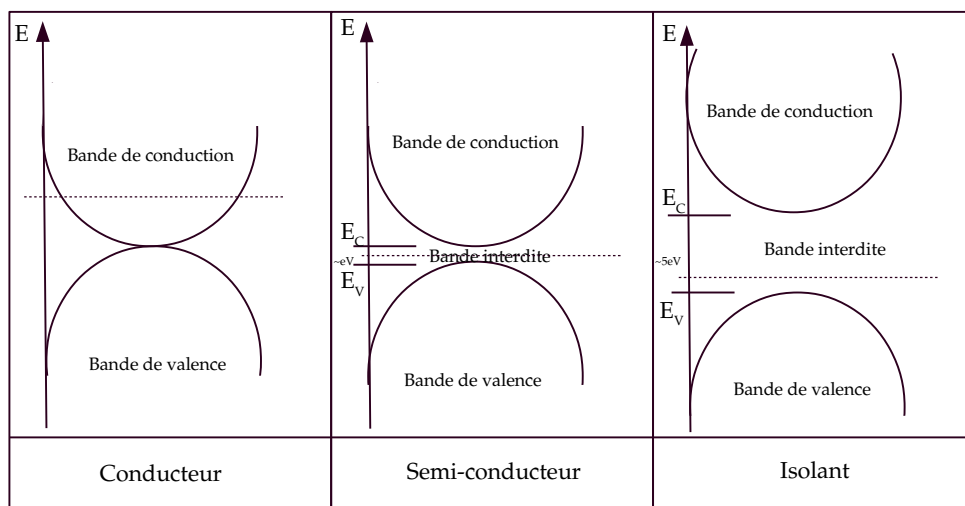


FIGURE 2.1 – Diagramme en bandes d'énergie pour les matériaux de type conducteur, semi-conducteur et isolant. La ligne pointillée marque l'emplacement du niveau de Fermi.

Répartition énergétique des électrons

La répartition des états quantiques des électrons dépend de la température et permet de caractériser la conductibilité d'un matériau. La statistique de Fermi-Dirac correspond à la probabilité $f_n(E)$ (Équation 2.1) qu'un électron occupe un état quantique d'énergie E compte tenu du principe de Pauli en supposant que les électrons soient indiscernables et le nombre total d'électrons constant :

$$f_n(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right)} \quad (2.1)$$

avec, E le niveau d'énergie, E_F le niveau de Fermi, k_B la constante de Boltzmann ($\text{eV} \cdot \text{K}^{-1}$) et T , la température du matériau (K).

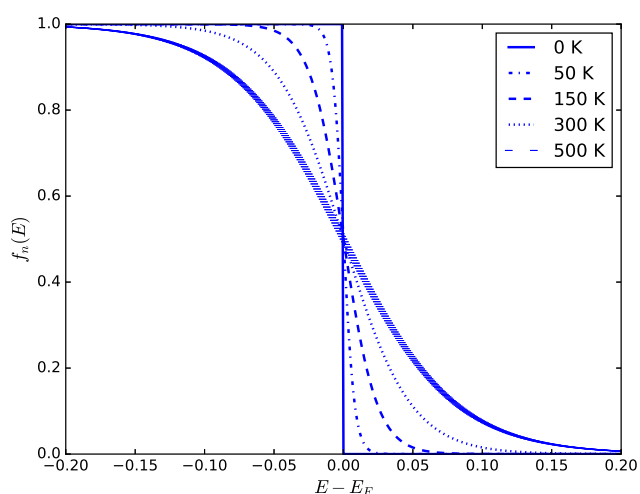


FIGURE 2.2 – Probabilité d'occupation des états quantiques des électrons pour différentes valeurs de température suivant la statistique de Fermi-Dirac. L'énergie de Fermi est définie comme l'énergie à laquelle la probabilité d'occupation vaut $\frac{1}{2}$.

Il est possible de simplifier cette équation grâce à l'approximation de Boltzmann si l'on considère $E_C - E_F > 3 k_B T$, alors :

$$f_n(E) = \exp\left(-\frac{E - E_F}{k_B T}\right) \quad (2.2)$$

Lorsque le matériau est à l'équilibre thermodynamique, l'énergie à laquelle la probabilité d'occupation d'un état d'énergie vaut $\frac{1}{2}$ est nommée énergie de Fermi (E_F). Dans le cas d'un semi-conducteur idéal, c'est-à-dire sans impureté, cette énergie de Fermi se situe au milieu de la bande interdite.

L'énergie de Fermi joue un rôle très important dans la physique des semi-conducteurs car elle permet de connaître la répartition des électrons en fonction de l'énergie et de la température (voir Figure 2.2). Lorsque la température augmente ($k_B T \simeq E_{\text{gap}}$), les atomes oscillent autour de leur position

d'équilibre et les liaisons peuvent se rompre. Les électrons se comportent alors comme des électrons presque libres et leur vitesse augmente avec leur énergie. Ils ont alors une énergie suffisante pour passer de la bande de valence vers la bande de conduction générant un manque de porteurs électroniques dans la bande de valence. Ceci peut aussi être vu comme un excès de porteurs positifs nommés trous.

La probabilité d'occupation par un trou devient alors :

$$f_p(E) = 1 - f_n(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_F - E}{k_B T}\right)} \simeq \exp\left(-\frac{E_F - E}{k_B T}\right) \quad (2.3)$$

Grâce à ces probabilités d'occupation, il est possible de déduire les densités n d'électrons libres dans la bande de conduction et p de trous dans la bande de valence en prenant l'approximation de Fermi-Dirac :

$$\begin{cases} n = N_C \times \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{k_B T}\right) & \text{avec } N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* k_B T}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} \\ p = N_V \times \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{k_B T}\right) & \text{avec } N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* k_B T}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} \end{cases} \quad (2.4)$$

avec N_V et N_C les densités effectives d'états respectivement de la bande de valence et de la bande de conduction, m_p^* et m_n^* les masses effectives des trous et des électrons et \hbar la constante de Planck. Les masses effectives sont utilisées pour décrire le transport des porteurs de charges (électrons et trous). Cette masse permet de traiter les électrons et les trous comme des particules quasi-libres avec une masse apparente différente de la masse d'un électron libre. Elle est définie par la dérivée de l'énergie par rapport au vecteur d'onde \vec{k} , qui représente la direction d'onde de probabilité des électrons qui ne sont plus alors considérés comme des particules ponctuelles :

$$\frac{1}{m_{ij}^*} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 E}{\partial k_i \partial k_j} \quad (2.5)$$

Sans champ électrique, les porteurs libres changent de direction selon le mouvement Brownien, leur déplacement moyen est donc nul. Les atomes et les impuretés dans le cristal sont des obstacles pour les porteurs entraînant des collisions. Le temps moyen de collision est différent du temps de vie des porteurs généralement plus long, qui est le temps entre la création et la recombinaison des porteurs. Les recombinaisons entre électrons et trous peuvent être différenciées en fonction du mécanisme de disparition mais aussi en fonction des échanges énergétiques. La recombinaison est dite directe quand l'électron peut passer de la bande de conduction à la bande de valence sans étape intermédiaire. Quand il y a recombinaison dans la bande interdite grâce à des niveaux discrets créés par des impuretés puis ré-émission vers la bande de valence, la recombinaison est dite indirecte. Lors d'un processus radiatif, l'énergie de recombinaison est cédée sous forme lumineuse (photon). Dans un échange non radiatif, l'énergie est cédée sous forme de phonons ou à un autre électron libre (recombinaison Auger). Le processus de recombinaison est caractérisé par un taux de recombinaison, R_n ($\text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$) pour les électrons et R_p pour les trous dépendant de la variation du nombre d'électrons (Δn) et de trous (Δp) en fonction du temps :

$$R_n = -\frac{dn(t)}{dt} = -\frac{\Delta n}{\tau_n} \quad \text{pour les électrons et} \quad R_p = -\frac{dp(t)}{dt} = -\frac{\Delta p}{\tau_p} \quad \text{pour les trous} \quad (2.6)$$

avec $\tau_{n,p}$ la durée de vie des électrons et des trous respectivement.

Dans le cas d'une excitation extérieure, le nombre de porteurs libres est influencé par deux effets physiques distincts que sont l'effet de Pool Frenkel ([Frenkel, 1938](#)) et le dopage photonique. Dans le premier cas, le nombre de porteurs s'accroît dans la bande de conduction sous l'effet d'un champ électrique. La

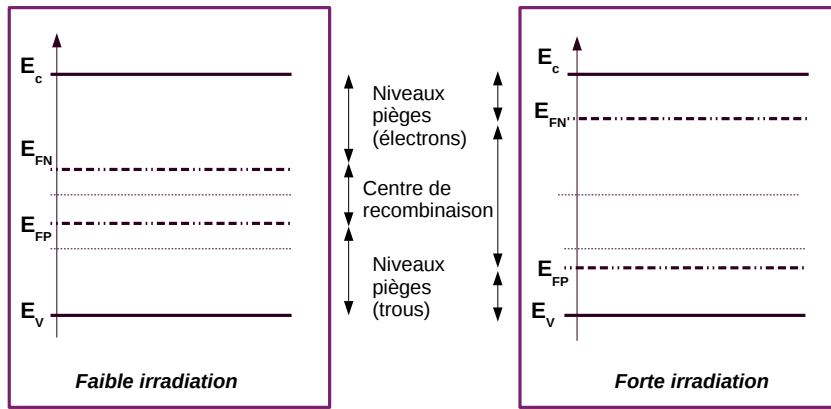


FIGURE 2.3 – Diagramme des zones de piégeage pour les électrons pour une faible irradiation, à gauche et une forte irradiation à droite.

probabilité de changement de niveau d'énergie sous l'effet de l'agitation thermique augmente (Simmons, 1967). Ainsi, l'occupation des pièges par les porteurs diminue avec l'augmentation du champ électrique. Dans le second cas, une forte irradiation peut modifier la répartition des centres pièges dans la bande interdite. Le dopage photonique augmente la concentration de porteurs libres et ainsi déplace les quasi-niveaux de Fermi vers la bande de valence. Le nombre des centres de recombinaison augmente alors que le nombre de niveaux de piège diminue (voir Figure 2.3).

Il y a donc trois zones de pièges :

- * Les niveaux entre E_{FN} et E_C sont des pièges à électrons. Ces porteurs ont de grandes probabilités de dépiégeage et peuvent être réémis vers la bande de conduction sous l'effet de l'agitation thermique.
- * Les niveaux entre les quasi-niveaux de Fermi E_{FN} et E_{FP} sont des centres de recombinaison. Un porteur piégé entre ces niveaux a plus de chance de recombiner que d'être réémis vers son niveau d'énergie initial.
- * Les niveaux pièges entre E_{FP} et E_V sont des pièges à trous. Un trou a donc plus de chance d'être réémis que de recombiner.

Le principe de neutralité impose que le nombre de charges fixes et le nombre de porteurs libres dans un matériau soient identiques en tout point du volume et oblige le niveau de Fermi à être constant à l'équilibre thermodynamique. Les électrons de la bande de conduction tendent à se stabiliser vers des états de plus basses énergies, à l'inverse des trous dans la bande de valence dont l'énergie augmente. D'après la distribution de Fermi, les électrons sont plus nombreux dans la bande de conduction lorsque E_C est proche de E_F et le nombre de trous est plus grand dans la bande de valence pour des E_V proches de E_F (voir Figure 2.4).

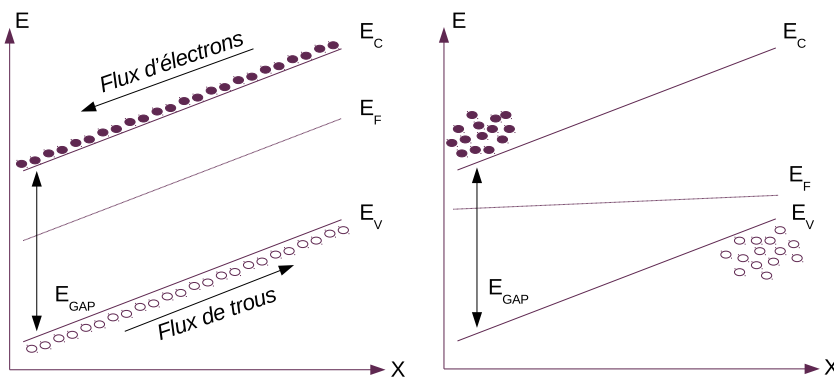


FIGURE 2.4 – A gauche - Semi-conducteur hors équilibre thermodynamique où les porteurs de charges migrent vers un état plus stable. A droite - Semi-conducteur en équilibre thermodynamique. Le niveau de Fermi est identique en tout point du matériau et les porteurs sont regroupés en laissant des zones dépeuplées de porteurs.

Impuretés des semi-conducteurs

Dans un cristal intrinsèque, aucun niveau d'énergie n'est présent dans la bande interdite. Cependant, la présence inhérente d'impuretés dans celui-ci induit des niveaux d'énergie discrets dans cette dernière.

Ces impuretés peuvent provenir de défauts dans le cristal comme des lacunes ou une discontinuité de l'organisation cristalline. Elles sont dites résiduelles si elles proviennent de la présence d'un atome de nature différente dans le cristal, qui modifie alors le nombre d'électrons ou de trous dans les bandes de valence ou de conduction. Pour améliorer les propriétés conductrices des semi-conducteurs, certains cristaux sont artificiellement modifiés en injectant des atomes d'un autre élément que ceux constituant le réseau cristallin. On parle alors de dopage. Dans le tableau de Mendeleïev, les atomes d'une même colonne possèdent la même configuration électronique des couches externes. Ainsi, lors de l'introduction d'un atome provenant d'une colonne précédente de celle du cristal, ce dernier possède moins d'électrons sur ses couches externes et on remarque un déficit d'électrons. Cet atome est alors un accepteur d'électrons et le dopage est dit positif (type p). Ce type de dopage entraîne l'apparition d'un pseudo niveau d'énergie supérieur à E_V . L'énergie à fournir aux électrons pour atteindre ce niveau accepteur est faible conduisant à la capture des électrons proches de la bande de valence et faisant apparaître des trous dans la bande de valence par agitation thermique. Dans ce cas, un trou libre peut se déplacer dans la bande de valence sous l'effet d'un champ électrique et participer au phénomène de conduction. A l'inverse, quand l'atome introduit par dopage est classé dans la colonne suivante, les électrons sur les couches externes sont plus nombreux que ceux du cristal et l'introduction provoque un excès d'électrons. L'atome en question est alors dit donneur et le dopage est dit négatif donc de type n. Ce type de dopage crée un pseudo niveau d'énergie inférieur à E_C , diminuant alors E_{gap} . Les électrons excédentaires peuvent passer plus facilement dans la bande de conduction par agitation thermique. Dans les deux cas, la conductivité du semi-conducteur augmente.

La conductivité peut être contrôlée en modifiant le nombre d'impuretés de type donneur et accepteur dans le matériau. Le semi-conducteur est dit compensé lorsque le nombre de donneurs équivaut au nombre d'accepteurs. Sinon il est partiellement compensé. Dans ce cas, le semi-conducteur conserve un type de porteurs majoritaires. Le niveau d'énergie E_* est défini comme un pseudo niveau d'énergie caractérisant la contribution des niveaux non compensés tels que $E_* - E_V = \delta E_a$, avec δE_a , l'énergie dite d'activation, nécessaire à l'ionisation du niveau. Comme les niveaux créés par les impuretés sont dans la bande interdite, ils sont plus faibles que E_{gap} , facilitant ainsi l'ionisation du matériau. Ces impuretés agissent alors comme des centres de génération et de recombinaison de porteurs. En effet, l'énergie qui est disponible lors d'une recombinaison peut engendrer la création d'un photon, un électron Auger ou encore un trou. Ces phénomènes se déroulent principalement lorsque E_* est situé au centre de la bande interdite.

2.1.2 Particularités du contact métal/semi-conducteur

Le contact entre un métal et un semi-conducteur conditionne la structure des bandes d'énergie à l'interface par la différence éventuelle entre le travail de sortie du métal $q\phi_m$ et le travail de sortie du semi-conducteur $q\phi_{sc}$. Cela représente l'énergie qu'il faut fournir à un électron au niveau de Fermi pour l'arracher au métal et l'amener au niveau de l'énergie du vide notée E_0 . Ce travail dépend d'une part du matériau constituant les semi-conducteurs mais également de son dopage et vaut dans notre cas : 5.65 eV pour le platine et 4.09 eV pour l'indium (Cola et Farella, 2009). Pour atteindre un état d'équilibre thermodynamique, un transfert de charges entre le métal et le semi-conducteur est nécessaire. L'affinité électronique du semi-conducteur (χ_{sc}) représente alors l'énergie à fournir pour qu'un électron passe de la bande de conduction à l'énergie du vide : $q\chi_{sc} = E_0 - E_C$. Pour le CdTe, χ_{sc} vaut 4.28 eV (Kosyachenko et al., 2009). Dans le cas des semi-conducteurs composant les détecteurs d'ECLAIRS, le dopage est de type p pour compenser naturellement les lacunes intrinsèques du Cadmium mais ne compense pas toutes les impuretés. Trois cas sont alors possibles pour un contact métal/semi-conducteur dopé de type p :

- * $q\phi_m = q\phi_{sc}$: Les niveaux de Fermi du métal et du semi-conducteur sont alignés en absence de contact et leur distance à l'énergie E_0 est la même. Comme les états de Fermi des deux matériaux sont déjà alignés, la mise en contact de ce dernier ne produira pas d'échanges d'électrons.
- * $q\phi_m > q\phi_{sc}$: Lors de la mise en contact du métal et du semi-conducteur, les électrons du semi-conducteur possèdent une plus grande énergie que ceux du métal et pourront migrer vers ce dernier. Il y a alors une accumulation de porteurs majoritaires positifs dans le semi-conducteur, c'est un contact ohmique. Un contact ohmique présente une très faible résistance de contact et les électrons peuvent migrer vers le métal par effet tunnel. Ce contact présente la particularité d'un

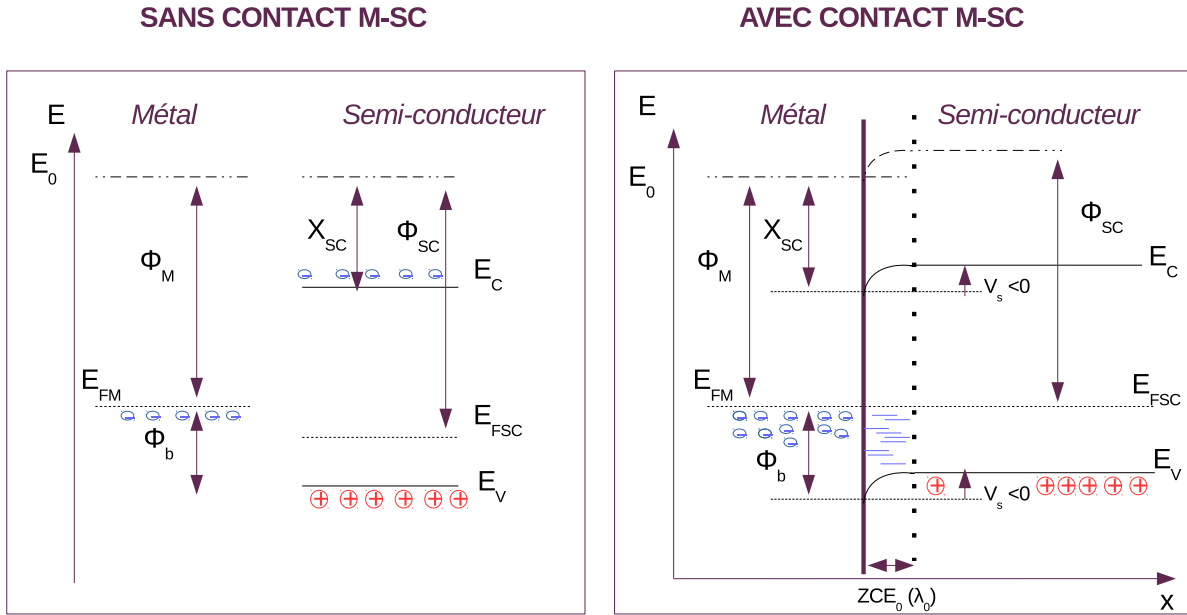


FIGURE 2.5 – Diagramme de bande d’un contact Schottky. A gauche - avant la mise en contact métal semi-conducteur, A droite - au contact métal semi-conducteur.

courant généré proportionnel à la tension appliquée. Dans le cas d’ECLAIRs, le contact entre le semi-conducteur et le platine à la cathode est de type ohmique.

* $q\phi_m < q\phi_{sc}$: Lors de la mise en contact, les électrons du métal ont une énergie plus grande et pourront migrer vers le semi-conducteur. Les électrons s’accumulent à la jonction métal/semi-conducteur permettant l’alignement du niveau de Fermi. Le transfert d’électrons se termine quand les niveaux de Fermi sont alignés et une zone déplétée (ou ZCE, Zone de Charge d’Espace) ne contenant plus de porteurs libres est alors créée dans le semi-conducteur alors qu’au niveau du métal, l’excès de trous se concentre dans une très petite zone du fait de la grande densité d’états disponibles, il y a formation d’une barrière dite de Schottky. Dans les détecteurs d’ECLAIRs, le contact à l’anode entre le CdTe et l’indium est de ce type.

Pour résumer, nous avons, dans le cas d’un dopage de type p, une barrière dans le cas où $q\phi_m < q\phi_{sc}$ et un contact ohmique si $q\phi_m > q\phi_{sc}$. La Figure 2.5 est l’illustration de la formation d’une barrière avec la mise en contact métal/semi-conducteur dopé de type p.

Particularités du contact Schottky à l’équilibre

La hauteur de potentiel de la barrière $q\phi_b$ définit alors la nature du contact. Cette hauteur correspond donc à l’énergie que doit atteindre un trou pour passer du métal vers le semi-conducteur. En étant positif, le contact est bloquant (contact Schottky). Dans le cas inverse, c’est un contact injectant. Dans un contact dit bloquant, un courant thermo-ionique induit par les électrons passant du métal au semi-conducteur par effet tunnel peut se créer seulement si le semi-conducteur est très fortement dopé. Cette barrière est dite bloquante car elle empêche les porteurs majoritaires de migrer vers le métal. De la même manière, du côté du métal, une barrière empêche les trous de migrer vers le semi-conducteur, c’est une barrière dite Schottky. Les porteurs sont donc confrontés à une barrière de hauteur $q\phi_b$ qui correspond à l’énergie à obtenir pour migrer vers le semi-conducteur. Cette barrière peut donc être définie par :

$$q\phi_b = E_{gap} + q\chi_{sc} - q\phi_m \quad (2.7)$$

Au niveau de la jonction, du fait de la ZCE, un champ électrique interne est créé et la largeur de la zone de charges d’espace peut être calculée grâce à l’équation de Poisson telle que :

$$\Delta V = \frac{-\rho(x)}{\epsilon_{sc}} \text{ donc pour un cas unidimensionnel } \frac{d^2V}{dx^2} = \frac{-\rho(x)}{\epsilon_{sc}} \quad (2.8)$$

avec V , le potentiel électrique, ρ la densité des charges et ϵ_{sc} , la permittivité diélectrique du semi-conducteur et x la distance au contact métal/semi-conducteur.

Notons λ_0 , la largeur de la ZCE et ΔN la densité des porteurs. Pour $x > \lambda_0$ (voir Figure 2.5), le semi-conducteur est considéré comme neutre et la densité totale $\rho(x) = 0$. En revanche, dans la ZCE, la neutralité n'est plus respectée à cause de la répartition des charges, ainsi $\rho(x) = q\Delta N$ pour $0 < x < \lambda_0$, tel que $\Delta N = N_D^+ + p - N_A^- - n$, avec N_D^+ (respectivement N_A^-) la densité de sites donneurs (respectivement accepteurs) ionisés et (N_D, N_A) la densité d'impuretés. En reprenant l'équation 2.3, nous pouvons définir :

$$\left\{ \begin{array}{l} N_D^+ = N_D f_n(E_D) = N_D \times \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_F - E_D}{k_B T}\right)} \\ N_A^- = N_A f_p(E_A) = N_A \times \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_A - E_F}{k_B T}\right)} \end{array} \right. \quad (2.9)$$

Avec E_D et E_A respectivement l'énergie des donneurs et accepteurs. Dans la ZCE, les porteurs libres ne sont plus présents, ainsi $n = p = 0$. En reprenant l'équation 2.8, la dérivée partielle du potentiel peut s'exprimer ainsi :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d^2 V}{dx^2} = -\frac{d\xi(x)}{dx} = 0 \text{ pour } x > \lambda_0 \\ \frac{d^2 V}{dx^2} = -\frac{d\xi(x)}{dx} = q \frac{\Delta N}{\epsilon_{sc}} \text{ pour } 0 < x < \lambda_0 \end{array} \right. \quad (2.10)$$

Pour une région neutre du semi-conducteur ($x > \lambda_0$), le champ électrique ξ est constant et le potentiel $V(x)$ est donc linéaire. En revanche, dans la ZCE, le potentiel électrique dépend quadratiquement de x , impliquant la courbure des bandes d'énergie.

En intégrant deux fois l'équation 2.10 par rapport à x , nous obtenons :

$$V_s = -\frac{q\Delta N}{\epsilon_{sc}} \left(\frac{x^2}{2} - \lambda_0 x \right) \quad (2.11)$$

$$\lambda_0 = \sqrt{\frac{2\epsilon_{sc} V_s}{q\Delta N}} \quad (2.12)$$

V_s est le potentiel de diffusion, une barrière de potentiel interne empêchant l'existence d'une différence de potentiel entre l'électrode et le semi-conducteur.

Semi-conducteur de type p sous polarisation

Avec l'application d'un champ électrique sur un semi-conducteur, chaque porteur subit une force électrostatique qui induit son déplacement telle que la vitesse moyenne d'un électron entre deux collisions peut se définir comme :

$$\langle \vec{V} \rangle = -\frac{qt_c}{2m^*} \vec{\xi} = -\mu \vec{\xi} \quad (2.13)$$

avec $\vec{\xi}$, le champ électrique appliqué, μ , la mobilité des porteurs, t_c le temps moyen entre deux collisions et m^* la masse effective des porteurs. La mobilité μ des porteurs est définie comme le coefficient de proportionnalité entre la vitesse et le champ électrique appliqué.

La mobilité des porteurs est influencée par différents mécanismes :

- * Les collisions coulombiennes, qui sont dues aux impuretés ionisées et les centres chargés gênant le mouvement des porteurs.
- * Les atomes du réseau cristallin, qui vibrent autour de leur position moyenne et sont alors des obstacles pour les porteurs créant des collisions avec le réseau lui-même.
- * L'application d'un champ électrique trop important, qui entraîne une vitesse de saturation des porteurs provoquant une chute de mobilité.
- * Les collisions induites par la rugosité de surface, qui engendrent également une gêne dans le mouvement des porteurs. Des états de surface plus ou moins ionisés emprisonnent une quantité de charges sur une fine couche à l'interface métal/semi-conducteur. Si la densité d'états d'interface est élevée, le métal échange ses électrons arrachés avec ces états d'interface.

En sommant la contribution temporelle des impuretés, du réseau et des états de surface, nous pouvons obtenir le temps de relaxation τ_r pour atteindre une stabilité des porteurs dans le matériau. L'étude des propriétés de surface créant le contact Schottky et des modèles permettant son explication comme celui de Bardeen a été menée par [Lassabaterre \(1987\)](#). Il montre que l'association des trois éléments que sont les défauts du métal, l'inter-diffusion des porteurs et les réactions au contact sont nécessaires pour caractériser la formation de l'interface.

Lorsque le semi-conducteur est polarisé avec une tension V_{HT} , le niveau de Fermi du métal va changer de qV_{HT} par rapport au niveau de Fermi du semi-conducteur qV_F . Le potentiel ϕ_b ne change donc pas, mais le potentiel de diffusion des trous vers le métal va quant à lui pouvoir varier. Dans le cas d'une polarisation directe, $V_{HT} > 0$: la barrière de diffusion devient alors : $q(V_{HT} - V_F)$, diminuant la courbure au niveau du contact ce qui facilite la diffusion des électrons vers le métal. Dans le cas d'une polarisation inverse, $V_{HT} < 0$: la barrière de diffusion devient alors : $q(V_{HT} + V_F)$, augmentant la zone de déplétion et la jonction devient alors très résistive. Un modèle a été établi pour caractériser le flux de porteurs en prenant en compte la diffusion ainsi que l'émission thermo-ionique au contact ([Sze et Kwok, 2006](#)). L'application d'une tension négative aux bornes d'un semi-conducteur, qui se comportent comme une diode, entraîne l'apparition d'un courant I qui dépend exponentiellement de la tension. Le contact Schottky est donc un contact ayant les caractéristiques d'une diode, bloquant la migration des porteurs majoritaires vers le métal et l'injection des trous dans le semi-conducteur.

$$I = I_{sat} \left[\exp\left(\frac{qV_{HT}}{k_B T}\right) - 1 \right] \text{ avec } I_{sat} = SA^*T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_b}{k_B T}\right) \quad (2.14)$$

avec S la surface du contact (cm^2) et A^* , la constante de Richardson définie telle que $A^* = 4\pi qm^* \frac{k_B^2}{h^3}$. Elle vaut $42 \text{ A.cm}^{-2}.\text{K}^{-2}$ pour le CdTe de type p. En polarisation inverse, le courant de fuite dépend indirectement de la tension de polarisation du fait de la présence d'états de surface entre le métal et le semi-conducteur ([Sze et Kwok, 2006](#)).

La barrière Schottky diminue avec le temps tel que : $\Delta\phi_b(t) = \phi_{b0} - \phi_b(t)$ avec ϕ_{b0} la barrière dite de Bardeen ([Bardeen, 1947](#)). A l'interface, le métal tend à échanger les électrons essentiellement avec les états d'interface où ces derniers agissent comme un écrantage du semi-conducteur par rapport au métal. C'est cet écrantage qui engendre une diminution de potentiel modifiant alors la barrière Schottky. La diminution de la hauteur de barrière Schottky est dépendante du champ électrique tel que : $\Delta\phi_b(t) = -\alpha \times \xi_{int}(t)$ avec α une constante et ξ_{int} l'intensité du champ électrique à l'interface métal semi-conducteur ([Rhoderick et Williams, 1988](#)). Le courant de fuite en polarisation inverse va donc varier en fonction du champ électrique à l'interface qui dépend de la tension de polarisation mais également du temps. Il est alors possible de définir le courant de fuite en polarisation inverse tel que :

$$|I_f| = I_{sat} \exp\left(\frac{q\Delta\phi_b}{k_B T}\right) = I_{sat} \exp\left(\frac{q}{k_B T} \sqrt{\frac{q}{4\pi\epsilon_{sc}} \left(\frac{2q\Delta N_A^-}{\epsilon_{sc}} V_{HT} + V_s - \frac{k_B T}{q}\right)^2} \frac{1}{2}\right) \quad (2.15)$$

avec V_s la barrière de diffusion des porteurs en surface, qui sera négligée pour de très hautes tensions et ΔN_A^- la concentration d'impuretés ionisées.

Sur de longues durées pour une température de -20°C , le champ électrique n'atteint plus la cathode du détecteur. Les charges ne parviennent plus à être collectées correctement et le spectre se déforme (Nasser, 2015). Pour une tension de -300 V à -20°C , il faut plus de 100 h pour commencer à apercevoir l'effet de polarisation. Comme le plan de détection est dépolarisé à chaque passage de la SAA, donc plusieurs fois par jour, nous ne serons pas gênés par l'effet temporel du champ électrique sur les détecteurs.

2.1.3 Les détecteurs CdTe d'ECLAIRS

Les semi-conducteurs en CdTe et CdZnTe présentent une bonne efficacité quantique, une large bande interdite, un faible courant de fuite, une bonne mobilité des porteurs libres ainsi qu'une utilisation des températures non cryogéniques. Ceci en fait des matériaux attractifs pour l'observation en X/ γ (Takahashi *et al.*, 2001).

Quelques missions utilisant les semi-conducteurs en Cd(Zn)Te

Le premier instrument à embarquer les détecteurs semi-conducteurs de type CdTe est IBIS (Interferometric BIdimensional Spectropolarimeter Krivonos *et al.* (2007)) sur la mission INTEGRAL (INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory) de l'agence spatiale européenne lancée en 2002 (Winkler *et al.*, 2003). Le plan de détection est pavé de plus de 16000 détecteurs de dimension $4 \times 4\text{ mm}^2$ et d'épaisseur 2 mm en CdTe de type ohmique compensé au Chlore, totalisant une surface de 2600 cm^2 plus grande que le plan de détection d'ECLAIRS (voir Section 1.4) pour une échelle en énergie allant de 15 keV à 10 MeV. La température opérationnelle de ces derniers est de 0°C pour une polarisation de -120 V afin de limiter le courant d'obscurité tout en optimisant la collection des charges.

L'inclusion de Zinc dans le matériau CdTe a été une des solutions trouvées pour augmenter la bande interdite et la résistivité (Toney *et al.*, 1999). La résistivité du CdZnTe est typiquement un à deux ordres de grandeur supérieurs à celle du CdTe. Ce type de détecteurs a été utilisé pour l'instrument BAT (Burst Alert Telescope, Barthelmy *et al.* (2005)) de la mission *Neil Gehrels Swift Observatory de la NASA*, comptant plus de 32700 détecteurs de la même dimension que ceux d'IBIS pour une surface géométrique totale 5 fois plus importante que le plan de détection d'ECLAIRS. Les détecteurs sont opérés à une température de 20°C pour une tension de -300 V . Le grand problème de ce type de cristal est la réduction drastique de la mobilité des porteurs comparée au cas du CdTe, induisant une dégradation de la réponse spectrale avec l'apparition d'un épaulement vers les basses énergies. Pour obtenir un faible courant de fuite, les détecteurs en CdZnTe sont généralement fabriqués avec des contacts ohmiques en platine ou en or.

D'autres missions ont utilisé des détecteurs CdTe, mais combinés avec d'autres technologies de détection. La mission NeXT (Non-thermal Energy eXploration Telescope) proposée par le Japon puis renommée ASTRO-H (Takahashi *et al.*, 2010) a été pensée pour étudier l'univers à hautes énergies (Kunieda *et al.*, 2004). ASTRO-H se compose de trois télescopes : HXTs pour détecter les rayons X durs, l'imageur en rayons X à bandes larges (WXI) et un télescope pour X mous (SXT). Le WXI se compose de deux sous-instruments : l'imageur à rayons X mous (SXI) et l'imageur à rayons X durs (HXI). Les rayons X à faibles énergies sont absorbés par les CCD du SXI placés au dessus du HXI qui collecte grâce à ces détecteurs en CdTe ($2 \times 2\text{ cm}^2$) les rayons X de plus hautes énergies.

Caractéristique de différents détecteurs

Contrairement au CdTe ($Z_{\text{Cd}} = 48$ et $Z_{\text{Te}} = 52$), les cristaux de Si et de Ge, souvent utilisés en astronomie X/ γ , présentent de petits numéros atomiques et donc un faible pouvoir d'arrêt pour les photons à hautes énergies (Knoll, 2000). Ils ont également d'excellentes propriétés de transport de charge comparativement au CdTe dont la mobilité des trous est faible limitant les performances spectrales. Néanmoins le Ge impose une utilisation à température cryogénique. La largeur de la bande interdite du CdTe de l'ordre de 1.44 eV lui garantit une grande résistivité ($\sim 1 \times 10^9\ \Omega.\text{cm}$) et le rend utilisable à température ambiante. Lors d'une polarisation inverse, le courant de fuite est réduit abaissant ainsi la composante de

Semi-conducteur	CdTe (THM) (THM)	Si	Ge	Cd _{0.9} Zn _{0.1} Te (HPB)
Numéro atomique Z	48, 52	14	32	48,30, 52
Masse volumique (ρ) (g.cm ⁻³)	5.85	2.33	5.32	5.78
Largeur de la bande interdite E_{gap} (eV)	1.44	1.12	0.67	1.57
Energie de création (ω (eV)) d'une paire électron/trou	4.42	3.62	2.96 (77K)	4.64
Facteur de Fano F	0.15	~ 0.1	~0.11	0.14
Mobilité des porteurs (cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹)				
électrons μ_n	1100	1350	3900	1000
trous μ_p	100	480	1900	50-80
Produit mobilité/temps de vie $\mu\tau$ (cm ² .V ⁻¹)				
électrons ($\mu\tau$) _n	3.1×10^{-3}	> 1.3	> 3.9	3×10^{-3}
trous ($\mu\tau$) _p	2×10^{-4}	1.0	1.9	0.7×10^{-4}
Efficacité quantique (E = 100 keV, épaisseur détecteur= 1 mm)	60%	4 %	24 %	54 %
Exemple d'instruments	ISGRI (<i>Integral</i>)	XRT (<i>Swift</i>)	SPI (<i>Integral</i>)	BAT (<i>Swift</i>)

TABLE 2.1 – *Propriétés de plusieurs semi-conducteurs utilisés pour l'astronomie X/γ (Remoué, 2010). Toutes les valeurs sont données pour une température de 300 K sauf spécification.*

bruit et améliorant la résolution spectrale assurant un seuil de détection à plus faibles énergies. Les principales caractéristiques de ces différents semi-conducteurs sont présentés Table 2.1 pour des exemples de missions.

Méthode de fabrication des détecteurs

Les semi-conducteurs cristallins en CdTe d'ECLAIRS ont été fabriqués par la société japonaise Acrorad en utilisant la technique THM, *Traveling Heater Method* (Funaki *et al.*, 2007; Takahashi *et al.*, 1998). Cette méthode lente permet la purification et la croissance du monocristal. Le lingot en CdTe est formé à partir d'une solution de Cd et de Te avec un excès de Te (90%), scellée dans une ampoule de quartz qui est chauffée à 1000°C. La méthode dite de Brigman permet une lente cristallisation de la solution à hauteur de 18 mm par jour grâce à un gradient thermique qui refroidit le cristal. Le dopage au Cl est réalisé par fusion lente de part et d'autre du cristal à 750°C. Le déplacement de la source de chaleur dans un solvant riche en Te et en Cl permet d'une part de débarrasser le cristal de l'excès de Te mais aussi d'introduire des impuretés permettant le dopage. Le lingot est ensuite découpé en tranches fines (*wafers*) d'épaisseur 1 mm. Chaque tranche est ensuite mise au vide avec une température de 200 – 300°C pour dégazage puis polissage. Le contact Schottky est formé grâce au dépôt de l'indium sous forme gazeuse à hauteur de 300 nm. Acrorad ajoute une couche de titane entre l'indium et le CdTe pour stabiliser mécaniquement la jonction métal/semi-conducteur. Le contact ohmique sur l'autre face est réalisé en déposant environ 250 nm de platine par dépôt chimique. La dernière étape est de découper des éléments de 4×4 mm² pour réaliser les détecteurs d'ECLAIRS.

2.2 Formation du signal dans les semi-conducteurs

2.2.1 Interactions rayonnement-matière

L'interaction entre le rayonnement électromagnétique et la matière des détecteurs est issue de divers mécanismes et dépend du matériau composant le semi-conducteur et de l'énergie du photon incident. Les trois principales interactions sont la diffusion Compton, l'effet photo-électrique et la production de paires e^-/e^+ (voir Figure 2.6) permettant le transfert partiel ou total de l'énergie du photon incident lors de l'interaction.

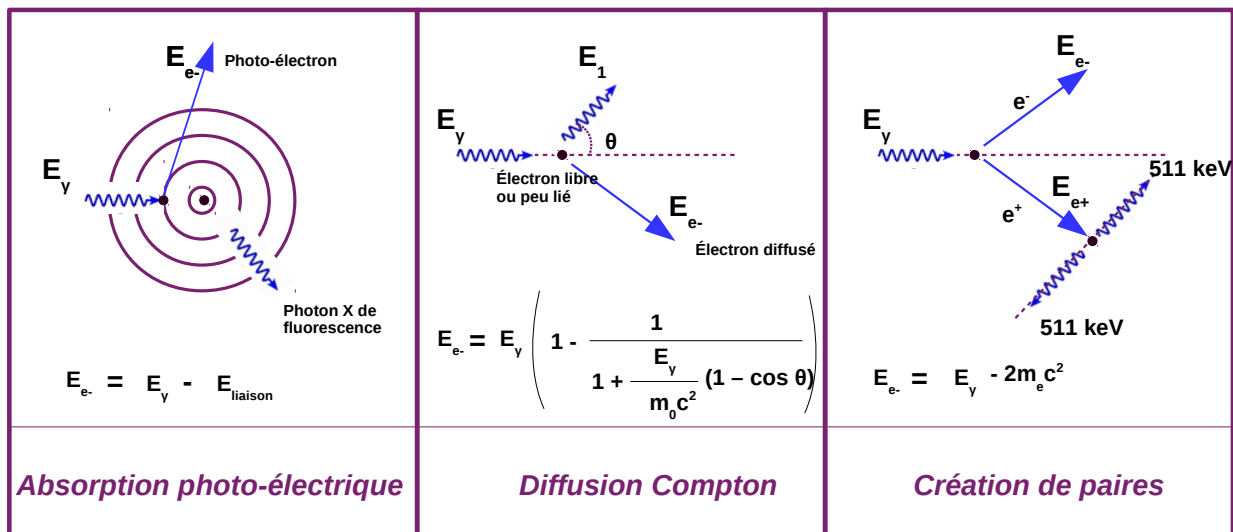


FIGURE 2.6 – Les trois interactions les plus probables entre un rayonnement X/γ et la matière.

Effet photo-électrique

Lors d'une interaction photo-électrique, un photon cède son énergie $h\nu$ à un électron des couches internes (couches K ou L) de l'atome. Celui-ci va alors quitter le nuage électronique avec une énergie cinétique égale à celle du photon incident. L'atome perd ainsi un électron sur une couche interne et devient excité. Il émet donc un photon de fluorescence ou éjecte un ou plusieurs électrons Auger.

Dans le cas de la fluorescence, un électron de la couche supérieure se désexcite en émettant un photon dans le domaine des rayons X. L'énergie du photon de fluorescence est étroitement liée à la différence d'énergie lors de la transition électronique. D'une part le photon incident doit avoir une énergie suffisamment importante pour permettre cette interaction et d'autre part la probabilité d'émission du photon de fluorescence dépend également de la couche électronique impliquée.

Ce photon, ainsi émis, pourra ensuite interagir avec les atomes alentours par effet photo-électrique ou quitter le volume du détecteur. Si le photon reste dans le matériau, toute l'énergie du photon incident est transmise au matériau et un pic d'émission, dit photo-pic est visible dans le spectre. Dans le cas où le photon de fluorescence s'échappe du volume du détecteur, des raies d'échappement sont visibles en plus du photo-pic telles que $E_{\text{échappement}} = E_\gamma - E_{\text{photon}}$. Les énergies de fluorescence pour la couche K sont typiquement pour le Cd égales à 23.17 keV ($K_{\alpha 1}$) et 22.98 keV ($K_{\alpha 2}$) et à 27.47 keV ($K_{\alpha 1}$) et 27.20 keV ($K_{\alpha 2}$) pour le Te.

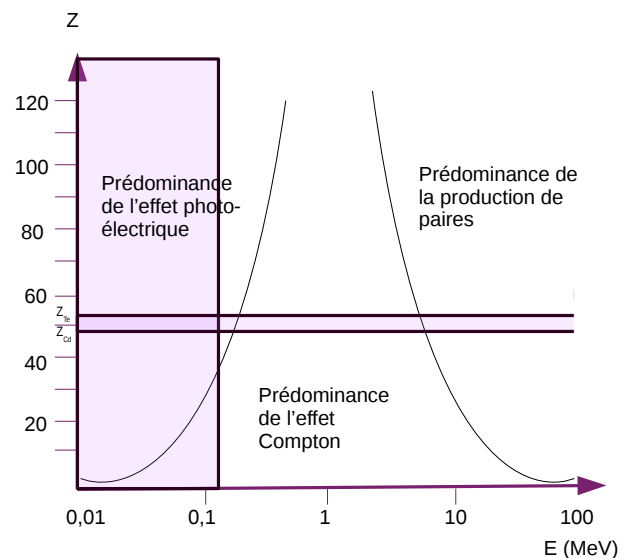


FIGURE 2.7 – Zone de prédominance des trois effets majeurs d'interaction rayonnement-matière pour un matériau de numéro atomique Z . Le rectangle délimite la bande en énergie d'ECLAIRs et les lignes horizontales sont les numéros atomiques du Cd et du Te.

Diffusion Compton

La diffusion Compton est une collision inélastique entre un photon incident et un électron faiblement lié à l'atome ($E_{liaison} \leq E_\gamma$). Le photon cède une partie de son énergie à l'électron qui sera alors éjecté du nuage électronique. Le photon diffusé est quant à lui dévié d'un angle θ (voir Figure 2.6) par rapport à la direction d'incidence du photon et possède une énergie cinétique définie comme :

$$E_{e^-} = E_\gamma \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \right) \quad (2.16)$$

avec E_γ , l'énergie du photon incident, m_e , la masse d'un électron et θ , l'angle de diffusion. L'énergie de l'électron est maximale lorsque le photon est rétrodiffusé ($\theta = \pi$). Cette énergie est visible dans le spectre en formant un front, nommé front Compton.

Création de paires électrons-positrons

La création de paires électrons (e^-)-positrons (e^+) est une interaction réalisée proche du noyau de l'atome. La condition pour que cette interaction se fasse est que l'énergie du photon incident soit supérieure au double de l'énergie de masse de l'électron soit 1022 keV. L'électron et le positron se partagent l'énergie intégralement déposée dans le matériau telle que : $E_e = E_\gamma - 2m_e c^2$. Le positron ralentit puis s'annihile et forme deux photons d'énergie de 511 keV qui peuvent interagir avec les composants du matériau.

Absorption et efficacité

L'absorption des photons X/ γ est étroitement dépendante des sections efficaces d'interactions (σ) mises en jeu, elles-mêmes dépendantes du numéro atomique ainsi que de l'énergie du photon incident (Knoll, 2000). Les prédominances des interactions en fonction des bandes en énergie sont indiquées Figure 2.7. Dans la gamme 4 – 150 keV, l'effet photo-électrique domine pour les matériaux choisis que sont le Cd ($Z = 48$) et Te ($Z = 52$). Pour ces basses énergies, la section efficace est telle que $\sigma_{ph} \propto Z^4 E_\gamma^{-7}$. La création de paires domine à plus hautes énergies avec $\sigma_{pe} \propto Z^2 E_\gamma$. Pour la gamme d'énergie intermédiaire, la diffusion Compton prédomine avec une section efficace d'interaction $\sigma_c \propto Z E_\gamma^{-1}$ dans le cas non relativiste. Lorsqu'un photon interagit dans le matériau, ce dernier possède un libre parcours moyen lié à la probabilité d'absorption dans le matériau. Le libre parcours moyen est la distance moyenne parcourue par une particule avant son émission et une interaction. Cette probabilité est représentée par le coefficient d'absorption linéique (μ) tel que : $\mu = \sigma \rho \frac{\mathcal{N}_A}{M}$. ρ étant la masse volumique (g.cm^{-3}), \mathcal{N}_A , le nombre d'Avogadro (atomes.mole $^{-1}$) et M la masse molaire (g.mole $^{-1}$) et σ , la section efficace totale.

Le coefficient linéique total est donc calculé par la somme des interactions tel que :

$$\mu_{TOT} = (\sigma_c + \sigma_{pe} + \sigma_{ph}) \rho \frac{\mathcal{N}_A}{M} \quad (2.17)$$

La Figure 2.8 présente à gauche le coefficient d'absorption linéique en fonction des matériaux et de l'énergie. Pour le CdTe (courbe rouge), le processus photo-électrique est dominant en deçà de 200 keV et les transitions entre les différentes couches atomiques (K, L ou M) engendrent ces brusques changements. A droite, est présentée pour le CdTe l'efficacité de détection au regard de l'épaisseur du détecteur. Il est montré alors que le détecteur d'épaisseur 1 mm est caractérisé par une efficacité de 100% à 40 keV et de 50% à 140 keV.

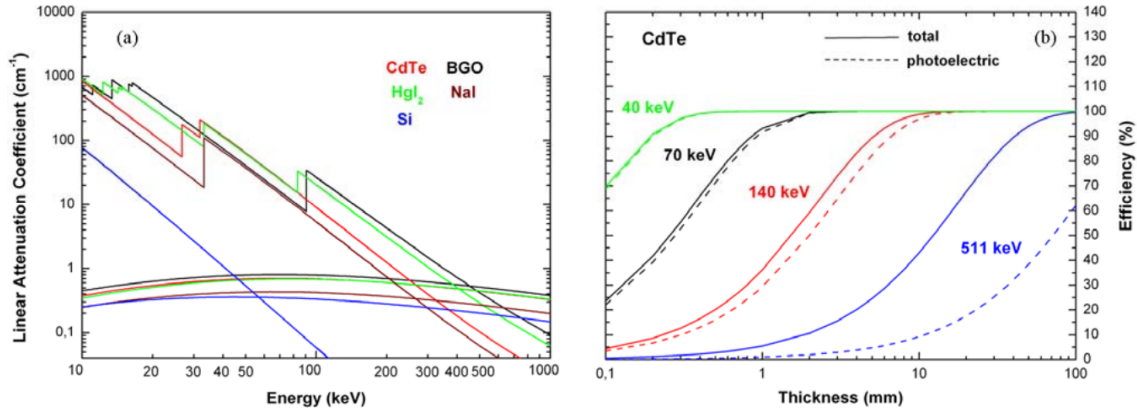


FIGURE 2.8 – A gauche - Coefficient d'atténuation linéique pour différents matériaux en fonction de l'énergie. A droite - Efficacité de détection pour le CdTe à différentes énergies en fonction de l'épaisseur du détecteur. (Sordo et al., 2009).

Création de paires électron-trou

L'interaction entre un photon ayant une énergie inférieure à 511 keV et le matériau provoque un nuage paires électron-trou au point d'interaction. Les atomes sont ionisés par le dépôt d'énergie du photon incident et permettent aux électrons de valence d'acquérir une énergie suffisante pour passer dans la bande de conduction. Ainsi, les électrons dorénavant dans la bande de conduction se retrouvent avec une énergie proche de E_C et des trous sont formés avec des énergies proches de E_V . Le nombre de paires créées est donnée par $N = \frac{E_\gamma}{\omega}$ avec ω l'énergie nécessaire pour créer une paire électron-trou. Pour le CdTe, cette énergie est de 4.32 eV. L'énergie d'ionisation augmente cependant avec la température (Knoll, 2000) ce qui induit une diminution du nombre de paires. Comme le nombre d'événements est discret, il est possible d'estimer la probabilité de création de paires électron-trou pour une énergie donnée. La loi de Poisson prédit la variance du nombre de paires créées $\sigma^2 = N$. En pratique, la variance est plus faible que celle prédite par la loi de Poisson à cause de l'altération locale de la création de paires sous l'effet d'un champ électrique. Ainsi, Fano (1947) prédit la fluctuation statistique des paires grâce à un facteur F, nommé facteur de Fano et égal à 0.15 à 300 K pour les CdTe. La variance est corrigée par ce facteur : $\sigma^2 = FN$, avec F, le facteur de Fano. Il est décrit comme le rapport de la variance observée sur la variance prédite par la statistique de Poisson. Cette variation du nombre de paires engendre un élargissement intrinsèque des raies dans le spectre. La variation due au nombre de porteurs de charge n'est pas la seule cause de l'élargissement des raies spectrales. D'autres facteurs peuvent y contribuer comme l'élargissement intrinsèque au niveau de la source d'émission ΔE_{int} , la fluctuation statistique de la création de paires ΔE_{stat} définie pour un élargissement gaussien comme $\Delta E_{stat} = 2.35 \sqrt{FN\omega E_\gamma}$, la contribution du bruit de la chaîne électronique ΔE_{elec} , lié à l'ENC et les pertes de charges durant la collection ΔE_{coll} . Finalement, les fluctuations de l'énergie mesurée dépendent quadratiquement de ces paramètres telles que :

$$\Delta E^2 = \Delta E_{int}^2 + \Delta E_{stat}^2 + \Delta E_{elec}^2 + \Delta E_{coll}^2 \quad (2.18)$$

2.2.2 Mouvement des porteurs de charges

Dans un semi-conducteur qui n'est pas à l'équilibre thermodynamique, les porteurs de charges vont pouvoir migrer vers les électrodes sous l'influence d'un champ électrique extérieur. Ils pourront également diffuser dans le matériau du fait de la non-uniformité de leur distribution.

Dérive des porteurs de charges

Grâce au champ électrique dans les détecteurs, les porteurs seront dotés d'une vitesse moyenne ($\langle \vec{v}_p \rangle$ pour les trous et $\langle \vec{v}_n \rangle$ pour les électrons). Cette vitesse, proportionnelle au champ électrique par

un facteur μ représentant la mobilité des porteurs (voir Équation 2.13) dépend de la température mais aussi de la pureté du cristal. Cette relation de proportionnalité n'est valable que pour de faibles valeurs de champ électrique de telle sorte que l'énergie cinétique des porteurs reste inférieure à leur énergie thermique moyenne, correspondant à une vitesse de l'ordre de 10^5 m.s⁻¹. Si le champ électrique est trop important, la vitesse de dérive des porteurs est trop grande et peut atteindre la vitesse de saturation.

La profondeur d'interaction z joue un rôle important dans la collection complète du signal. Tout d'abord, la profondeur dépend de l'énergie des photons incidents. Aux basses énergies, les interactions sont proches de la cathode en moyenne et plus l'énergie est grande, plus la profondeur moyenne augmente. De plus, les électrons et les trous ne se déplacent pas à la même vitesse car la mobilité des électrons est dix fois supérieure celle des trous, ce qui induit des pertes de charges (voir Section 2.2.3) pour une température donnée. La mobilité des porteurs est d'autant plus faible que le cristal est dopé. Le temps pour atteindre l'anode pour les électrons et la cathode pour les trous est nommé temps de transit des porteurs, respectivement t_p et t_n pour les trous et les électrons. Dans le cas d'un semi-conducteur plan, ces temps de transit peuvent être exprimés en fonction de z , de l'épaisseur du détecteur d et de la tension V appliquée aux électrodes :

$$t_n = \frac{d-z}{\mu_n \frac{V}{d}} \text{ et } t_p = \frac{z}{\mu_p \frac{V}{d}} \quad (2.19)$$

Le champ électrique $\vec{\xi}$ n'est pas constant dans l'épaisseur des matériaux (voir Figure 2.9 Cola et Farella (2009)). Le contact Schottky induit un champ décroissant depuis l'anode à cause de la zone de charge d'espace créée au niveau de la jonction et qui a pour conséquence temporelle l'effet de polarisation.

La dérive des porteurs induit un courant nommé courant d'obscurité. Si la diffusion des porteurs est négligée au niveau des contacts, la densité de courant induite par cette dérive \vec{j}_d dépend alors seulement des vitesses des porteurs ($\langle \vec{v}_p \rangle$ et $\langle \vec{v}_n \rangle$) et peut être exprimée d'après le théorème de Shockley (1938)– Ramo (1939) appliqué aux semi-conducteurs :

$$\vec{j}_d = \rho \vec{v}_d = q(\mu_n n_o + \mu_p p_o) \vec{\xi} \quad (2.20)$$

Dans le cas des détecteurs d'ECLAIRS, le cristal est partiellement compensé de type p. Kireev (1978) a démontré à partir de l'équation de neutralité que pour un détecteur compensé de ce type, le niveau de Fermi se rapproche des niveaux équivalents E^* , c'est-à-dire équivalents à des niveaux accepteurs pour une compensation partielle, telle que :

$$E_F = E^* - k_B T \log \left(\frac{N_A^+ - N_D^-}{2N_D^-} \right) \quad (2.21)$$

Pour une température proche de la température ambiante, les trous sont alors négligeables devant les électrons et en combinant les équations 2.4 et 2.14, 2.20, 2.21, le courant d'obscurité peut s'exprimer comme :

$$jS = I \simeq Sq\mu_p EN_V \frac{N_a^+ - N_D^-}{2N_D^-} \exp \left(-\frac{E_A^* - E_V}{k_B T} \right) \quad (2.22)$$

où E_A^* est le niveau équivalent au niveau accepteur pour une compensation partielle.

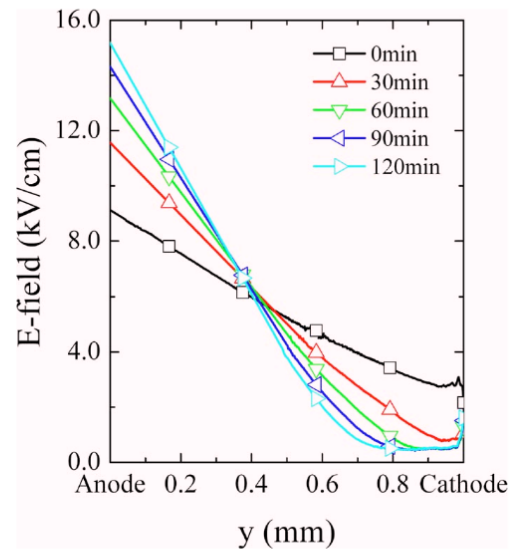


FIGURE 2.9 – D'après (Cola et Farella, 2009). Champ électrique mesuré par effet Pockels sur un détecteur CdTe Schottky de dimension $10 \times 10 \times 1$ mm³ polarisé à -500 V et à 25° C.

Diffusion des porteurs

Lorsqu'il y a une interaction dans le matériau, il y a un mouvement spontané des charges même en l'absence d'un champ électrique. L'apparition d'un gradient de charges induit par cette excitation locale engendre une diffusion de porteurs dans le sens inverse du gradient. Ce mouvement est décrit par l'équation 2.23 de Fick :

$$\vec{F}_n = -D_n \vec{\nabla} n \text{ et } \vec{F}_p = -D_p \vec{\nabla} p \quad (2.23)$$

avec $F_{n,p}$, le flux des porteurs et D_n et D_p des constantes de diffusion respectivement pour les électrons et les trous telles que : $D_{n,p} = \frac{k_B T}{q} \mu_{n,p}$ et d'après la Section 2.1.2, $D = \frac{\tau_r}{m^*} k_B T$.

Le courant de diffusion peut alors s'exprimer comme :

$$\begin{cases} \vec{j}_n = q D_n \vec{\nabla} n = q \vec{F}_n \\ \vec{j}_p = -q D_p \vec{\nabla} p = q \vec{F}_p \end{cases} \quad (2.24)$$

Les porteurs peuvent être diffusés selon différents mécanismes :

- * La rugosité de surface causée par la limite physique des détecteurs ou une interface métal/semi-conducteur peut provoquer la diffusion des porteurs (Stern et Howard, 1967).
- * Les atomes du réseau cristallin oscillent autour de leur position d'équilibre dont les vibrations peuvent s'apparenter à des particules fictives nommées phonons qui peuvent interagir avec les électrons. Dans le cas de matériaux polyatomiques comme le CdTe, les atomes ont leur mode propre de vibration et peuvent être excités par rayonnement. Les électrons voient alors leur quantité de mouvement varier par interaction avec les phonons, que ce soient des interactions acoustiques (oscillations des atomes), optiques (oscillation par excitation électromagnétique) ou piézo-électrique.
- * La diffusion coulombienne est due à la présence des impuretés introduites par dopage (voir Section 2.1.1). Ces charges produisent un potentiel coulombien qui entraîne la diffusion élastique des porteurs libres et qui dépend de la vitesse des porteurs et de la concentration des impuretés (Ferry, 2000).

Le courant induit par la diffusion est très inférieur au courant dû à la dérive des porteurs. Il sera donc négligé par la suite pour ne considérer dans le courant mesuré que le courant induit par les dérives.

2.2.3 Collection des charges

Récupération du signal

Les détecteurs tels que ceux d'ECLAIRs agissent comme des condensateurs avec deux électrodes au milieu desquelles il y a un semi-conducteur (voir Figure 2.10). Lors d'une interaction d'un photon avec le semi-conducteur un nuage de charges est créé et ces dernières migrent vers l'anode et la cathode sous l'effet du champ électrique. Ces charges provoquent un courant instantané mesuré à l'anode qui est proportionnel à la quantité de charges et la vitesse des porteurs et qui est converti ensuite en énergie.

La charge image collectée aux électrodes est induite par le courant d'obscurité et par le courant créé par la génération de porteurs libres lors de l'interaction d'un photon avec le détecteur durant le transit des porteurs. Le courant $I(t)$ mesuré à l'anode

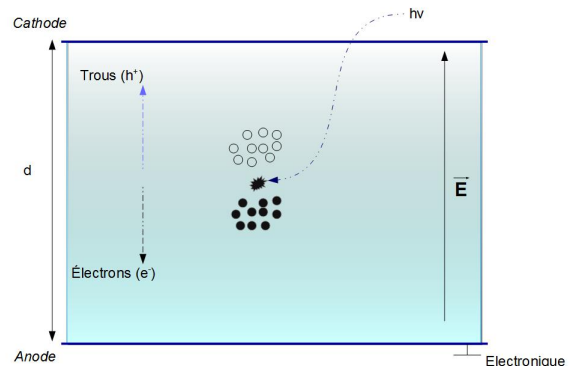


FIGURE 2.10 – Représentation de l'interaction rayonnement matière dans un détecteur soumis à un champ électrique.

correspond donc à la somme des courants dus au mouvement des électrons et des trous sous l'action d'un champ électrique. En reprenant l'équation 2.20, le courant mesuré peut s'exprimer :

$$I(t) = Nq\xi_{pond}(z)v_d \quad (2.25)$$

avec Nq la charge totale, v_d la vitesse de dérive des porteurs et ξ_{pond} le champ de pondération dépendant de la profondeur z . Le champ de pondération est calculé par rapport au potentiel de pondération qui est lui-même associé à chacune des électrodes. Il est défini comme le potentiel qui existerait dans le matériau si le potentiel de l'électrode considérée était égal à 1 et toutes les autres étant reliées à la masse. Dans le cas d'un détecteur monolithique (voir Figure 2.10), le potentiel de pondération est le même dans tout le pixel et en reprenant les équations 2.13 et 2.25, nous avons :

$$I(t) = Nq(\mu_p + \mu_n) \vec{\xi} \cdot \vec{\xi}_{pond} \quad (2.26)$$

avec q la charge d'un électron, $\mu_{p,n}$ la mobilité des porteurs, ξ le champ électrique et ξ_{pond} le champ de pondération. Ainsi, la charge collectée sur chaque électrode dépend de la profondeur d'interaction z (équation 2.19) et de l'épaisseur du détecteur d . Elle vaut dans le cas d'un champ de pondération uniforme :

$$\begin{cases} Q_{anode}(z) = - \int_0^{t_n} I_n(t) dt = Nq \frac{d-z}{d} \\ Q_{cathode}(z) = \int_0^{t_p} I_p(t) dt = Nq \frac{z}{d} \end{cases} \quad (2.27)$$

La charge collectée totale Q est la somme des charges collectées à l'anode et à la cathode, indépendante de la profondeur d'interaction : $Q = Nq$. Pour collecter cette énergie, Q sera amplifiée puis convertie en tension par la chaîne électronique de lecture. En appliquant au cas des détecteurs monolithiques d'ECLAIRS l'équation 2.26 avec une différence de potentiel égale à V_{HT} aux électrodes et la valeur du champ de pondération ξ_{pond} égale à $\frac{1}{d}$ nous obtenons comme courant induit :

$$I(t) = Nq(\mu_p + \mu_n) \frac{V_{HT}}{d^2} \quad (2.28)$$

Déficit balistique

Les N paires électron-trou créées lors de l'interaction d'une particule dans le matériau ne sont pas toutes collectées à cause des différences des propriétés de transport entre les électrons et les trous. Ceci se caractérise par le temps de vie des porteurs ($\tau_{p,n}$), leur mobilité ($\mu_{p,n}$), la profondeur d'interaction (z), ou encore le temps de mise en forme du signal (τ), c'est à dire le temps nécessaire à l'établissement du signal. L'électronique de lecture intègre le courant généré pour mesurer la charge totale. Si la constante de temps τ choisie pour filtrer le signal est inférieure au temps de vol des porteurs, une partie de ces derniers ne pourra être collectée. La Figure 2.11 montre que la différence entre l'amplitude totale U_{TOT} est proportionnelle à la charge Q et que l'amplitude mesurée en sortie U_{OUT} dépend du filtrage appliqué. Pour limiter ces pertes balistiques, la constante de filtrage τ doit être bien choisie. Comme le bruit électronique dépend fortement du temps de collection des charges (voir section 3.2.4), il faut donc trouver un temps de filtrage optimal.

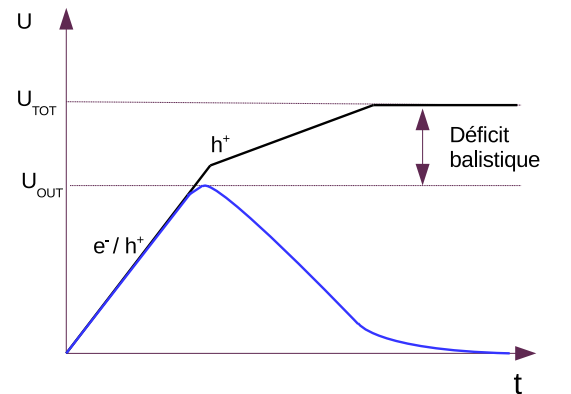


FIGURE 2.11 – Le déficit balistique est la différence entre l'amplitude réelle et l'amplitude mesurée du fait de la différence de temps de collection des trous et des électrons.

Pertes de charges intrinsèques

Dans la Section 2.1.1, nous avons vu que les porteurs peuvent être piégés et se recombiner pendant le transit des charges. Le nombre de porteurs libres ($n(t)$, $p(t)$) dépend alors du temps et diffère du nombre de paires électron-trou créés lors de l'interaction dans le cristal. En suivant le formalisme énoncé par Hecht (1932), les densités de porteurs libres s'expriment comme :

$$\begin{cases} n(t) = N \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right) \\ p(t) = N \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right) \end{cases} \quad (2.29)$$

Ces relations sont valables sous les hypothèses d'un champ électrique uniforme, d'une distribution des charges selon la fonction de Dirac, sans diffusion du nuage de charges et sans dépiégeage lors de la collection des charges (Limousin, 2001). Ces approximations permettent d'établir l'expression du courant induit (I_{ind}) à partir de l'équation 2.28 :

$$I_{ind}(t) = qN \left(\mu_n \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right) + \mu_p \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right) \right) \frac{V_{HT}}{d^2} \quad (2.30)$$

En intégrant par rapport au temps de transit des électrons et des trous, la charge image s'exprime comme :

$$Q_{ind}(t) = qN \frac{V_{HT}}{d^2} \left(\mu_n \int_0^{t_n} \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right) dt + \mu_p \int_0^{t_p} \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right) dt \right) \quad (2.31)$$

L'efficacité de collection η est le rapport entre la charge induite sur les électrodes et la charge totale ($Q = Nq$) due à l'interaction dans le cristal. Ainsi :

$$\eta = \frac{Q_{ind}}{Q_{tot}} = \left(\frac{V_{HT}}{d^2} \right) \left[\mu_n \tau_n \left(1 - \exp\left(-\frac{t_{vn}}{\tau_n}\right) \right) + \mu_p \tau_p \left(1 - \exp\left(-\frac{t_{vp}}{\tau_p}\right) \right) \right] \quad (2.32)$$

En combinant avec l'équation 2.19 :

$$\eta(z) = \frac{\lambda_n}{d} \left[1 - \exp\left(-\frac{d-z}{\lambda_n}\right) \right] + \frac{\lambda_p}{d} \left[1 - \exp\left(-\frac{z}{\lambda_p}\right) \right] \quad (2.33)$$

avec, z la profondeur d'interaction et $\lambda_{n,p} = \frac{\mu \tau_{n,p} V_{HT}}{d}$, les libres parcours moyens des électrons et des trous. L'efficacité de détection dépend étroitement de la profondeur d'interaction et des temps de vie et de la mobilité des porteurs. Spectralement, les pertes de charges peuvent induire des élargissements de raies (voir équation 2.18) et un épaulement vers les plus basses énergies (voir Section 4.2).

2.3 Anatomie d'un module élémentaire

L'hybridation est aujourd'hui devenu un concept récurrent et performant dans la conception de plan de détection permettant de respecter les contraintes technologiques tout en assurant les performances scientifiques de l'astronomie en X/γ . Cette intégration en un seul composant de l'électronique de lecture sous la forme d'un ASIC et de détecteurs en CdTe permet d'allier la grande surface de détection du plan pixélisé et la taille réduite de l'électronique frontale au plus près des détecteurs pour minimiser les bruits électroniques. Pour répondre à l'exigence du seuil bas à 4 keV, les détecteurs doivent présenter un bruit

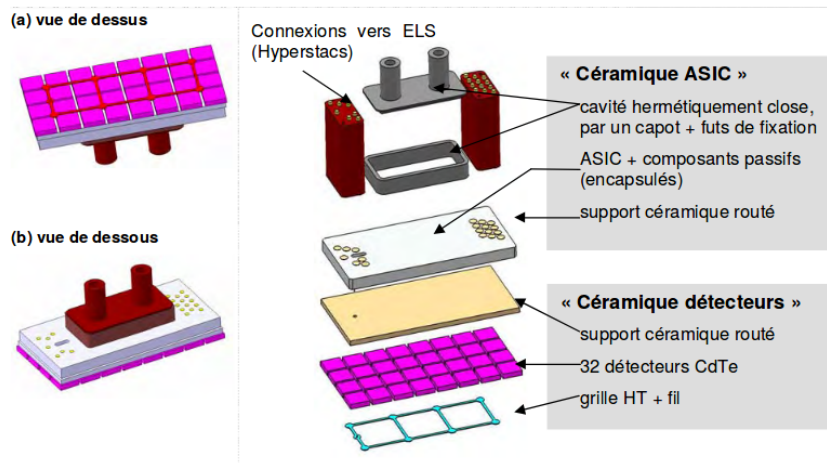


FIGURE 2.12 – Vue éclatée d'un module XRDPIX (Remoué, 2010).

très faible. C'est pour cette raison que la technologie CMOS (*Complementary Metal Oxide Semiconductor*) a été choisie pour l'ASIC des détecteurs d'ECLAIRS (Gevin *et al.*, 2009). Acrorad a fourni les détecteurs In/CdTe/Pt (Funaki *et al.*, 2007) de $4 \times 4 \times 1 \text{ mm}^3$ regroupés en matrice de 32 pour être utilisés sur le plan de détection d'ECLAIRS. Le grand avantage de l'hybridation est de pouvoir faire des mesures distinctes entre la céramique détecteur (CD) et la céramique ASIC (CA) et d'extraire les éléments défectueux avant le contre collage pour minimiser les rebuts lors de la fabrication des modules. Les pistes analogiques et numériques sur la CA ont été séparées autant que possible pour minimiser les couplages entre ces signaux.

La céramique détecteur comprend la grille à Haute Tension en kovar fixée à la matrice pixélisée en 9 points grâce à une colle argentique conductrice et est acheminée par un fil permettant la polarisation. La matrice est composée de 32 détecteurs monolithiques en CdTe fixée elle-même, grâce à cette même colle conductrice, sur un support en céramique d' Al_2O_3 couche épaisse (CE) riche en alumine (96%). Cette colle est riche en argent et possède une résistivité très faible ($\sim 4 \times 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}$). La céramique détecteur est reliée à la céramique ASIC dont la puce IDef-X est placée dans une cavité en kovar à l'intérieur d'un support en céramique. Un cadre de support reçoit le capot afin d'assurer une fermeture hermétique. Celui-ci est équipé d'un support pour le plateau froid et d'un support céramique de plages pour recevoir les interposeurs à pointe nommés Hypertac (voir Figure 2.12).

Chapitre 3

Validation des performances de la chaîne électronique de lecture

Sommaire

3.1	Traitement du signal et bruit dans la chaîne de mesure	45
3.1.1	Filtrage du signal	45
3.1.2	Bruit dans la chaîne de mesure	47
3.2	Chaîne électronique de lecture	50
3.2.1	Fonctionnalité de la chaîne électronique	50
3.2.2	Séquence de lecture d'un ASIC	51
3.2.3	Multiplicité et trames photons	52
3.2.4	Les paramètres d'ECLAIRS	56
3.3	Tests et validation de la chaîne	56
3.3.1	Description de la baie de test	56
3.3.2	ELSimulator	58
3.3.3	Protocoles de tests	58
3.3.4	Problèmes rencontrés	60
3.4	Étude du temps mort	63
3.4.1	Définition	63
3.4.2	Modèles standards	63
3.5	Le temps mort d'ECLAIRS	65
3.5.1	Sources de temps mort	65
3.5.2	Choix des paramètres pour les simulations de l'évaluation du temps mort	66
3.6	Modèle de temps mort avec ELSimulator	67
3.7	Validation du modèle de temps mort avec le ProtoDPIX	91
3.7.1	Les moyens de tests : le ProtoDPIX	91
3.7.2	Simulations des comptages	91
3.7.3	Tests et résultats	92
3.8	Impact des pixels bruyants sur l'imagerie	95
3.8.1	Définition des pixels bruyants	95
3.8.2	Étude de l'évolution du temps mort sous l'influence de pixels bruyants avec ELSimulator	96
3.8.3	Étude des pixels bruyants sur le prototype	97
3.8.4	Influence sur l'imagerie	102

Le plan de détection de la caméra ECLAIRs est divisé en 8 secteurs indépendants auxquels sont associées 8 chaînes de lecture indépendantes. Chaque chaîne de lecture permet de traduire l'énergie déposée par une particule incidente lors de son interaction avec le détecteur en un signal mesurable analogique puis numérique.

Dans un premier temps, nous présentons dans ce chapitre les caractéristiques de la chaîne de lecture et les spécifications de cette dernière pour l'instrument ECLAIRs. Dans la suite, nous décrivons successivement les outils qui ont permis la validation de cette chaîne de lecture ainsi que les différents problèmes rencontrés. Un aspect particulièrement étudié est le temps mort, qui est défini comme la fraction de pertes d'événements dues au processus de lecture. Cette fraction est une caractéristique majeure des performances de la chaîne et doit respecter l'exigence scientifique d'être inférieure à 5% pour un taux de comptage imposé (12500 coups/s/secteur). Nous mettons en évidence la méthode utilisée pour valider cette exigence ainsi qu'un modèle analytique permettant de corriger les pertes d'événements. Ce modèle a été testé et validé expérimentalement afin de l'appliquer aux données du prototype. Finalement, nous continuons cette étude sur l'application aux pixels présentant un taux de comptage excessif (les pixels bruyants) afin d'estimer les conséquences de ce type d'événements sur les comptages et la détection de source.

3.1 Traitement du signal et bruit dans la chaîne de mesure

3.1.1 Filtrage du signal

La Figure 3.1 schématise la chaîne électronique d'un module XRDPIX. La chaîne électronique de chaque puce des modules est une électronique dite *front end* constituée de 32 canaux de spectro-imagerie. L'ASIC idf-X (Gevin *et al.*, 2009) conditionne l'essentiel de la chaîne électronique car il convertit l'énergie déposée dans les détecteurs en signaux analogiques et numériques qui pourront être codés. Chaque voie est constituée d'un transistor MOS agissant comme un interrupteur situé avant le PAC, le préamplificateur de charges à couplage et *reset* continu, suivi d'un étage de compensation de pôle-zéro (PZ), de deux filtres passe-bas de type Sallen & Key (SK), d'un amplificateur inverseur / non inverseur de mise en forme du signal (± 2), d'un détecteur de pic et d'un discriminateur (Disc). Chaque voie mémorise le maximum de charges converties par son amplificateur de charge qui sont ensuite mises en forme par les étages de filtrage. Les signaux supérieurs à un seuil programmable sont détectés par le discriminateur. A partir de ce moment, il est possible d'entamer la lecture séquentielle des canaux touchés ainsi que la charge collectée dans chacun d'entre eux.

Le préamplificateur de charges (PAC) a pour fonction de convertir en tension l'échelon de charges produit aux bornes du détecteur suite au dépôt des charges. Ce préamplificateur est composé d'une capacité de contre réaction (C_F) et d'un transistor (M_1) (voir Figure 3.2). Le fait que cet amplificateur soit inverseur implique que la tension de sortie est proportionnelle à celle en entrée. Le temps de montée de l'impulsion est de quelques nanosecondes alors que la décharge est de l'ordre de 100 μs jusqu'à 10 ms. Cette forme asymétrique d'impulsion n'est pas adaptée à la mesure de l'énergie et des étages de filtrages permettent de mettre en forme le signal avec des temps de montée et de décharges équivalents. En amont de cet amplificateur, une capacité équivalente à celle des détecteurs (C_D) et la capacité équivalente d'entrée (C_{in}) sont les principales sources de bruit (U_n^2 et i_n^2).

Lorsqu'une particule interagit avec le détecteur, une charge image Q se crée à l'anode. Cette charge est ensuite récupérée par l'électronique *front end* où la capacité de contre réaction la collecte entièrement. La tension de sortie du préamplificateur V_{out} forme un échelon de tension qui s'exprime en fonction des différentes capacités du circuit : C_D , la capacité équivalente des détecteurs, C_{in} , la capacité parasite du préamplificateur et C_F ainsi que le gain d'amplification de l'amplificateur opérationnel (A) (Lütz, 2007) :

$$V_{out} = \frac{Q}{C_f + \frac{1}{A}(C_D + C_f + C_{in})} \quad (3.1)$$

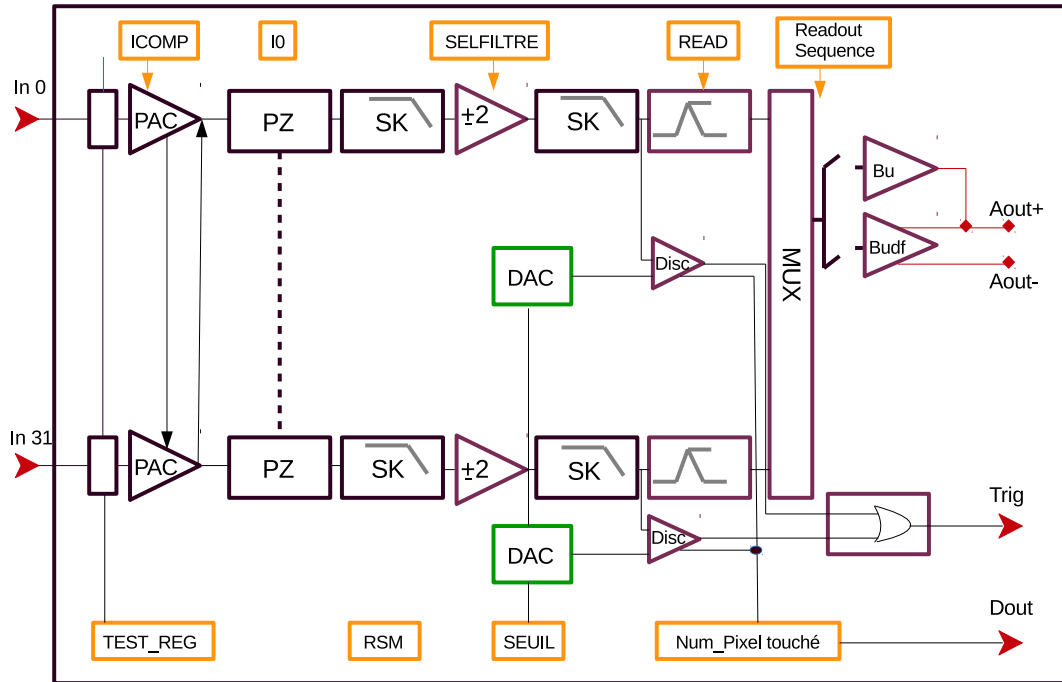


FIGURE 3.1 – Schéma de la chaîne électronique d'un module XRDPIX avec en entrée 32 injections correspondant aux 32 détecteurs.

Pour le bon fonctionnement du circuit, les entrées des préamplificateurs sont reliées au courant de fuite des détecteurs qui doit être non nul. A la sortie du PAC, la tension n'est pas rigoureusement un échelon du fait du système de *reset* et l'intégration du système de compensation pole zéro (PZ) associé au différenciateur de sortie du PAC. Ceci permet de réduire l'influence du courant de fuite sur la fonction de transfert du filtre. Le filtre passe-haut est un différenciateur atténuant les basses fréquences, c'est-à-dire la composante continue du signal, ce qui rend l'impulsion de sortie indépendante de la hauteur de l'échelon avant interaction. Deux filtres passe-bas de type Sallen & Key d'ordre 2, correspondant à 4 intégrateurs montés en série, permettent de filtrer les hautes fréquences et d'amplifier le signal. Lorsque l'électronique est en mode test sans détecteur, il faut imposer un courant de fuite de compensation noté ICOMP allant jusqu'à 100 pA. Ce courant peut également être utilisé lorsque l'on veut relier non pas l'anode mais la cathode à la chaîne de mesure. Le courant ICOMP permet de compenser le courant de fuite des détecteurs et le circuit peut fonctionner seulement si le courant de fuite est inférieur au courant de compensation.

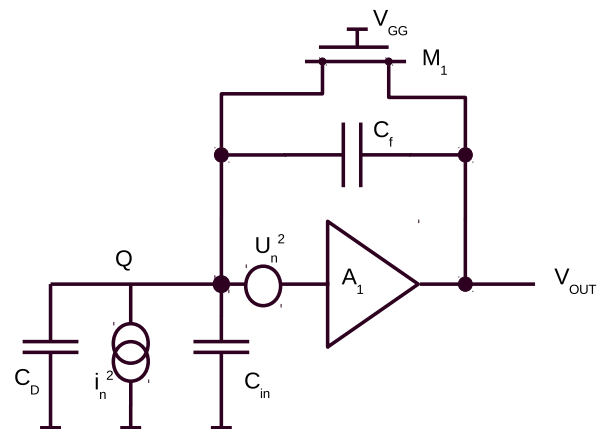


FIGURE 3.2 – Schéma équivalent du pré-amplificateur de charge PAC avec un inverseur A_1 , d'une capacité de contre-réaction C_f , d'un transistor M_1 . Les principales sources de bruit (U_n^2 et i_n^2) sont issues des différentes capacités d'entrée (C_{in}), les capacités des détecteurs (C_D).

Le temps de filtrage est nommé le temps de peaking (t_p) et permet d'optimiser la charge équivalente de bruit du circuit connecté à un détecteur. Le temps de sommet, t_s , du signal en sortie du filtre est défini comme étant le temps entre l'injection d'une charge en entrée et le passage par son sommet du signal de filtre de sortie. Le temps de peaking est le temps mis par le signal en sortie du filtre pour passer de 5% de son sommet à son sommet (Gevin *et al.*, 2009) comme le montre le Figure 3.3. Ce temps est commun à

tous les détecteurs, est réglable et dépend du courant de ces derniers ainsi que de la capacité d'entrée du canal.

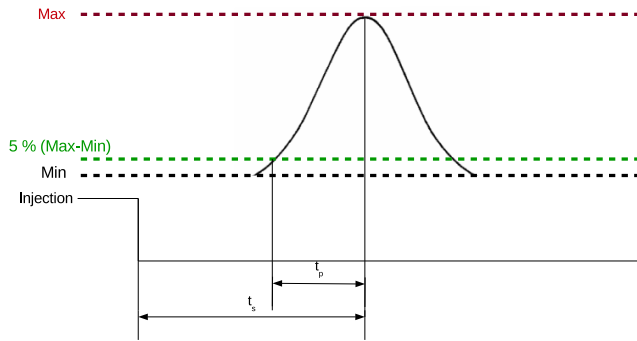


FIGURE 3.3 – Schéma de mise en forme du signal par l'étage de filtrage. t_s est le temps de sommet. C'est le temps entre l'injection de la charge le temps où le signal a atteint sa valeur maximale. t_p est le temps de peaking, c'est-à-dire le temps entre le moment où le signal est à 5% de sa valeur maximale et sa valeur maximale.

La Figure 3.1 présente également d'autres fonctions pour la chaîne électronique. Le détecteur de pic récupère la tension après l'étage de mise en forme du signal et mémorise la tension maximale atteinte en sortie de filtres. Sansen et Chang (1990) montrent que le signal en sortie de filtre est obtenu par le produit des fonctions de transfert et que dans le domaine temporel, l'injection d'une charge élémentaire q en entrée du PAC entraîne un signal en sortie des étages de mise en forme quasi-gaussien de type CR-RCⁿ tel que :

$$V_{out}(t) = \frac{qA^n n^n}{C_f n!} \left(\frac{t}{t_s}\right)^n \exp\left(-\frac{nt}{t_s}\right) \quad (3.2)$$

avec A le facteur d'amplification du système et n le nombre d'intégrateurs. Lorsque le temps est égal au temps de sommet t_s , le signal est maximal. Cette tension mesurée est comparée à une tension de référence (SEUIL) fournie par un convertisseur Numérique-Analogique (DAC) 8 bits. Les sorties des comparateurs sont connectées à une porte OU

qui bascule à l'état haut si au moins une des voies déclenche formant ainsi le signal déclenchement. 63 valeurs de seuil sont disponibles correspondant approximativement à des énergies comprises entre 0 et 17 keV. Un seuil ASIC programmé à 63 inhibe le pixel associé.

Toutes les sorties sont reliées à un multiplexeur et à un *buffer* pour simplifier la lecture des voies. Le signal TEST_REG est fonctionnel lorsqu'un signal extérieur de type Vtest est appliqué aux bornes du détecteur (exemple d'utilisation Section 4.3.1).

Le signal RSM (*Reset Signal Mode*) est la réunion de plusieurs registres différents. Le RSM programme le délai (36 μ s) entre la retombée du READ et la montée du signal *reset*. En mode test, le RSM permet également d'aller lire le signal analogique de sortie de filtre ou du PAC de la trente-deuxième voie du module. Ce mode est utilisé pour mesurer le courant de fuite des détecteurs en sortie du préamplificateur en fonction du courant de fuite en entrée.

Le registre I0 fixe le courant de polarisation des préamplificateurs de charge des 32 voies. Cependant, ce courant influe sur la charge équivalente de bruit du circuit. Il est alors bon d'ajuster ce courant et d'augmenter sa valeur lorsque le courant de fuite du détecteur est élevé.

Grâce à l'ASIC Idef-X, cette électronique permet le multiplexage de 32 détecteurs, la détection de faibles signaux tout en permettant une certaine souplesse de réglage.

3.1.2 Bruit dans la chaîne de mesure

Le bruit de la chaîne de mesure est issu de plusieurs sources qui perturbent le signal utile. Le bruit électronique, que l'on notera ΔE_{elec} n'est qu'un des paramètres du bruit total qui est considéré comme la somme quadratique du bruit électronique, de la fluctuation statistique des charges ΔE_{stat} , des pertes lors de la collection des charges ΔE_{coll} et finalement, des incertitudes liées aux porteurs de charges ΔE_{int} :

$$\Delta E^2 = \Delta E_{elec}^2 + \Delta E_{coll}^2 + \Delta E_{int}^2 + \Delta E_{stat}^2 \quad (3.3)$$

Lutz et al. (1999) proposent de caractériser chaque source de bruit en différentes composantes dont les plus importantes sont celles qui proviennent des détecteurs et de l'entrée du préamplificateur, car elles

sont ensuite amplifiées. Ces bruits proviennent des composants du circuit et sont influencés par divers paramètres comme le courant de fuite en entrée du PAC, les capacités et le temps de mise en forme. Nous parlerons également de charge équivalente de bruit (ENC, *Equivalent Noise Charge*). Cette grandeur est reliée à la détection des charges et représente le bruit de la chaîne équivalente en entrée de la chaîne de mesure. Cette charge équivalente représente donc la charge à injecter en entrée d'une chaîne sans bruit pour obtenir un rapport signal sur bruit SNR égal à 1. Il est alors possible de définir l'ENC comme :

$$ENC = \frac{Q}{SNR} \quad (3.4)$$

avec l'ENC, la charge équivalente (e^- .rms), Q, la charge (e^-), SNR le rapport signal sur bruit (voir Section 1.3.3), c'est-à-dire le rapport entre l'amplitude U_{peak} de l'impulsion de sortie et le bruit quadratique moyen σ , tel que : $SNR = \frac{U_{peak}}{\sigma}$ (Spieler, 2005).

Le bruit parallèle

Un détecteur produit un courant de fuite composé de porteurs de charges discrets avec une fluctuation statistique poissonnienne telles que $Q = Nq$. Ces fluctuations peuvent être vues comme une source de bruit à l'entrée du préamplificateur. Le bruit parallèle, nommé bruit de grenaille ou bruit Schottky est donc un bruit blanc électronique qui peut également être généré par l'amplificateur lui-même. Le bruit parallèle est principalement dû au courant de fuite des détecteurs. Sansen et Chang (1990) montrent que la charge équivalente du bruit parallèle peut être exprimée en fonction du temps de sommet à condition que l'on ait connaissance de la fonction de transfert de la chaîne et de l'amplitude du signal de sortie :

$$ENC_{||}^2 = 2qI_f t_s \times y_{||}(n) \quad \text{avec} \quad y_{||}(n) = \frac{\beta \left(\frac{1}{2}, n + \frac{1}{2}\right)}{4\pi n q^2} \left(\frac{n!^2 \exp(2n)}{n^{2n}}\right) \quad (3.5)$$

avec I_f , le courant de fuite détecteur, t_s , le temps de sommet, et $y_{||}(n)$ une fonction dépendant du nombre d'intégrateurs.

Le bruit thermique

Le bruit thermique est un bruit blanc dû aux fluctuations thermiques des porteurs de charge dans un conducteur à l'équilibre, c'est-à-dire à l'agitation thermique des porteurs dans l'électronique. Il est la principale composante du bruit série et toutes les résistances contribueront à ce dernier. Même sans courant, il est possible de mesurer aux bornes d'une résistance R une tension U_n . La densité spectrale de cette tension ($V^2.Hz^{-1}$) peut être exprimée ainsi :

$$\frac{d\bar{U}_n^2}{df} = 4k_B T R \quad \text{avec} \quad k_B \text{ la constante de Boltzman (J.K}^{-1}\text{)} \quad (3.6)$$

T la température absolue (K)

R la résistance

Dans le cas de notre électronique de proximité, la contribution principale du bruit thermique provient du transistor MOS en entrée du préamplificateur de charges. La composante de bruit série devient alors :

$$\frac{d \langle U_n^2 \rangle}{df} = 4k_B T \frac{2}{3} \frac{1}{g_m} \quad \text{avec} \quad g_m = \frac{I_0 q}{N k_B T} \quad \text{en faible inversion (Limousin et al., 2005)} \quad (3.7)$$

avec g_m la transconductance, c'est-à-dire l'inverse de la résistance du transistor en entrée du préamplificateur. De même que précédemment, Sansen et Chang (1990) montrent que l'ENC du bruit série est inversement proportionnelle au temps de sommet :

$$ENC_s^2 = \frac{8}{3} k_B T \frac{C_{tot}^2}{g_m t_s} \times y_s(n) \quad \text{avec} \quad y_s(n) = \frac{\beta \left(\frac{3}{2}, n - \frac{1}{2}\right) n}{4\pi n q^2} \left(\frac{n!^2 \exp(2n)}{n^{2n}}\right) \quad (3.8)$$

avec C_{tot} , la capacité totale d'entrée.

Le bruit à basse fréquence

Le bruit à basse fréquence provient de la fluctuation de la fréquence engendrée par le piégeage, le dépiégeage et les recombinaisons des porteurs charges dans le semi-conducteur. Ce bruit varie comme l'inverse de la fréquence et se manifeste donc plus spécifiquement à basse fréquence. [Dutta et Horn \(1981\)](#) montrent que le bruit basse fréquence n'est pas universel. Il dépend de la fabrication et des caractéristiques intrinsèques des composants et notamment du transistor en entrée du préamplificateur qui est le principal contributeur à ce bruit électronique. La densité spectrale de sa tension peut s'exprimer :

$$\frac{d \langle U_n^2 \rangle}{df} = A_f \frac{1}{f} = \frac{K_F}{WLC_{ox}^2} \frac{1}{f} \quad (3.9)$$

où A_f est une constante qui dépend du transistor. K_F est un paramètre technologique du transistor, W est la largeur de la grille du transistor d'entrée, L sa longueur et C_{ox} la capacité de l'oxyde de la grille par unité de surface. Ce bruit ne dépend pas de l'étage de filtrage mais est très étroitement relié aux paramètres en entrée de la chaîne et peut alors devenir important pour des grands temps de sommet. De la même façon, nous pouvons exprimer l'ENC lié au bruit basse fréquence tel que :

$$ENC_{\frac{1}{f}}^2 = \frac{K_F}{WLC_{ox}^2} C_{tot}^2 \times y_{\frac{1}{f}} \text{ avec } y_{\frac{1}{f}}(n) = \frac{1}{2q^2n} \left(\frac{n!^2 \exp(2n)}{n^{2n}} \right) \quad (3.10)$$

Le bruit total

Les trois composantes du bruit présentées précédemment sont indépendantes les unes des autres et contribuent au bruit en se sommant quadratiquement :

$$ENC_{tot}^2 = ENC_s^2 + ENC_{\frac{1}{f}}^2 + ENC_{\parallel}^2 \text{ ou } ENC_{tot}^2 = \alpha_s C_{tot}^2 \frac{1}{t_s} + \alpha_{\frac{1}{f}} C_{tot}^2 + \alpha_{\parallel} I_f t_s \quad (3.11)$$

[Gevin et al. \(2009\)](#) ont étalonné les paramètres α_s et $\alpha_{1/f}$ de l'ASIC IDEf-X ECLAIRS à l'aide de capacités connues et du temps de peaking plutôt que le temps de sommet. D'autre part, le paramètre α_{\parallel} a été étalonné par [Michalowska et al. \(2010\)](#) sur un ASIC similaire. Ces deux études donnent :

- * $\sqrt{\alpha_s} = 447 \quad e_{rms}^- \cdot ns^{1/2} \cdot pF^{-1}$
- * $\sqrt{\alpha_{1/f}} = 3.74 \quad e_{rms}^- \cdot pF^{-1}$
- * $\alpha_{\parallel} = 16.7 \quad e_{rms}^-^2 \cdot ns^{-1} \cdot nA^{-1}$

L'équation 3.11 montre que le bruit dominant n'est pas le même en fonction du temps de sommet. Pour de basses fréquences, donc des temps de sommet élevés, le bruit du courant de fuite domine alors que pour de faibles temps de peaking, c'est la composante du bruit série. Ces dernières se superposent au bruit en $1/f$, indépendant du temps de sommet mais proportionnel à la capacité totale. La valeur du temps de peaking choisi aura alors son importance dans la composante de bruit, c'est ce que montre la Figure 3.4. Il existe un temps de peaking optimal pour lequel la composante de bruit est à son minimum.

Les principaux effets du bruit électronique sont l'augmentation du seuil en énergie et une perturbation lors de la mesure en énergie et la résolution spectrale sera alors dégradée. La contribution de ce bruit à la résolution spectrale sera notée ΔE . Le bruit de la chaîne électronique aura pour conséquence d'élargir tous les pics du spectre. Il faut prendre en considération les fluctuations gaussiennes ($\Delta E_{elec} = 2.35 \sigma_{elec}$) de la mesure en énergie du fait de la charge équivalente de bruit, qui met en jeu l'énergie de création de paire : $\sigma_{elec} = \bar{\epsilon}_\omega ENC_{tot}$.

Finalement, l'élargissement du photo-pic sera dû à la somme des contributions des fluctuations intrinsèques des détecteurs, des fluctuations électroniques et de la collection des porteurs comme l'indique l'équation 2.18 :

$$\Delta E^2 = 2.35^2 F \bar{\epsilon}_\omega E + 2.35^2 \bar{\epsilon}_\omega^2 ENC_{tot}^2 + \Delta E_{coll}^2 \quad (3.12)$$

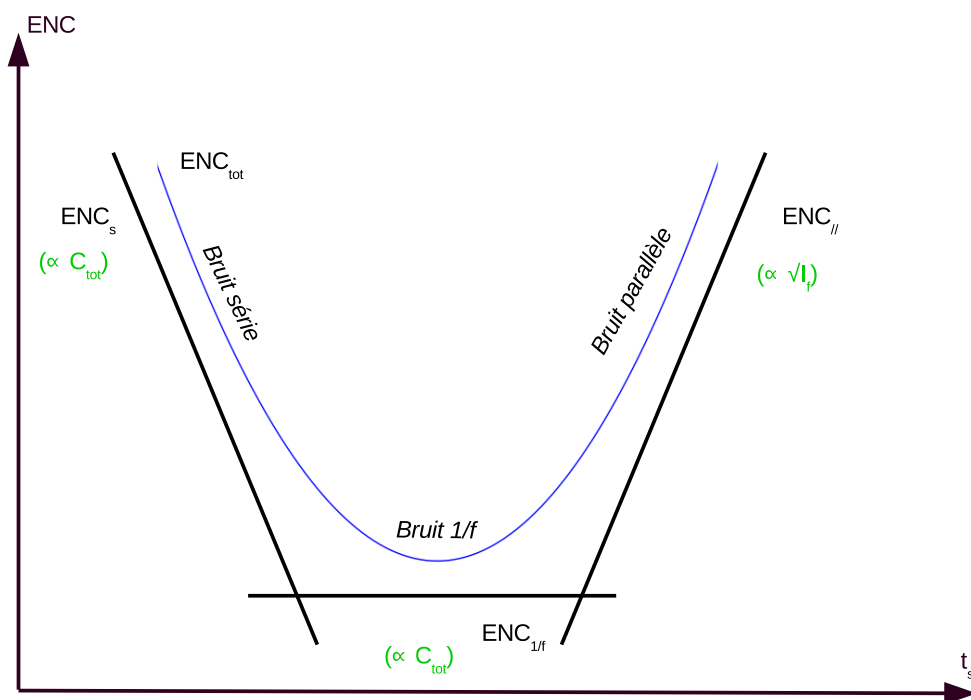


FIGURE 3.4 – Évolution de la charge équivalente du bruit ENC en fonction du temps de sommet.

où F est le facteur de Fano, E l'énergie déposée par le rayonnement incident, $\bar{\epsilon}_w$, l'énergie de création de paire valant 4.42 eV et ΔE_{coll}^2 correspond à la perte de charges.

3.2 Chaîne électronique de lecture

3.2.1 Fonctionnalité de la chaîne électronique

La chaîne de lecture de l'ELS, Électronique de Lecture Secteur, est composée de la chaîne de lecture d'un module (voir Figure 3.1) reliée à la carte pré-processeur qui est le principal acteur dans la lecture et le codage des événements. En effet, cette carte pré-processeur contient un FPGA (*Field Programmable Gate Array*) NanoXplore qui interagit d'une part avec les 25 ASIC des modules d'un secteur et d'autre part avec l'UGTS, Unité de Gestion et de Traitement Scientifique. La carte LV/HVPS, *Low Voltage/High Voltage Power Supply*, contrôle la Haute Tension appliquée aux détecteurs et la carte ADC, le codage en énergie (voir Figure 3.5).

La carte pré-processeur

Le FPGA, c'est-à-dire d'un circuit logique programmable, permet d'implémenter la lecture et le codage en énergie des événements détectés avec une certaine souplesse, contrairement à un ASIC dont le *design* figé ne permet pas d'être modifié simplement. Le FPGA NanoXplore a été choisi pour sa capacité de reprogrammation en 26 ms et 15 min pour la synthèse du code implémenté. Ceci permet d'implémenter rapidement et avec facilité de nouvelles fonctions. Ce FPGA est cadencé à une fréquence de 10 MHz et génère des signaux d'horloge de l'ordre de 5 MHz. Il reçoit de l'ASIC le signal analogique de détection d'un événement (Trig, Figure 3.5) et envoie l'ordre de lecture de l'ASIC et des strobes liées à tous les pixels (Strobe). D'autre part, il reçoit de la carte ADC les signaux de données liés à l'énergie et envoie à la carte LV/HVPS les tensions permettant d'alimenter l'électronique. Il communique également avec l'UGTS pour les envois de commandes et de contrôle des *HouseKeeping*, c'est-à-dire des signaux d'environnement comme la valeur des tensions internes ou encore les températures des systèmes grâce au lien UART, *Universal Asynchronous Receiver Transmitter*. Ce lien est une liaison série permettant la transmission de données vers les ELS et est couramment utilisé dans le domaine spatial ayant montré sa fiabilité d'utilisation. Il envoie également par le lien photon les trames codées lors de la détection d'événements. Pour finir l'UGTS synchronise ses signaux d'horloge avec l'ELS et génère un signal de temps toutes les 10 ms qui seront décrits par les TFE (*Time Frame Event*).

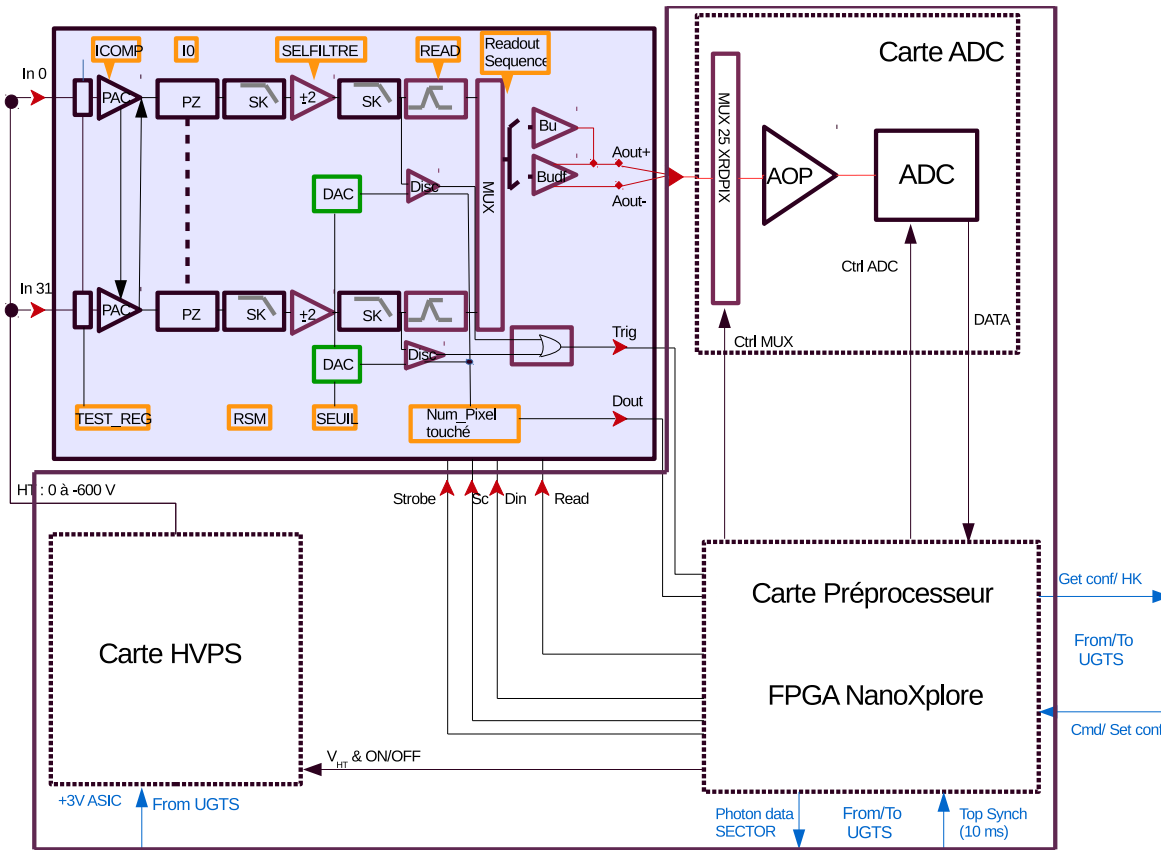


FIGURE 3.5 – Schéma de l'électronique d'un secteur avec la chaîne électronique du module et l'ELS, (Électronique de Lecture Secteur) qui comprend la carte ADC (Analogic-Digital Convertor), la carte pré-processeur contenant le FPGA et la carte LV/HVPS pour fournir la haute tension aux modules (ici représentés dans la partie bleuté).

La carte LV/HVPS

La carte LV/HVPS fournit à l'ASIC une tension de 3V via les capacités des détecteurs qui servira à alimenter les PAC. Cette carte comporte de nombreux filtres à très fortes constantes de temps limitant ainsi le bruit en entrée du PAC ($< 4 e_{\text{rms}}^-$, Nasser (2015)). Le temps d'établissement de la tension sur les ASICs est de l'ordre de 40 s. Il est donc nécessaire d'attendre ce temps avant de débiter les tests. Le point de contact du fil HT est situé entre les voies 15 et 23 sur chaque module XRDPIX et la tension est ensuite distribuée aux détecteurs par la grille de tension grâce à huit contacts qui polarisent chacun quatre détecteurs (voir Figure 2.12).

La carte ADC

Une carte *Analogic-Digital Convertor* est associée à chaque secteur et lie les sorties des ASICs à la carte pré-processeur afin de transmettre les énergies codées lors de la détection. Cette carte numérise les signaux en sortie des ASICs. Les amplificateurs opérationnels permettent de redresser le signal analogique différentiel ($Aout^+$, $Aout^-$) provenant des sorties des ASICs. La soustraction de ces deux signaux permet de s'affranchir des signaux parasites. Le codage des temps, positions et énergies est réalisé seulement à la demande du FPGA qui contrôle le multiplexage des signaux provenant des 25 modules XRDPIX d'un secteur.

3.2.2 Séquence de lecture d'un ASIC

Lorsqu'un événement dépose son énergie dans un détecteur, le nuage de charges créé génère une charge image sur les électrodes qui est convertie en tension par le PAC et mise en forme par l'étage de filtrage. Si l'impulsion de tension est supérieure au seuil de détection (LLD, *Low Level Discriminator*), l'étage de discrimination et le signal numérique de déclenchement (TRIG, Figure 3.6) passent à l'état haut. Pour que

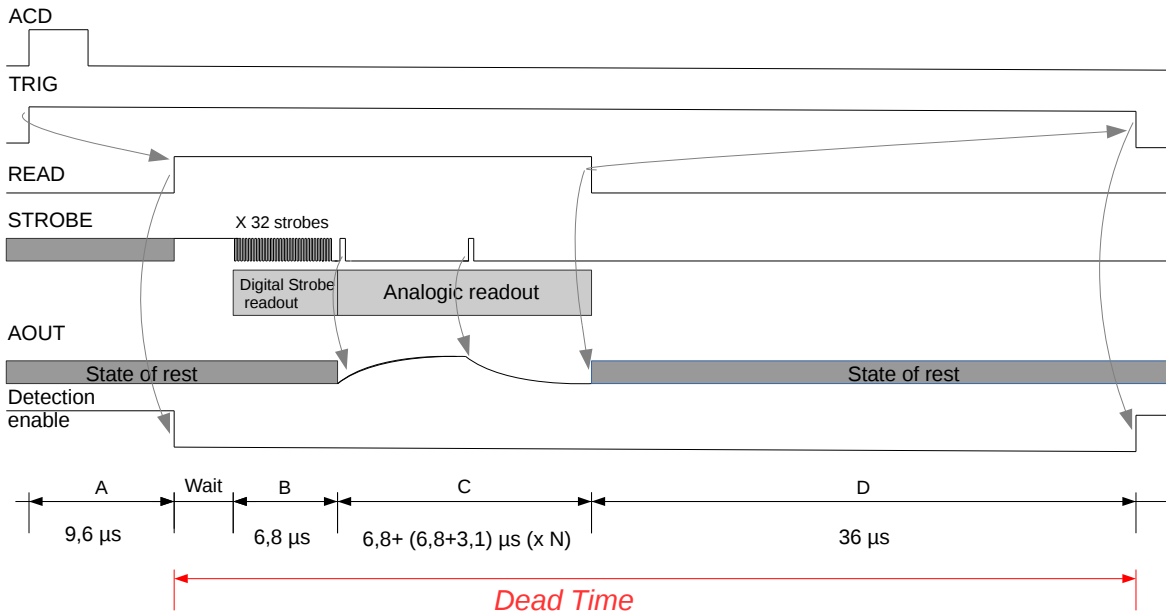


FIGURE 3.6 – Chronogramme de lecture de deux événements arrivant sur le même module.

l'établissement du signal puisse se faire, le FPGA attend t_{freeze} , le temps de gel du signal et par conséquent du module pour effectuer la lecture. Il correspond à la valeur maximale programmable du temps de sommet et vaut $9.6 \mu s$ pour la configuration actuelle (partie A Figure 3.6). Il sera ultérieurement adapté pour le vol. Après le $t_{peaking}$, le signal au niveau du détecteur n'évolue plus et si le $t_{peaking}$ est trop court, toutes les charges ne sont pas collectées, il y a alors des pertes nommées pertes balistiques (voir Section 2.2.3). Les énergies mesurées seront donc plus faibles que celles déposées. C'est à la fin de ce temps que le module est gelé et ne peut plus détecter d'événements. Comme la lecture des modules est séquentielle, le module touché doit attendre son tour avant d'être lu (*Wait*). Ce temps d'attente dépend du taux de comptage et donc du nombre de modules touchés. Dans un premier temps, le FPGA vient lire les registres d'événements des 32 voies du module touché, c'est-à-dire les voies pour lesquelles la sortie du comparateur est à l'état haut. En fonction du nombre de voies touchées, le FPGA commande le multiplexage des sorties analogiques vers l'entrée des convertisseurs. Lorsque le multiplexeur n'est pas positionné avant la séquence de lecture, ce dernier entraîne un écart dans la mesure de la tension de sortie des détecteurs de pic, c'est la ligne de base. Ainsi, le codage de cette ligne est donc nécessaire pour soustraire cette valeur à la tension mesurée et sa valeur est numérisée par l'ADC. Le signal peut alors être envoyé au FPGA afin de coder les informations de position, de temps et d'énergies relatives à l'événement. Un temps additionnel est nécessaire à la fin du temps de codage des événements pour stabiliser l'ASIC et éviter des déclenchements intempestifs (voir Section 3.5.1). Ce temps est géré par le paramètre RSM (*Reset Signal Mode*), ce qui permet d'ajouter $2 \mu s$ de temps nécessaire au dégel de l'ASIC et $34 \mu s$ de temps mort pur, c'est-à-dire où aucun événement ne peut être détecté. Ce signal est envoyé à la fin de READ. C'est cependant, seulement à la fin du TRIG que le module est de nouveau apte à détecter les photons. La séquence de lecture ainsi que les différents timing sont détaillés plus précisément dans la Section 3.6.

3.2.3 Multiplicité et trames photons

ECLAIRS est un instrument de comptage qui n'utilise que les événements simples pour faire des recherches de sources transitoires à bord (voir Section 1.4.1). Les événements simples sont des événements uniques détectés dans une fenêtre de coïncidence définie (voir Figure 3.7). Tous les phénomènes physiques engendrant des événements multiples peuvent perturber le déclenchement. Ils peuvent être dus à la fluorescence pour des événements arrivant sur un même module ou encore des gerbes de particules qui engendrent

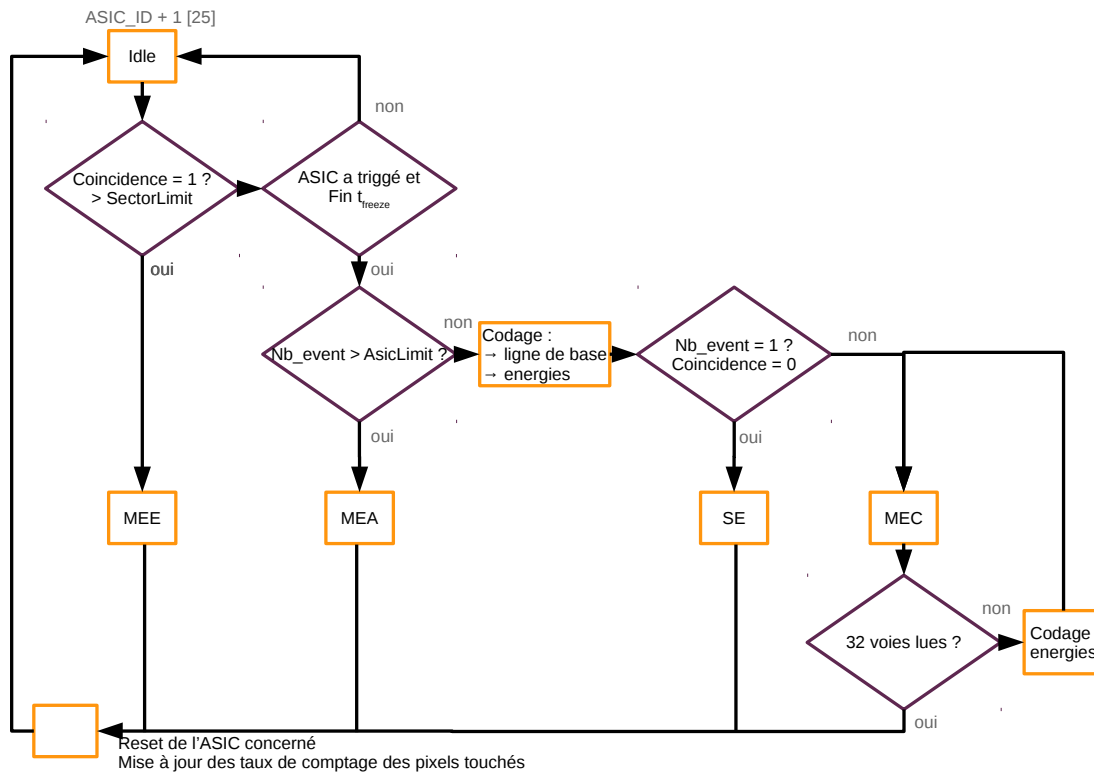


FIGURE 3.7 – Algorithme de classification des événements selon leur multiplicité.

des multiples sur le secteur. Ces multiples augmentent le taux de comptage et peuvent nuire au bon fonctionnement du *trigger*. Ces derniers sont alors répertoriés dans différentes classes en fonction de leur temps d'arrivée et de leur position sur le plan. Ceci permet alors de ne conserver que les événements qui seront utiles pour l'UGTS et l'étalonnage de l'instrument alors que les événements multiples sont directement enregistrés dans la mémoire de masse sans traitement préalable. De plus, comme le codage des énergies est relativement long et favorise le temps d'indisponibilité de la chaîne, il n'est pas effectué pour les événements de grande multiplicité pour un gain de temps.

AsicLimit et SectorLimit sont deux paramètres qui gèrent la classification des événements. SectorLimit indique le nombre maximal d'événements multiples détectés sur des modules différents pour lesquels l'énergie sera codée. De même, AsicLimit correspond au nombre maximal d'événements multiples par module dont l'énergie est codée. La volonté d'identifier aisément les événements doubles impose les valeurs des deux paramètres à 2.

Les événements sont divisés en 4 catégories, détaillées dans la Section 3.6 :

- * MEE, *Multiple Event per ELS*. Les événements sont classés en MEE lorsqu'ils déposent leur énergie dans des pixels de modules différents du secteur dans une fenêtre de coïncidence nommée ACD, *Anti-Coincidence Duration*, et que le nombre d'événements est supérieur à la limite fixée SectorLimit. Les MEE sont associés à un temps et à une position des modules sur le secteur, mais leur énergie n'est pas codée.
- * MEA, *Multiple Event per Asic*. Les événements sont des MEA s'ils sont détectés sur le même module pendant le temps t_{freeze} et que leur nombre est supérieur à la valeur AsicLimit. Seuls le numéro du module, le nombre de voies touchées et la date de détection des MEA sont codés dans la trame événement.
- * MEC, *Multiple Event with Coded energy*. Ces multiples peuvent interagir avec des modules différents ou sur des pixels différents du même module. Pour ces événements multiples le temps, la position des modules et des pixels touchés ainsi que l'énergie sont codés.
- * SE, *Single Event*. Les événements sont classés comme simples si aucun autre événement impacte le

secteur dans les fenêtres de coïncidence du secteur et du module. Pour ces événements, l'énergie, le temps et la position du pixel et du module sont codés.

Chaque événement est stocké à bord dans la mémoire de masse du satellite qui les enregistre sous forme de trames de 32 bits contenant (voir Figure 3.8) :

- * 1 bit d'en-tête. Ce bit permet de mettre en évidence les événements simples avec une valeur de 1. Tous les autres événements, multiples comme TFE ont une valeur d'en-tête fixée à 0. Ceci permet à l'UGTS de d'extraire directement les événements simples qu'il utilise pour le traitement des données à bord.
- * 1 code sur 5 bits. Pour les événements codés en énergie (SE et MEC), ce code contient la position du module touché, donc entre 0 et 24. Pour les MEA, ce code est à 25, pour les MEE à 26 et les TFE à 28.
- * 10 bits de temps. Tous les événements sont associés à un temps qui est lui même référencé au temps du TFE recalé par rapport au signal d'horloge de l'UGTS. Ce compteur offre une résolution de $20\mu s$.
- * 5 bits de position. Pour les événements codés en énergie, cette position correspond au pixel touché (entre 0 et 31). Pour les MEA, au numéro du module touché et pour les MEE au nombre de modules touchés.
- * 1 bit de saturation (E_s) suivi de 10 bits consacrés à l'énergie, qui est donnée avec une résolution d'environ 0.3 keV.
- * Pour les MEA, 5 bits sont dédiés au nombre de voies touchées (*Coverflow*) et 5 bits sont vacants pour l'instant (*Spare*).
- * Pour les MEE, 11 bits de *Spare* sont disponibles pour y mettre des informations voulues mais pour l'instant sont à 1.

Le paramètre E_s est consacré au bit de saturation. Lorsque ce bit est à 1, nous utilisons les bits qui servent habituellement à coder l'énergie pour indiquer l'origine de la saturation. Dans tous les cas, la valeur de l'énergie d'un événement saturant correspond au canal 1023. Plusieurs raisons peuvent expliquer la saturation d'un événement :

- * (1) Saturation haute de la ligne de base.
- * (2) Saturation basse de la ligne de base.
- * (4) Codage signal saturé (haut). Ceci peut se produire quand l'énergie déposée n'est pas dans la gamme en énergie 4–150 keV ou quand deux événements interagissent dans le même module sachant que leur énergie est sommée.
- * (8) Codage signal saturé (bas).
- * (64) Déclenchement avec aucune voie touchée.

La classification des événements multiples a une grande importance dans les performances de l'instrument car en fonction des paramètres choisis (par exemple la durée de la fenêtre de coïncidence), le nombre d'événements simples et multiples avec l'énergie codée varie. Or ce sont ces deux types d'événements qui nous intéressent spécifiquement. Les événements simples sont utilisés par l'algorithme de détection des sources transitoires à bord d'ECLAIRs. De plus, les événements multiples produits par la fluorescence sont conservés notamment pour l'étalonnage de l'instrument. La majorité des événements multiples au sein d'un module est induite par des processus physiques comme la fluorescence ou dans une moindre mesure les interactions Compton et la plupart de ces événements sont des événements doubles.

Une nouvelle classification

Une nouvelle classification est proposée pour simplifier le traitement des événements par l'UGTS. La Figure 3.9 présente la nouvelle configuration des trames d'événements. Cette dernière ne consiste pas à classer les événements par multiplicité mais par des événements à traiter (TE, *Treatment Events*) ou à ne pas traiter nTE (*non Treatment Events*). Les TE sont des événements destinés au traitement scientifique à bord et sont composés des événements simples (SE) ayant une énergie entre 4 et 150 keV. Ils seront

H 1	N_{ASIC} (5 bit) 0-24	T (10 bit)	N_{PIX} (5 bit)	E_s	E (10 bit)		SE
H 0	N_{ASIC} (5 bit) 0-24	T (10 bit)	N_{PIX} (5 bit)	E_s	E (10 bit)		MEC (x N)
H 0	Code 25	T (10 bit)	N_{ASIC} (5 bit) 0-24	Coverflow (5 bit)	Spare (6 bit)		MEA
H 0	Code 26	T (10 bit)	Nb_{ASIC} (5 bit)	Spare (11 bit)			MEE (x N)
H 0	Code 28	Count (26 bit)					TFE

FIGURE 3.8 – Représentation des trames des différents types d'événement codés par le FPGA. SE signifie Single Event, MEC, Multiple Events with Coded energy, MEA, Multiple Events per Asic et MEE, Multiple Events per ELS. Pour les MEC et les MEE, autant de trames sont envoyées que de multiples détectés. Les TFE sont les Time Frame Events.

identifiés par le premier bit sur les 32, le bit d'en-tête des TE étant à 1 et celui des nTE à 0. Le reste de la trame change peu en comparaison des trames de SE. Le numéro du module et du pixel de détection sont inchangés et le temps est dorénavant codé sur 9 bits au lieu de 10, permettant de consacrer 2 bits à la bande en énergie d'ECLAIRs concernée (E_{bnd}) parmi les quatre bandes définies entre 4 et 150 keV. De plus, l'énergie Eadu, correspondant à l'énergie déposée, est codée sur 10 bits.

TE 1	N_{ASIC} (5 bit) 0-24	T (9 bit)	N_{PIX} (5 bit)	E_{bnd}	Eadu (10 bit)		TE
TE 0	N_{ASIC} (5 bit) 0-24	T (9 bit)	N_{PIX} (5 bit)	E_{cod}	Eadu (10 bit)		MEC nTE
TE 0	Code 25	T (9 bit)	Coverflow (5 bit)	N_{ASIC} (5 bit) 0-24	Spare (7 bit)		
TE 0	Code 26	T (9 bit)	Nb_{ASIC} (5 bit)	Spare (12 bit)			MEE
TE 0	Code 28	TF number (first TF : value 0) (26 bit)					TFE

FIGURE 3.9 – Représentation des nouvelles trames en fonction des événements à traiter (TE) et à ne pas traiter (nTE). 2 bits sont dorénavant consacrés à indiquer la bande en énergie des événements détectés (E_{bnd}) pour les TE et 2 autres permettent d'identifier la raison pour laquelle les événements ne sont pas à traiter (E_{bnd}). Les événements à traiter sont donc des événements simples dont l'énergie à traiter est dans la gamme 4 – 150 keV.

Les nTE, quant à eux, contiennent tous les autres types d'événements, c'est-à-dire les événements

saturants, les MEC, MEA et MEE. E_{cod} prendra différentes valeurs en fonction de la raison pour lesquelles les événements ont été classés comme nTE. Il prendra par exemple la valeur 01 pour un événement simple dont l'énergie est inférieure à 4 keV ou 10 pour un événement simple ayant une énergie supérieure à 150 keV. Si l'événement simple est saturant, E_{cod} sera égal à 11 et à 00 pour des événements multiples à énergies codées. Pour des événements multiples à énergies codées saturants, Eadu sera égal à 1023.

Cette nouvelle nomenclature a été mise en place pour ne plus coder l'énergie en keV à bord mais au sol par soucis de simplification. Cependant, elle n'a pas encore été implémentée et le reste de notre étude a été effectuée selon l'ancienne classification. Ceci ne change en rien les résultats obtenus sur les performances de la chaîne électronique qui s'appuient sur l'utilisation des trames présentées en Figure 3.8.

3.2.4 Les paramètres d'ECLAIRS

Pour finir sur la description de la chaîne électronique de l'instrument, nous faisons un bref récapitulatif des valeurs des différents paramètres pour l'instrument. Les caractéristiques de fonctionnement de l'instrument ECLAIRS sont présentés dans le Tableau 3.1 :

Registre	Fonction	Valeurs	Valaur nominale actuelle
ICOMP	Compensation I_{fuite}	0 - 20 pA	0 pA
SELFILTRE	Sélection du temps de filtrage (t_{peaking})	0.95 - 6.8 μs	2.6 μs
SEUIL	Valeur du Seuil des 32 voies (SBN)	0 - 63	Seuil @ 4 keV (~ 16)
TEST_REG	Registre de sélection de voies en test	0 - 32	Non autorisé
RSM	<i>Reset Signal Mode</i>	0 - 1	1 (36 μs)
I0	Courant de polarisation du PAC	0 - 200 μA	200 μA
FPGA	Fréquence fonctionnement FPGA	-	10 MHz
SectorLimit	Limite traitement déclenchements Secteur	0 - 25	1
AsicLimit	Limite codage événements ASIC	1 - 32	2
HT	Haute Tension	-600 V - 0 V	- 300V
T_{freeze}	<i>Time To Freeze</i>	0 - 25.5 μs	9.6 μs

TABLE 3.1 – *Choix et valeurs des paramètres pour assurer les meilleures performances à l'instrument ECLAIRS.*

3.3 Tests et validation de la chaîne

La validation de ces trames, de leur contenu et par conséquent du codage des événements doit être réalisée en amont de l'évaluation des performances de la chaîne de lecture. Pour ce faire, deux outils ont été développés : une baie de test et ELSimulator, un simulateur de l'électronique de lecture.

3.3.1 Description de la baie de test

La baie de test est un banc comprenant une électronique de lecture représentative de l'électronique utilisée sur les modèles prototype et de vol d'ECLAIRS (voir Figure 3.10). Elle se compose de 5 éléments :

1. Une source de tension : la tension d'alimentation est délivrée par une alimentation de laboratoire afin d'alimenter la baie de test à +5V et le FPGA de la carte pré-processeur à +3V.
2. Une baie de tests ELS : composée d'un FPGA Xilinx et remplace les modules XRDPIX en simulant leur configuration électronique.
3. Un ELS : l'Électronique de Lecture Secteur composée de la carte pré-processeur, la carte HVPS et la carte ADC.

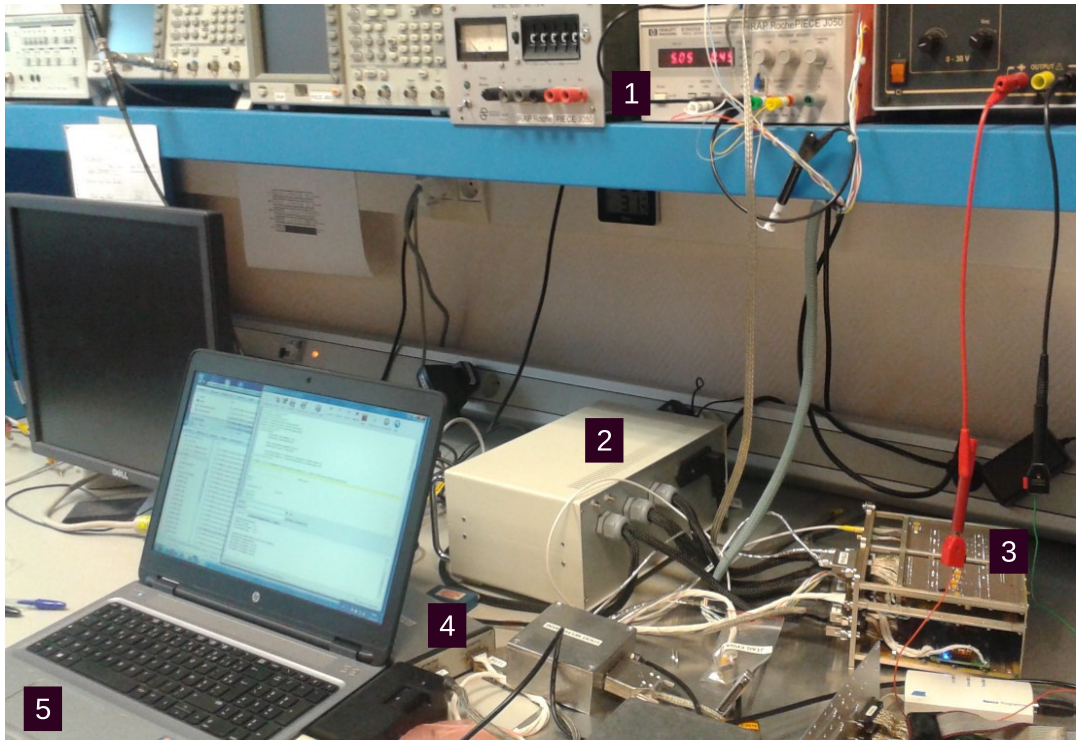


FIGURE 3.10 – Baie de tests utilisée pour valider le code VHDL du FPGA comportant : 1 - L'alimentation de laboratoire, 2 - La baie de test simulant l'électronique des 25 modules d'un secteur, 3 - Le boîtier ELS, 4 - La carte d'interface de communication sortie d'ELS – PC pour la récupération des données et simulation de communication avec l'UGTS, 5 - un PC de contrôle.

4. Une carte d'interface Netpix permettant la communication entre le PC et l'ELS. Elle substitue la communication ELS-UGTS.
5. Un ordinateur de contrôle.

L'ordinateur de contrôle a deux fonctions distinctes. La première est de simuler les fonctions de l'UGTS quant à l'envoi et la réception des commandes de configuration des modules. Pour ce faire, il communique avec la carte Netpix par liaison Ethernet. Cette liaison a été choisie par sa mise en œuvre relativement simple au sol pour communiquer avec un ordinateur mais elle n'est cependant pas adaptée à la communication spatiale. La carte Netpix a pour objectif de récupérer les signaux dédiés aux 8 ELS, de les diviser et de les rediriger vers les électroniques de secteur par lien UART. L'ordinateur permet également de communiquer avec la baie de tests grâce à un lien USB (*Universal Serial Bus*). L'USB facilement connectable à un ordinateur et à une carte OpalKelly, contenant un FPGA, est utilisé pour transmettre les fichiers d'entrée de simulation. En effet, comme il n'y a pas de modules XRDPIX sur cette baie, ces fichiers simulent les événements détectés par ces derniers et qui doivent être lus par le code FPGA de la carte pré-processeur. La baie de tests reçoit ainsi les événements simulés sous forme de trames photons et les stocke. Ensuite, le processus de lecture est similaire au fonctionnement nominal de la chaîne. La baie de tests envoie un signal TRIG au FPGA de la carte pré-processeur qui vient à son tour lire les événements stockés dans la baie afin de les traiter et les coder dans les trames photons récupérables sur l'ordinateur de contrôle.

Cette baie de tests a été utilisée pour diagnostiquer et résoudre les anomalies du code FPGA afin de valider le codage des trames de sortie. Cependant, le codage de conversion des canaux en énergie n'a pas encore été implémenté, ce qui a limité la validation aux temps, aux positions et à la multiplicité. La capacité de stockage dans la baie de tests est relativement limitée, ayant pour conséquence l'envoi maximum de paquets de 100 événements simulés.

3.3.2 ELSimulator

ELSimulator est un simulateur en temps réel de l'électronique de lecture d'un secteur. Il fonctionne avec le même code que celui implémenté dans l'ELS du prototype et dans celui du futur modèle de vol. Le FPGA contient un code VHDL (*Very high speed integrated circuit (VHSIC) Hardware Description Language*), qui est un langage de description matériel adapté à la représentation du comportement et de l'architecture d'un système électronique numérique. Il est composé de trois sous-parties distinctes : le lien USB, le FPGA et la RAM (*Random Access Memory*). Le lien USB permet une connexion facile entre un ordinateur et une carte OpalKelly comportant le FPGA et la RAM.

Une connexion filaire permet de stocker jusqu'à 4 millions d'événements dans la RAM (dont la mémoire est de l'ordre du gigaoctet). D'autre part, le FPGA contient un registre statique permettant la configuration du système (*wire*), un *TRIGGER* et un *pipe* qui permet la gestion des événements dans le temps.

ELSimulator permet l'injection de fichiers d'entrée selon une configuration ELS déterminée. Celle-ci contient tous les paramètres utiles pour le filtrage du signal (voir section 3.1.1) ainsi que les modules XRDPIX actifs. Ce simulateur a permis d'une part de s'affranchir des contraintes de la baie de tests, permettant de faire des simulations avec de grands nombres d'événements. Il y a cependant trois contraintes à l'utilisation d'ELSimulator. Si le PC de traitement est trop lent, des événements seront perdus, faussant les simulations. Ceci impose au PC de limiter ses actions pendant l'utilisation de ELSimulator. D'autre part, le temps spécifié entre deux événements ne doit pas être inférieur à 60 ns ce qui doit être pris en compte dans la création des fichiers. Finalement, ELSimulator fonctionne en temps réel, ce qui contraint la durée des simulations.



FIGURE 3.11 – Photographie de l'ELSimulator.

3.3.3 Protocoles de tests

La validation de ce code a été réalisée en trois étapes. Un premier code VHDL de simulation a été implémenté et a permis d'obtenir une base de comparaison au niveau des comptages. Cependant, le fonctionnement interne de ce dernier était obsolète par rapport aux modifications requises par la mission. C'est ainsi que le code VHDL contenu dans le FPGA de la carte pré-processeur a été utilisé pour la validation des trames et des comptages. Cette validation est assez contraignante à effectuer sur un banc de tests car le FPGA doit être relié à un ELS. Ainsi, ce code est transposé dans ELSimulator qui peut être utilisé sans ELS.

La validation de ce code passe par l'établissement de scénarii de tests tous basés sur une liste d'événements. Une trame photons, construite par le FPGA, est envoyée par l'ELS vers l'UGTS par le lien photon. Lorsqu'un ELS reçoit l'information qu'une voie a déclenché, il attend la durée du t_{freeze} et commande à l'ASIC concerné de se figer.

Les tests proposés ici fournissent un diagnostic complémentaire aux diagnostics électroniques réalisés sur le prototype. Ils consistent à envoyer des fichiers d'événements simulés en entrée du FPGA, à enregistrer les trames photons construites par celui-ci et à comparer celles-ci aux résultats attendus pour un fonctionnement nominal du FPGA. Cette étude des performances de la chaîne ELS se divise en deux parties. La première consiste en la validation de la chaîne par la vérification de chaque fonctionnalité de façon indépendante. La seconde consiste en des scénarii plus complexes pour exposer l'électronique à des situations auxquelles elle sera confrontée pendant la phase de tests du prototype et du vol. Ce travail a été

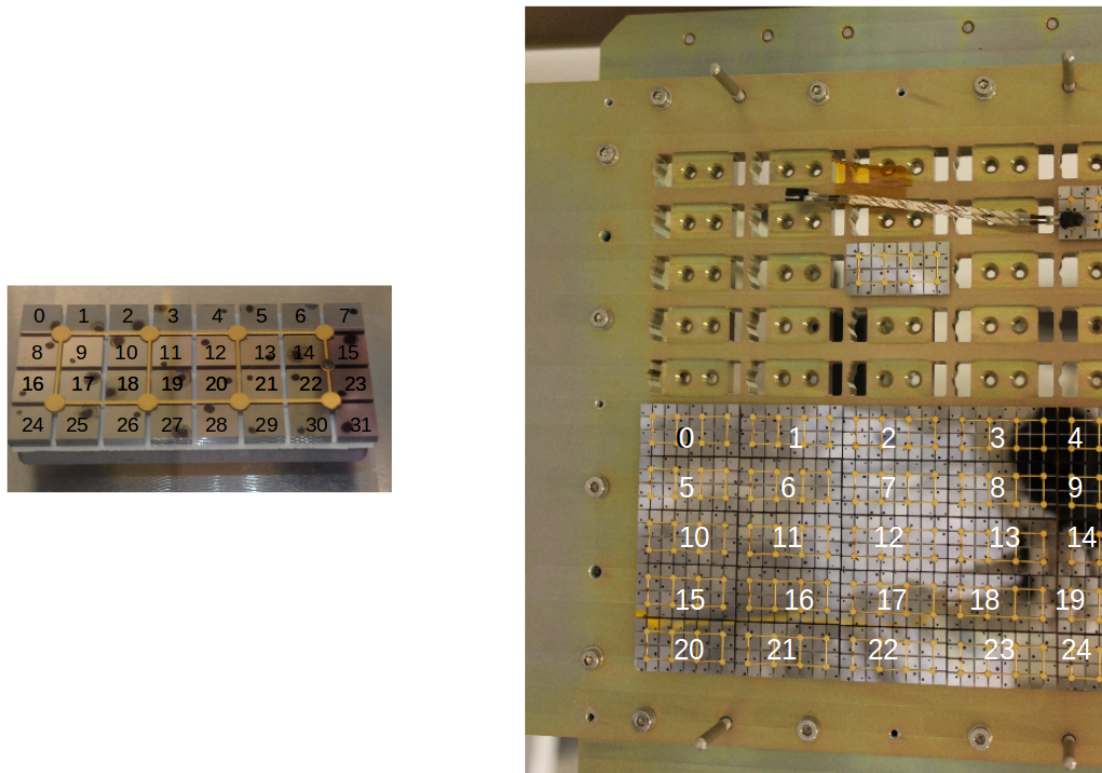


FIGURE 3.12 – *A gauche- numérotation des pixels sur un module, A droite- numérotation des modules sur un secteur.*

effectué en collaboration avec les électroniciens. Mon travail a été d'établir des scénarii pour chaque validation, de les implémenter dans la baie de tests et de traiter les résultats. A chaque problème ou anomalie rencontré, les électroniciens ont apporté une solution parfois *hardware* ou parfois *software* en modifiant le code VHDL contenu dans le FPGA.

Création des fichiers d'entrée

La première étape du processus de test est la création de fichiers traduisant des listes de photons selon des scénarii permettant de valider les fonctionnalités de la chaîne ELS. Ainsi, les tests vont permettre d'étudier le codage de la multiplicité, de la position d'interaction, de l'énergie mise en jeu et la datation des photons et les effets du temps mort. Chaque fichier contient une différence de temps entre les deux photons successifs ayant interagit avec le plan de détection, le numéro de module atteint, le numéro du pixel touché selon l'équation 3.13 et le canal correspondant à l'énergie du photon pour les 32 voies.

$$l = \sum_{i=0}^{31} 2^{31-i} \quad (3.13)$$

l représente les pixels touchés par les événements ayant impactés le même module dans un intervalle de temps inférieur à $10 \mu s$: ils correspondront une fois codés à des MEA. i correspond au numéro de la voie touchée sur le module.

La différence de temps est exprimée en multiples de 100 ns. Différentes distributions temporelles ont été simulées, que ce soit des intervalles de temps constants ou une distribution Poissonnienne simulant la détection des photons issus de sources radioactives ou de sources astrophysiques. Si les événements ne sont que des événements simples, il faut que la différence de temps entre deux photons successifs soit supérieure à $10 \mu s$. Si des événements arrivent sur le même ASIC dans un intervalle de temps de $10 \mu s$, ils seront codés dans la ligne correspondant au premier événement, leur position sera contenue dans la somme des pixels

touchés (Équation 3.13) et leur énergie dans la colonne correspondante. Si des événements impactent deux ASICs différents dans un intervalle de temps de $10 \mu s$, ils seront codés sur deux lignes différentes et leur différence de temps sera nulle.

Validation de la chaîne

Dans un premier temps, les fonctionnalités de la chaîne ont été validées une à une. Tout d'abord, nous avons validé la position (module et pixel) des événements en injectant 10 fois, pour s'assurer de bonnes statistiques, 10^4 événements simples séparés de $100 \mu s$ et aléatoirement distribués sur les 32 pixels des 25 modules (voir Figure 3.12). Ces choix permettent de n'avoir que des événements simples et la différence de temps est suffisamment grande pour assurer le codage de tous les événements sans perte (au minimum $69.1 \mu s$ entre deux événements simples impactant le même module). Ceci a permis de mettre en évidence de mauvaises reconstructions des positions ainsi que les mauvaises associations sur le plan des événements qui ont pu être résolus par les électroniciens en modifiant le codage du FPGA. Nous avons réalisé des tests similaires ultérieurement afin de s'assurer que les positions des modules et des pixels étaient correctes pour les événements de tous les types. Ensuite, la multiplicité des événements a été vérifiée en injectant 10 fois 10^4 événements en s'assurant que tous les types de multiples seront codés. Cette étape a été importante car elle a permis la validation de la classification en fonction des valeurs `AsicLimit`, `SectorLimit` et `ACD` mais également des temps nécessaires pour le codage en fonction des différents types d'événements. Ces tests ont également servi à la validation du codage temporel pour tous les types d'événements en fonction de leur multiplicité.

Pour tous les tests réalisés, la validation a été effectuée en comparant les résultats obtenus suite au processus de codage et les fichiers d'entrée. Dans un premier temps, les différences de temps ont été choisies relativement grandes pour maîtriser la perte d'événements due au processus de lecture et faciliter la comparaison. Ensuite, les distributions Poissonniennes des intervalles de temps ont permis de vérifier que la validation est correcte pour tous les cas rencontrés possiblement par ECLAIRS.

3.3.4 Problèmes rencontrés

Plusieurs problèmes ont été observés, étudiés et résolus lors de la validation du code VHDL la chaîne électronique.

Pertes de trames et codage des TFE

Les TFE sont les références de datation des événements et sont séparés de 10 ms grâce à l'horloge de synchronisation de l'UGTS. Un intervalle de temps entre deux TFE supérieur à 10 ms est le signe d'une perte de trames photon et donc d'événements arrivant sur le plan de détection (voir Figure 3.13). Ce test a été réalisé en envoyant uniquement des TFE toutes les 10 ms sur une minute. Il montre qu'à six reprises des trames d'événements ont été perdues. Ces pertes sont dues à un problème de carte réseau et de compatibilité informatique entre le PC utilisé et le prototype. Un simple changement d'ordinateur a permis de résoudre ce problème.

Le second problème relatif au TFE a été observé sur des événements ayant un retard de datation de 10 ms. Ces événements étaient codés simultanément avec des TFE. Les TFE étaient envoyés en premier et la synchronisation des temps obligeait le code à dater ces événements après le TFE. Ainsi, ils étaient classés dans le paquet suivant et donc mal reconstruits. Pour palier à ce problème, le TFE est dorénavant retenu pour envoyer tous les événements datés avant la date du TFE et pouvoir regrouper par paquet les bons événements.

Événements simples dans $60 \mu s$

Sur un même module, deux événements simples ne peuvent être détectés si l'intervalle de temps qui les sépare est inférieur à $69.1 \mu s$ (voir Section 3.6). Cependant, nous avons remarqué la présence d'événements simples séparés de moins $60 \mu s$ sur le même module.

Pour étudier ce phénomène, des simulations ont été effectuées sur la baie de tests avec un ASIC en

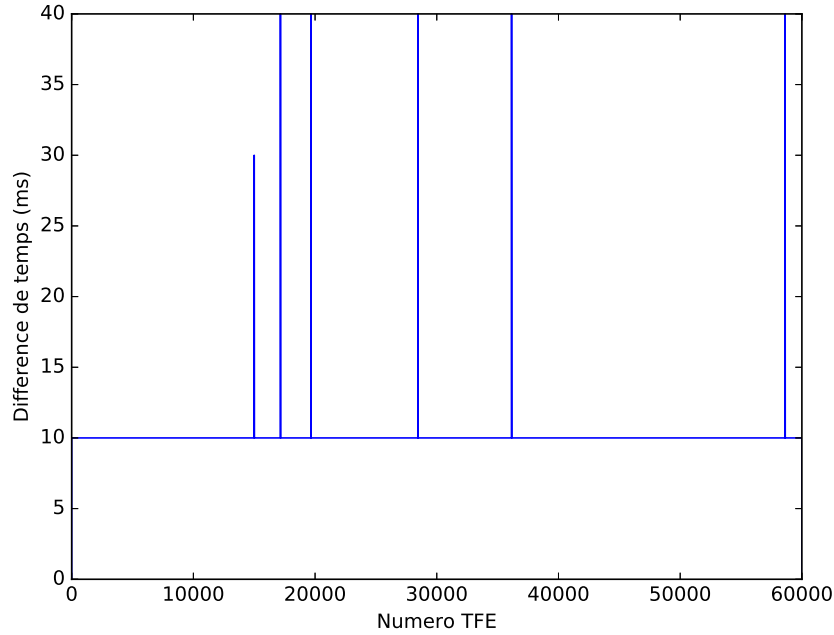


FIGURE 3.13 – Différence de temps entre deux TFE, normalement espacés de 10 ms. Six différences de temps sont supérieures à 10 ms, allant jusqu'à 40 ms, ce qui indique des pertes de trames.

injectant des événements à $60 \mu\text{s}$ d'intervalle sur des pixels différents du même module. Alors que seulement un événement sur deux devrait être détecté, nous avons observé des événements successifs. La Figure 3.14 (à gauche) montre que le temps entre la mise à 0 du READ (RD^+) par l'ELS et la redescente du TRIG n'est pas de $36 \mu\text{s}$ mais de $18 \mu\text{s}$. Cela semble venir d'un couplage entre le signal DOUT et le signal READ.

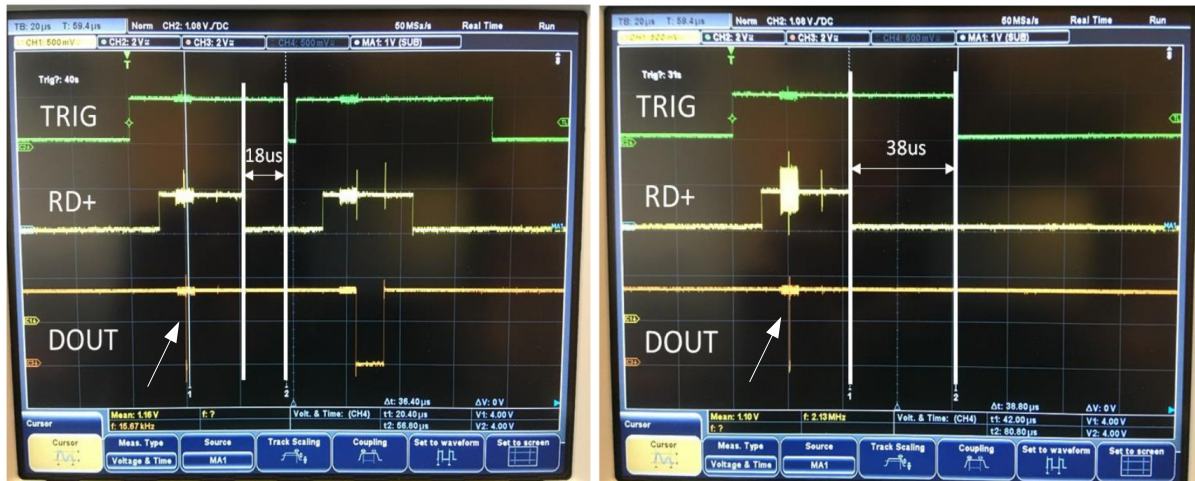


FIGURE 3.14 – Signaux TRIG, READ(+) et DOUT d'un module pour les cas à gauche où une perturbation du signal DOUT entraîne une retombée du TRIG $18 \mu\text{s}$ après la retombée du READ au lieu de $36 \mu\text{s}$. Les flèches blanches représentent la perturbation du signal (glitch). A droite, la vue d'oscilloscope présente les signaux obtenus après à la modification de l'échantillonnage et la modification de la position de la résistance. Le signal TRIG retombe après le délai du RSM suite à la retombée du READ, comme cela est attendu.

La perturbation du signal DOUT, signal de la sortie digitale, entraîne une redescente furtive du signal READ (*glitch*, représenté par la flèche) à l'état bas que l'ASIC voit comme la retombée du signal et enclenche le RSM à partir de ce moment. L'ASIC passe donc du mode lecture en mode détection d'un

nouvel événement beaucoup trop tôt.

Le premier point a été de modifier le code de la baie de test afin de filtrer différemment le signal. Ce *glitch* était ainsi perçu comme la retombée du signal READ lors de son échantillonnage réalisé 3 fois. L'échantillonnage du signal READ a été doublé pour détecter le front descendant. La Figure 3.15 montre trois cas différents lors du traitement du signal pour un échantillonnage réalisé en 6 fois. Dès lors, pour que le signal READ soit considéré comme étant de retour à l'état bas, il faut la configuration montrée dans le cas central de la Figure 3.15 avec 1 le signal à l'état haut et 0 à l'état bas pour chaque étape de l'échantillonnage. Ainsi, lors d'un *glitch*, comme présenté en haut de la figure, le READ ne redescend pas définitivement. Cependant, si le *glitch* se passe juste avant le vrai passage à l'état bas du READ (bas de la figure), la configuration de l'échantillonnage peut être 101000 et donc le signal vu par la baie de test reste à l'état haut. Comme le signal READ est à l'état haut, le signal TRIG reste à l'état haut : l'ASIC reste figé et ne peut plus rien détecter. Cette solution est donc temporaire et permet de continuer les tests tout en investiguant les raisons de ce *glitch*.

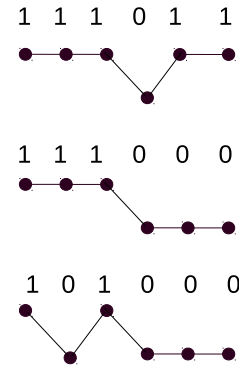


FIGURE 3.15 – Représentation de l'échantillonnage du signal en 6 fois. En haut, redescente furtive du signal strobe dû à la perturbation du signal DOUT. Au centre, redescente idéale du signal strobe. En bas, redescente du signal strobe due à la perturbation de DOUT juste avant la redescente finale du signal.

La redescente du READ pendant la phase de lecture engendre également une perturbation des signaux de la baie de tests qui lit un deuxième événement sur un des pixels du module et envoie alors deux multiples détectés sur deux pixels au lieu d'un événement simple.

La Figure 3.16 représente la modification *hardware* qui a été nécessaire pour palier à ce problème. La norme LVDS (*Low Voltage Differential Signaling*) est une norme de transmission de signaux électriques à une fréquence élevée et se base sur la valeur de tension aux bornes d'une résistance de $100\ \Omega$ placée au niveau du récepteur. La ligne de transmission basée sur le différentiel (READ⁺/READ⁻) permet de s'immuniser du bruit qui disparaît lors de la reconstruction du signal et de pouvoir ainsi monter bien plus haut en fréquence. Cette résistance de $100\ \Omega$ n'est pas présente initialement sur la céramique ASIC et la présence de câble inox sur la ligne de transmission ajoute une résistance équivalente de $50\ \Omega$. Le différentiel mesuré aux bornes de la résistances notée R402 n'est donc pas correct.

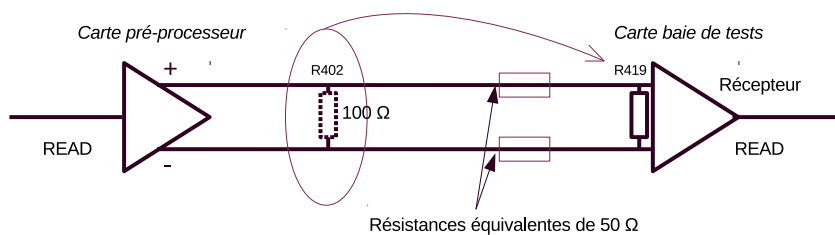


FIGURE 3.16 – Représentation de la modification de la position des résistances sur la carte pré-processeur ELS et la carte baie de tests.

Les résistances de $100\ \Omega$ des lignes LVDS et READ sur la carte pré-processeur ELS ont donc été rapprochées au plus près du récepteur LVDS (R419). Cette modification permet alors de soustraire correctement les signaux parasites et donc la perturbation issue du signal DOUT.

La Figure 3.14 (à droite) montre que malgré un *glitch* sur le signal READ, le processus de lecture n'est plus perturbé et le signal TRIG retombe bien à la suite du RSM, ici fixé pour ce cas particulier à $38\ \mu\text{s}$.

La validation des fonctionnalités de la chaîne de lecture et du codage des événements a ensuite permis d'amorcer les études des performances temporelles de l'instrument dont celles du temps mort.

3.4 Étude du temps mort

3.4.1 Définition

Dans tout système de détection, il existe un temps minimum de détection entre deux événements distincts en fonction des performances et des fonctionnalités de l'électronique de lecture. Ce temps de séparation minimum est appelé temps mort et dépend grandement du fonctionnement de la chaîne électronique. L'émission des sources radioactives et des sources astrophysiques qui nous intéressent est poissonnienne. Il est ainsi probable que deux événements arrivent dans un intervalle de temps court et l'un d'entre eux soit perdu lors du processus de lecture. Ces pertes d'événements peuvent devenir importantes avec l'augmentation du taux de comptage. Il devient alors nécessaire de mesurer ces pertes et afin de pouvoir apporter des corrections permettant de retrouver le flux incident de la source. Certains modèles de temps mort, dits modèles standards ont été développés et sont régulièrement utilisés.

3.4.2 Modèles standards

Deux modèles de temps mort sont relativement communs dans les systèmes de comptage : le modèle paralysable et le modèle non-paralysable (Knoll, 1989). Ces modèles présentent des réponses idéales de correction des pertes d'événements dues aux systèmes imparfaits de comptage. Le principe de ces modèles est présenté sur la Figure 3.17. Au centre de la figure, six événements aléatoirement distribués dans le temps sont susceptibles d'être détectés. Le temps τ est la durée pendant laquelle il n'est pas possible de détecter un second événement après la détection du premier. La partie supérieure de la Figure présente le comportement d'un détecteur dit paralysable et en partie inférieure un détecteur non-paralysable. Le détecteur de type paralysable déclenche le temps de non détection d'événements τ à chaque fois qu'un événement arrive sur celui-ci, qu'il soit détecté ou non. Dès lors, seuls les événements 1, 2 et 4 peuvent être détectés. En revanche, pour un modèle non-paralysable, le temps de non détection τ doit être entièrement passé pour qu'à nouveau le détecteur puisse enregistrer un événement. L'arrivée d'un nouveau photon, durant la durée τ ne déclenche pas l'ouverture d'une nouvelle fenêtre comme auparavant. Dès lors, un modèle non-paralysable pourra détecter dans ce cas quatre événements : 1, 2, 4 et 6. Dans la suite, nous allons détailler la réponse de ces deux modèles standards pour une émission d'une source radioactive. Nous noterons n , le taux d'événements incidents, m , le taux d'événements enregistrés et τ le temps mort du système. Nous faisons l'hypothèse que m et n sont issues de moyennes statistiques.

Dans un modèle non paralysable, le temps pendant laquelle le détecteur ne peut pas détecter d'événements est simplement le produit $m\tau$. Donc le taux d'événements perdus est alors le produit n par cette fraction : $nm\tau$. Cette équation peut aussi s'écrire comme :

$$n - m = nm\tau \quad (3.14)$$

En résolvant cette équation nous obtenons simplement :

$$n = \frac{m}{1 - m\tau} \quad (3.15)$$

Cette équation permet de reconstruire le nombre n d'événements incidents sur le détecteur à partir du nombre d'événements mesurés m dès lors que l'on connaît la valeur de τ . Pour un modèle paralysable, le temps pendant lequel le détecteur ne peut pas percevoir d'événements n'est pas constant. Notons r , le taux de comptage moyen. Dans la suite, $r dt$ sera la probabilité qu'un événement arrive dans un intervalle de temps dt . Pour une source radioactive contenant N radionucléides et λ , sa constante de décroissance, r peut s'exprimer :

$$r = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N \quad (3.16)$$

Pour décrire la fonction de distribution des intervalles de temps entre deux événements aléatoires, nous supposons dans un premier temps que le premier événement arrive au temps $t=0$, qu'aucun événement

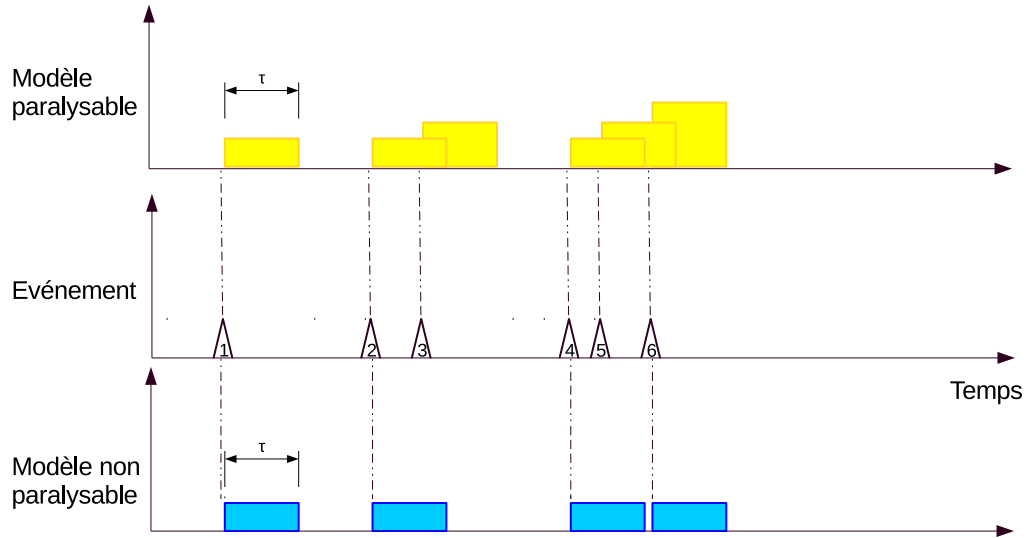


FIGURE 3.17 – Schéma des modèles de lecture dans le cas paralysable (en haut) et non-paralysable (en bas) en fonction des événements impactant le module (au centre). Les fenêtres temporelles de lecture sont représentées par les rectangles colorés. Dans le cas d'un modèle paralysable, les fenêtres de lecture se déclenchent pour chaque événement incident. Les événements arrivant dans une fenêtre déjà ouverte ne sont donc pas détectés mais ils provoquent l'ouverture d'une nouvelle fenêtre d'anti-coïncidence. Dans le modèle non-paralysable, les événements arrivant pendant une fenêtre déjà ouverte ne sont pas détectés et ne provoquent pas l'ouverture d'une nouvelle fenêtre.

n'arrive dans l'intervalle de temps entre 0 et t mais qu'un événement arrive dans l'incrément de temps dt suivant. Ainsi la probabilité (I_1) que le prochain événement arrive dans l'intervalle dt après t est le produit de la probabilité $P(0)$ qu'aucun événement n'arrive entre 0 et t et qu'un événement arrive durant dt tel que :

$$I_1(t)dt = P(0) \times rdt \quad (3.17)$$

Dans le cas d'une distribution Poissonnienne :

$$P(x) = \frac{(\bar{x})^x \exp(-\bar{x})}{x!} \quad (3.18)$$

avec \bar{x} , la moyenne de la variable x . Dans notre cas, où $t=0$,

$$P(0) = \frac{(rt)^0 \exp(-rt)}{0!} = \exp(-rt) \quad (3.19)$$

En combinant l'équation 3.17 et 3.19, nous obtenons que la fonction de distribution pour un intervalle entre deux événements aléatoires successifs est :

$$I_1(t)dt = r \exp(-rt)dt \quad (3.20)$$

Notons que l'intervalle moyen \bar{t} est alors :

$$\bar{t} = \frac{\int_0^\infty t I_1(t)dt}{\int_0^\infty I_1(t)dt} = \frac{\int_0^\infty t \exp(-rt)dt}{\int_0^\infty \exp(-rt)dt} = \frac{1}{r} \quad (3.21)$$

D'après l'équation 3.19, la distribution des durées des intervalles de temps entre événements aléatoires émis à un taux de comptage n est :

$$P_1(t)dt = n \exp(-nt)dt \quad (3.22)$$

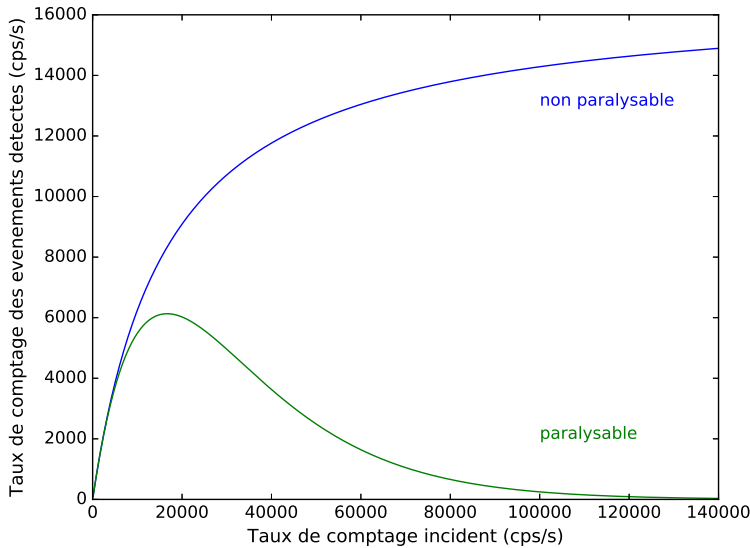


FIGURE 3.18 – Taux de comptage enregistrés en fonction des taux de comptage incidents pour les modèles standards paralyzable et non-paralyzable.

La probabilité qu’une durée d’intervalle de temps soit supérieure à τ peut être obtenue en intégrant 3.22 entre τ et ∞ :

$$P_2(t) = \int_{\tau}^{\infty} P_1(t) dt = \exp(-n\tau) \quad (3.23)$$

Il suffit alors de multiplier ce résultat par le taux de comptage incident (n) pour obtenir le taux d’événements détectés :

$$m = n \exp(-n\tau) \quad (3.24)$$

La Figure 3.18 montre le taux m d’événements observés en fonction du taux n d’événements incidents pour les deux modèles. Pour les taux de comptage faibles, les deux modèles sont similaires. Pour le modèle paralyzable, le taux de comptage enregistré passe par un maximum et pour les très grands taux de comptage incidents, l’extension de la période de temps de non détection ne permet plus de détecter d’événements. Le modèle paralyzable doit donc être utilisé avec précaution en se restreignant aux faibles taux de comptage incident. De plus, pour un taux de comptage enregistré, il y a deux taux de comptage incidents possibles, ce qui peut engendrer des erreurs.

Ces systèmes sont idéaux et ne reflètent pas souvent les systèmes de comptage utilisés. Un système de comptage spécifique peut dépendre des processus physiques intrinsèques aux détecteurs ou encore des délais introduits par la détection des événements et le codage de l’électronique de lecture. Dans le cas d’ECLAIRS l’interdépendance de la lecture des modules sur un secteur et du codage des événements ne permet pas d’utiliser ces modèles standards (voir section 3.2.2).

3.5 Le temps mort d’ECLAIRS

3.5.1 Sources de temps mort

Le temps mort correspond à la durée pendant laquelle les événements provenant de la source ne sont pas détectés. Deux raisons principales peuvent générer du temps mort :

1. La lecture des données

Comme nous l’avons vu à la section 3.2.2, les modules sont figés pendant leur lecture et le codage en énergie des événements qu’ils ont détectés. Pendant ce temps, aucun événement arrivant sur le module n’est détecté. Cependant, tous les autres modules du secteur restent actifs. Ce temps mort de lecture de données est celui qui a été caractérisé dans le modèle de temps mort d’ECLAIRS.

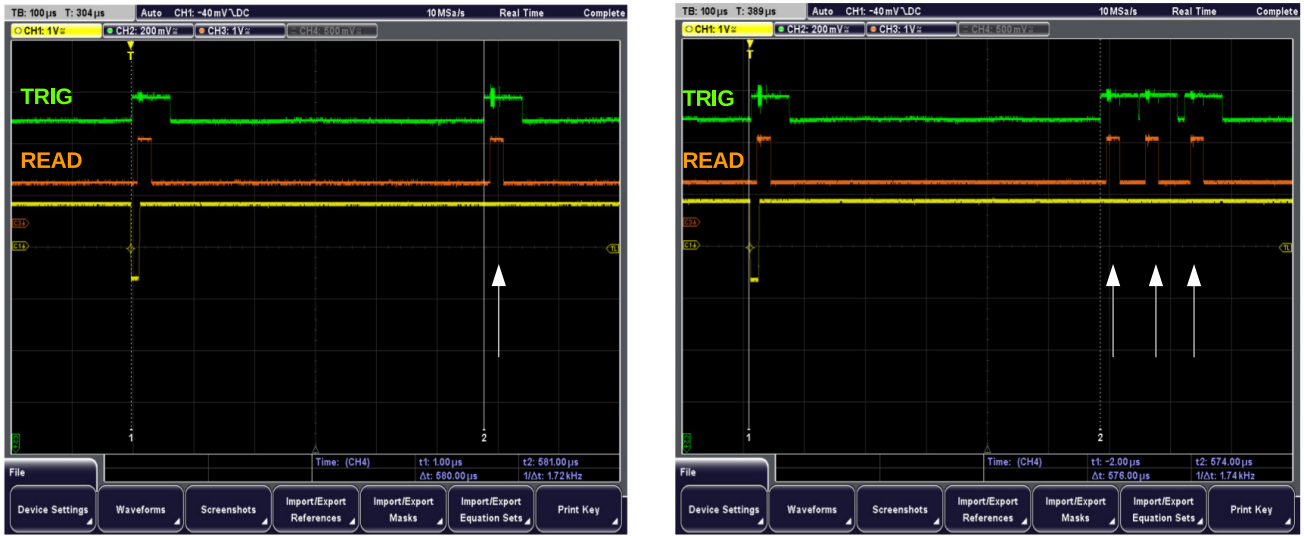


FIGURE 3.19 – La courbe verte représente le signal TRIG, la courbe orange le READ et en jaune l’impulsion du signal d’entrée. A gauche, redéclenchement du signal pour une énergie de 4.4 MeV. A droite, redéclenchement pour une énergie de 4.6 MeV. Les flèches blanches montrent les redéclenchements.

2. Le passage d’une particule saturante

Lorsqu’une particule dépose une grande énergie dans un détecteur, l’étage de filtrage sature ne permettant pas de mesurer l’énergie déposée avec précision. Le signal A_{out} en sortie des modules sature et ne retrouve qu’un état stable que des dizaines de microsecondes après la retombée du TRIG. Un phénomène de redéclenchement (*overshoot*) peut alors arriver sur des voies si le signal A_{out} est toujours supérieur au LLD à la redescende du signal READ à la fin de la lecture du module. Nasser (2015) montre que des effets similaires ont été observés précédemment. Ce phénomène est dû au choix des pôles des filtres Sallen & Key. Ce redéclenchement provoque la remontée du signal TRIG et de nouveau la lecture du module, engendrant ainsi un temps mort supplémentaire (voir Figure 3.19). De plus, ce faux événement peut être associé à un événement multiple arrivant de façon fortuite sur le plan de détection et entraîne une mauvaise classification des événements. La principale source de particules saturantes est l’anomalie Sud Atlantique (SAA, *South Atlantic Anomaly*, voir Section 1.3.4), mais comme ECLAIRS sera dépolarisé dans cette zone, ce phénomène ne devrait pas être observé.

3.5.2 Choix des paramètres pour les simulations de l’évaluation du temps mort

Les simulations du temps mort ont été effectuées en injectant 10^5 photons aléatoirement distribués spatialement sur un secteur avec des intervalles de temps qui suivent une loi de Poisson. Dans un premier temps, les limites *AsicLimit* et *SectorLimit* ont été choisies à leur maximum, respectivement 32 et 25. Ceci permet de n’avoir que des événements à énergie codée (MEC) et des SE et donc de maximiser le temps de codage et le temps mort. C’est donc un cas non représentatif du modèle de vol mais qui permet d’étudier les performances de la chaîne de lecture dans un cas défavorable.

Le temps mort est calculé sur un secteur comme la différence entre les événements incidents et les événements détectés normalisée par le nombre d’événements incidents.

Les événements multiples qui seront utilisés pour l’étalonnage en énergie en vol sont les multiples créés par la fluorescence, donc des doubles. Les paramètres de vol ont été choisis pour éliminer la majorité des événements multiples fortuits tout en conservant uniquement les événements multiples créés par fluorescence

sur un module. Les paramètres `AsicLimit` et `SectorLimit` sont donc mis respectivement à 2 et 1. De plus, l'ACD est dans un premier temps pris à $10 \mu s$ puis à $5 \mu s$. L'ACD a été initialement mise en place pour éliminer les déclenchements dus aux cascades particulières ou aux gerbes qui peuvent créer des détections d'événements multiples sur toute la surface de détection. Cette diminution de l'ACD n'aura donc pas d'incidence sur les fonctionnalités de l'instrument mais sur la classification des événements, car cette réduction de la fenêtre de coïncidence entraîne un changement de multiplicité de nombreux événements. En effet, comme la fenêtre est plus courte, la probabilité que deux événements arrivent dans cet intervalle de temps est plus faible entraînant ainsi l'augmentation du nombre d'événements classés en simples et non en multiples. Si des événements multiples initialement à énergies codées sont classifiés comme des SE suite à la diminution de la fenêtre de coïncidence, le temps mort n'est pas modifié. En revanche, si des événements de type MEE ou MEA deviennent des SE, le temps mort augmente car les SE demandent plus de temps pour être codés. Les différentes configurations d'essais, correspondant aux configurations de `ELSimulator` et des choix des valeurs des paramètres sont présentées dans la table 4.1.

Configuration	AsicLimit	SectorLimit	ACD
conf2	32	25	$5 \mu s$
conf8	2	3	$10 \mu s$
conf9	32	25	$10 \mu s$
conf19	2	1	$5 \mu s$

TABLE 3.2 – *Tableau des différentes configurations `AsicLimit`, `SectorLimit` et `ACD` testés.*

Les choix des `conf2` et `conf9` permettent de coder l'énergie de tous les événements, donc les événements seront soit des SE soit des MEC. La différence d'ACD ($5 \mu s$ et $10 \mu s$ respectivement) montre une division par deux des rapports SE-sur-MEC (voir Figure 3.20), mais pas de différence de temps mort, car nous rappelons que les multiples détectés sur des modules différents ont le même temps de codage que des événements simples. Les `conf8` et `conf9` présentent les mêmes rapports SE-sur-MEC et les mêmes valeurs temps morts. Ceci est dû au fait que les événements multiples fortuits sont très majoritairement des doubles et ne dépassent pratiquement pas les triples sur le secteur. Ceci se perçoit sur la courbe des MEE de la `conf8`. En effet, le pourcentage de MEE ne dépasse pas 1% pour les plus hauts taux de comptage pour cette configuration. Donc paramétrer le `SectorLimit` à 3 ou à 25 ne modifie pas les résultats. La `conf19` est quant à elle représentative de la configuration du prototype. Les rapports SE-sur-MEC sont 10 fois supérieurs aux autres configurations, les MEE sont également plus importants. Le temps mort quant à lui est le même pour de faibles taux de comptage, mais pour les plus élevés ($70\,000 \text{ cps/s/secteur}$) où il atteint 27.25% quand les autres configurations sont à plus de 40%, car la majorité des événements multiples sont classés comme des MEE, qui nécessitent un temps de codage nettement plus faible. Pour toutes les configurations, le rapport SE-sur-MEC tend à se stabiliser pour de très grands taux de comptage. Ceci s'explique par l'augmentation du temps mort qui, pour les plus grands taux de comptage, ne permet plus à la chaîne de coder des événements et cette dernière sature. A partir de $12500 \text{ cps/s/secteur}$, le temps mort de la `conf19` est inférieur aux autres configurations. Ainsi, la configuration `conf19` permet de maximiser le nombre de SE, de minimiser les MEC fortuits devenus des MEE et de minimiser le temps mort pour les plus hauts taux de comptage, car les MEE sont plus nombreux que les MEC.

L'exigence scientifique requiert un temps mort inférieur à 5% pour un taux de comptage de $12500 \text{ cps/s/secteur}$. Nous avons donc évalué le temps mort pour la pire configuration, la `conf9`.

3.6 Modèle de temps mort avec `ELSimulator`

L'établissement du modèle de temps mort est une étape importante de la caractérisation des performances de la chaîne électronique de lecture car ce dernier a un impact direct sur l'analyse des données astrophysiques mesurées. L'objectif de cette étude est donc de proposer une paramétrisation analytique simple de la chaîne afin de calculer le temps mort pour les sources astrophysiques et de pouvoir corriger efficacement les données enregistrées. Le travail de mesure et de modélisation du temps mort est publié

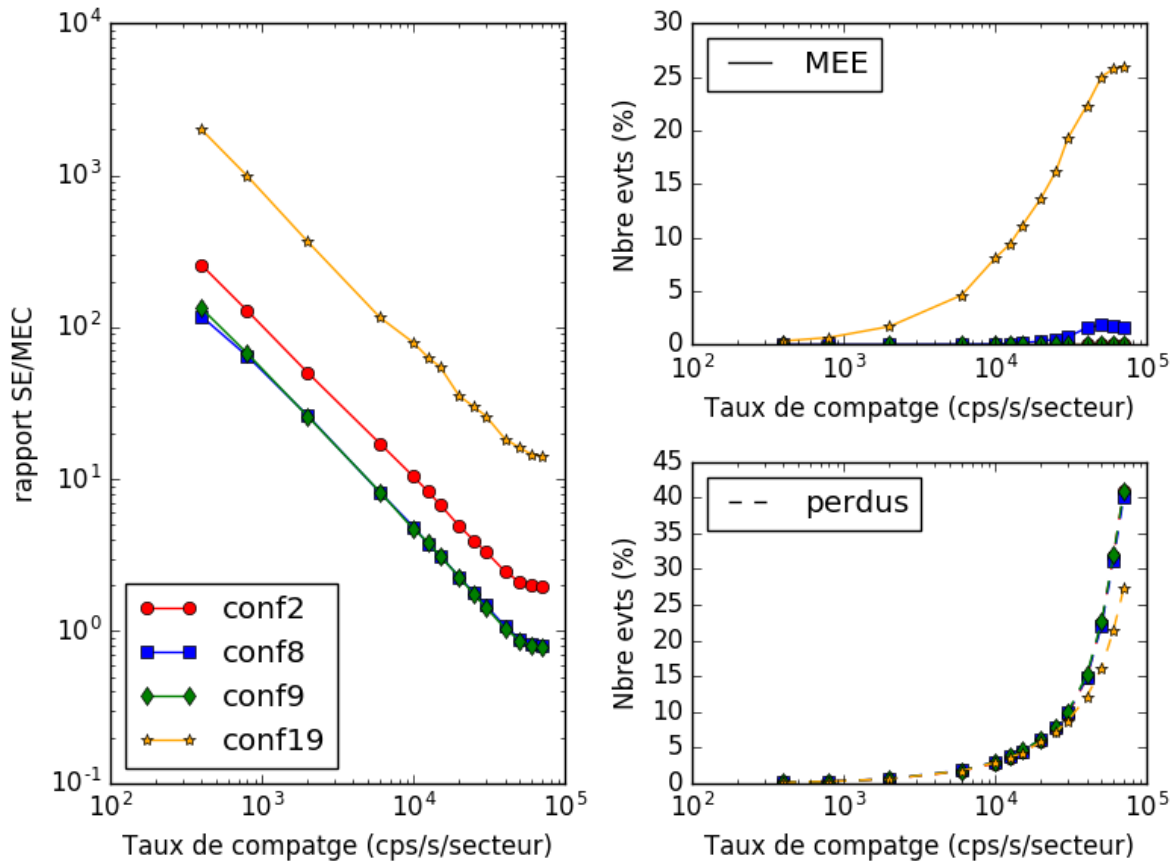


FIGURE 3.20 – *A gauche - Rapport événements simples (SE) sur événements multiples à énergie codée (MEC) en fonction du taux de comptage pour les 4 configurations, avec des valeurs quasiment identiques pour les configurations 8 et 9. A droite - Pourcentage des événements multiples par ELS (en haut) et pourcentage de temps mort (en bas) pour les 4 configurations en fonction du taux de comptage.*

dans un article de Experimental Astronomy. Nous présentons ici succinctement les méthodes utilisées et les résultats obtenus et nous joignons l'article pour plus de précisions.

Résumé de la publication

Après la description du fonctionnement de la chaîne électronique et de la classification des événements, l'étude se poursuit selon les points suivants :

- * **Quantification du temps mort** La spécification scientifique exige un temps mort inférieur à 5% pour un taux de comptage de 12500 cps/s/secteur. Ce taux de comptage représente sur un secteur du plan de détection d'ECLAIRS, le taux de comptage du sursaut gamma sur l'axe le plus brillant attendu. La quantification du temps mort passe par l'estimation des événements détectés et notamment des MEC et des SE, qui demandent le plus de temps de codage et qui sont donc susceptibles d'augmenter la proportion de temps mort. Dans le pire cas où l'énergie de tous les événements est codée, le temps mort est pour un taux de comptage de 12500 cps/s/secteur de 3.61% en supposant une répartition spatiale uniforme des coups sur le secteur. De plus, il faut plus de 15000 cps/s/secteur pour atteindre 5% des événements perdus.
- * **Modèle analytique du temps mort** Au vu de la séquence de lecture, le temps mort dépend du nombre de modules illuminés ainsi que des paramètres de multiplicité, AsicLimit, SectorLimit et ACD. Du fait des faibles valeurs des taux de comptage dans notre gamme (100–22000 cps/s/secteur), les paramètres AsicLimit et SectorLimit ne changeront pas suffisamment le taux de MEC et SE pour modifier notre modèle de temps mort, s'ils sont respectivement fixés à 2 et 3. Cependant, ce n'est pas le cas du paramètre ACD qui quant à lui fait parti du modèle

analytique (voir section 3.5.2). Pour estimer le temps mort, il a été fait le choix d'établir un modèle en fonction des données mesurées et donc des événements simples et des événements multiples enregistrés. Les multiples pris en compte sont des multiples fortuits et donc les multiples créés par la fluorescence sont exclus, qui représentent 2% des multiples totaux (Nasser, 2015). Le rapport SE-sur-MEC est l'indicateur que nous choisissons pour calculer le temps mort. Ce choix a été fait pour s'affranchir du taux de comptage de la source de photons incidents. Les simulations ont été effectuées pour des taux de comptage entre 100 et 22000 cps/s/secteur. 100 cps/s/secteur a été choisi arbitrairement pour prendre en compte les taux de comptage les plus bas du bruit de fond lors du passage de la Terre dans le champ de vue d'ECLAIRS. La limite supérieure de 22000 cps/s/secteur permet d'embrasser la limite scientifique de 12500 cps/s/secteur et les 5% de temps mort exigés. Ce modèle montre que deux régimes doivent être différenciés : le cas où plus de la moitié du secteur est illuminé et le cas où moins de la moitié du secteur est illuminé. En échelle logarithmique, le rapport SE-sur-MEC est relié linéairement au pourcentage d'événements perdus. Ainsi, il est possible d'établir une formule telle que :

$$\ln(p) = \begin{cases} -0.05 \times N_{illu} + 3.95 - 0.97 \ln\left(\frac{ACD}{10\mu s} r\right) & : N_{illu} > 12 \\ -0.12 \times N_{illu} + 4.75 - 0.97 \ln\left(\frac{ACD}{10\mu s} r\right) & : N_{illu} \leq 12 \end{cases} \quad (3.25)$$

avec p le pourcentage d'événements perdus, N_{illu} le nombre de modules ayant au moins un pixel illuminé, ACD la fenêtre d'anti-coïncidence et r le rapport SE-sur-MEC.

* **Applications** Cette correction analytique a été appliquée sur des courbes de lumière de détection de sursauts gamma. Le modèle permet de corriger sans problème le sursaut le plus brillant de la base de données. Le processus de codage des événements permet alors lors d'un fonctionnement nominal de la caméra, une correction facile des données grâce au modèle analytique. Lors de la présence d'un pixel bruyant, le taux de comptage d'un pixel augmente de façon démesurée et imprévisible. Ceci implique alors un temps de lecture accru des événements de ce module. Le temps mort associé à ce module XRDPIX augmente également mais le principe de la lecture séquentielle des modules n'engendre pas de pertes supplémentaires sur le secteur. Cette étude est préliminaire dans cet article mais est développée de façon plus détaillée dans la section 3.8

Characterizing the dead time of the ECLAIRs camera on board the mission SVOM

A. Bajat · O. Godet · J-L. Atteia ·
S. Maestre · D. Rambaud · V.
Waegebaert · C. Amoros · S. Bordon ·
S. Delaigue · M. Galliano · B. Houret ·
K. Lacombe · P. Mandrou · W. Marty ·
R. Pons · P. Ramon

Received: date / Accepted: date

Abstract French (CNES) and Chinese (CNSA) space agencies collaborate to build the SVOM (Space-based multi-band Variable Object Monitor) mission due to be launched in 2021 to study gamma-ray bursts and high-energy transients. The SVOM prime instrument, ECLAIRs, will detect and localize GRBs autonomously as well as provide a spectral and temporal characterization of the GRB prompt emission. ECLAIRs is expected to detect around 200 GRBs during the 3 year nominal lifetime of the mission. ECLAIRs is a wide-field ($\sim 2\text{sr}$) coded mask camera with a detection plane made of 8 independent sectors of 800 Schottky CdTe detectors working in the 4-150 keV energy range. Each sector is connected to independent readout electronics. In this paper, we focus on the study of the temporal performance and we estimate how dead time will affect bright transient lightcurves. We discuss the analytical model based on simulations over a large range of source count rates on a dedicated test bench. We show that dead time will not significantly affect ECLAIRs data, even for the brightest GRBs (3.7% of lost counts for a count rate of $10^5 \text{ counts.s}^{-1}$ over the detection plane in the energy range 4–150 keV) and our model can nicely correct the parts of the lightcurves which are the most affected by dead time effects for very bright GRBs.

Keywords Dead time · SVOM · ECLAIRs · Gamma-rays bursts · Readout electronics · Instrumentation

A. Bajat, O.Godet, J-L. Atteia, S. Maestre, D. Rambaud, V. Waegebaert, C. Amoros, S. Bordon, S. Delaigue, M. Galliano, B. Houret, K. Lacombe, P. Mandrou, W. Marty, R. Pons, P. Ramon
Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie
Université de Toulouse
CNRS, CNES, UPS Toulouse, France
E-mail: armelle.bajat@irap.omp.eu

1 Introduction

1.1 THE SVOM MISSION

Gamma-ray bursts (GRBs) are the most luminous events observed in the Universe. They are thought to be associated with the catastrophic formation of a black hole leading to the launch of ultra-relativistic jets following the core-collapse of massive stars [1] or the merger of two compact objects such as two neutrons stars [2]. A brief flash of prompt emission is emitted in X/ γ -rays and is followed by a long-lasting multi-wavelength afterglow.

China and France have decided to implement a mini-satellite, SVOM (Space-based multi-band Variable Object Monitor)[3], dedicated to the study of gamma-ray bursts and other transient high-energy phenomena. SVOM is expected to be launched in 2021 and should detect 200 gamma-ray bursts over 3 years and measure the redshift for two thirds of them. SVOM will have a multi-wavelength scientific payload consisting of four instruments to measure the properties of the GRB prompt and afterglow emission. The two wide-field instruments are the 4-150 keV coded-mask camera ECLAIRs in charge of detecting GRBs and providing the first GRB position [4] and the 15 keV - 5 MeV Gamma-Ray Monitor (GRM) [5]. These instruments will provide spectral constraints and light curves of the prompt emission. The two-narrow field instruments observe in the 0.2 -10 keV energy range for the MXT (Micro channel plate X-ray Telescope) [6] and in the optical (400-1000 nm) for the Visible Telescope (VT) [7]. They will allow to us to follow the afterglow over one day typically. The French space agency CNES supervises the development of ECLAIRs and the MXT in collaboration with several French and European institutes.

The Ground-based Wide Angle Camera (GWAC), supervised by CNSA, will observe the optical counterpart of bursts detected by ECLAIRs [8]. The network of robotic telescopes is completed by the visible/infrared French-Ground Follow-up Telescope (F-GFT) [9] in Mexico and the C-GFT in China will refine the GRB position to sub-arcsecond accuracy and complete the observations in measuring the photometric properties of the early afterglow from the near-infrared to the visible band.

SVOM will be operated in a 630 km LEO (Low Earth Orbit) with an orbital inclination of 30° . Once a new source is detected by ECLAIRs, the instrument computes its position and sends it with other information to the ground, in near real time (≤ 1 min after the trigger time T_0) via a series of ground VHF stations spread along the SVOM track direction. Simultaneously a slew to the satellite is requested by ECLAIRs to repoint the GRB in less than 5 min, so that the two narrow-field instruments can refine the GRB position and sample the afterglow emission in X-rays and in optical [3].

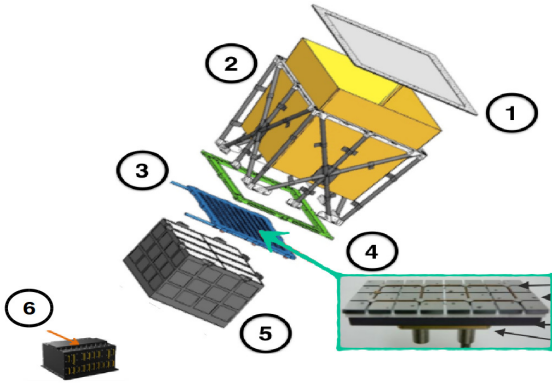


Fig. 1 The ECLAIRS X- γ camera made of: 1- the 2-D coded mask, 2- the lateral passive shield, 3- the detection plane consisting of 200 modules of 8×4 Schottky CdTe detectors (4), 5 - the readout electronics box, 6- the data processing unit called UGTS including the GRB trigger software.

1.2 ECLAIRS

ECLAIRS, the prime instrument of the SVOM mission, is a coded mask camera (see Figure 1) working in the energy range 4-150 keV. The detection plane presents an effective area of 1000 cm^2 at 50 keV and 150 cm^2 at 4 keV. The 4 keV low energy threshold increases the sensitivity of the instrument to high-redshift or faint GRBs. The total field of view of ECLAIRS is around 2 sr ($89^\circ \times 89^\circ$) with a localization accuracy better than 13 arcmin (at a 90% confidence level). ECLAIRS' design is shown in Figure 1. The telescope is composed of:

1. A 2-D coded mask: this imaging system is based on the modulation of photons coming from various sources through a 2D mask with a pseudo-random pattern and a 40% aperture in the 4 to 80 keV.
2. A passive lateral shield to decrease the cosmic X-ray background from outside the field of view and the flux of cosmic particles on the detection plane.
3. A detection plane (DPIX) paved with 200 detection modules called XRD-PIX and divided into 8 independent sectors composed of 25 modules each.
4. Each module consists of 8×4 matrix of a $4 \times 4 \times 1 \text{ mm}^3$ Schottky CdTe detectors coupled with a low-noise ASIC [10,11].
5. Each sector has its own readout electronics (see Section 2.2 for more details).
6. A data processing unit (UGTS): the software is dedicated to the management of the telescope and the real-time scientific processing for the triggering and imaging of GRB alerts.

ECLAIRs is designed to detect variable sources on time scales from 10 ms to 20 min. ECLAIRs will work in photon counting mode and the electronics chain is designed to encode the time, energy and position of detected events, depending on their nature. To estimate the flux of the observed source, a good temporal response is required. The loss of events during the observation generates approximations in the temporal response that must be corrected to characterize the source well. To correct for the losses, we study the dead time. In this paper, the dead time is defined as the fraction of lost events during the readout process. Some missions such as ASTROSAT/LAXPC (Large Area X-ray Proportional Counter) used a non-paralyzable model with predictable dead time [12]. This kind of system allows to determine the fraction of lost events and the time with no detection. For the BAT (Burst Alert Telescope [13]) onboard the Neil Gehrels Swift Observatory, the correction of dead time is applied by moderating the measured rate by a coefficient related to the saturation rate of the electronics chain [14]. In our case, the readout process is too complicated to use a standard model. We there have developed a strategy to estimate the fraction of dead time.

Here we focus on the performance of the ECLAIRs readout electronics and present an analytic model of the temporal response of the instrument, enabling us to estimate the effects of dead time and to correct for it from the measured count rates. In section 2, we describe how the readout process works. In sections 3 and 4, we explain how we compute dead time and what are the main parameters impacting our analytic model. We present a case study of an astrophysical source and the corrections applied using our dead time model in section 5. The section 6 is dedicated to preliminary work on the dead time induced by noisy pixels. Finally, section 7 is devoted to the concluding and remarks.

2 DESCRIPTION OF THE READOUT PROCESS

The source detection is done through an onboard intelligence which only uses the photons from the source. The other events created by other physical processes or sources have to be removed from the data. The electronics chain is designed to fulfill this specification. Each sector is driven by its own readout chain and since the sectors are independent, we will focus on the readout process of one sector. The readout process of the events is divided in two stages including two coincidence windows. The first one is to avoid the multiple events between modules at sector level and the second one is to avoid multiple events between pixels at module level. The electronics chain scans sequentially the 25 modules of the sector and counts the number of events occurring in a pre-defined coincidence window. Then, each module is read independently and at this stage, the position and the energy of the events are coded. This readout process imposes a computation of the dead time at the sector level.

2.1 Reading processes at the sector level

Each sector is supported by a readout electronics based on a FPGA (Field-Programmable Gate Array, NanoXplore NG-MEDIUM belonging to a family of SRAM based programmable logic blocks) with a clock rate of 10 MHz. This FPGA is responsible for reading the events that have been detected by the sector and encoding their energy, time and position. The 25 modules are read sequentially. This sequential process freezes the module being read but nothing prevents other modules from detecting events meanwhile. At this stage, the FPGA counts the number of events occurring on the other modules during a coincidence window (ACD). Events are considered as multiple events if they occur on different modules of a sector with times within ACD. The multiple events between modules can be a marker of cascades or nuisance tripping and are not treated during the data processing and they are flagged to avoid spending time to encode their energy. The ACD coincidence window is tunable but it is set to $5 \mu\text{s}$ in our simulations because this value is greater than the typical time scales for events creating particle cascades on the sector.

2.2 Reading and coding processes in a module

Figure 2 shows the readout process for a module. If the signal induced by the energy deposited in a detector exceeds the low-level discriminator (LLD), the TRIG signal goes up and the date of the event is tagged. Following the detection of the rising edge of the TRIG signal, the FPGA waits t_{freeze} , set to $9.6 \mu\text{s}$ (part A). This time corresponds to the coincidence time to have multiple events within a module. t_{freeze} is chosen equal to its maximum value ($9.6 \mu\text{s}$, but will be adjusted for the flight model) to be larger than the tunable time associated with the charge collection (t_{peaking}) [11]. During t_{freeze} , all events impinging the other detectors of this module are detected.

After this time to freeze, the FPGA freezes the state of the ASIC to read it and the module is no longer able to detect events. The module must however wait its turn to be read. This waiting time (Wait) is variable and depends on the number of modules that have to be processed before it and so on the count rate. When the FPGA returns to this module, it needs $6.8 \mu\text{s}$ to read the 32 strobes of the module indicating which of the 32 pixels have triggered (part B). In Figure 2, two events are detected on the same module.

The energy of the events is measured by taking the difference between the baseline of the multiplexer and the voltage of the module. The measurement and the encoding of this baseline requires another $6.8 \mu\text{s}$. Then, the FPGA controls the successive multiplexing of the analog outputs (signal Aout). The electronics read and encode the total signal ($6.8 \mu\text{s}$) into a frame including time, energy and position of the events depending on their nature (section 2.3) and needs $3.1 \mu\text{s}$ extra time. The total time to encode the energy of one event is $16.7 \mu\text{s}$. If two events are detected as in our case, the encoding signal and the extra time are made twice and the total time to encode the signal is 26.6

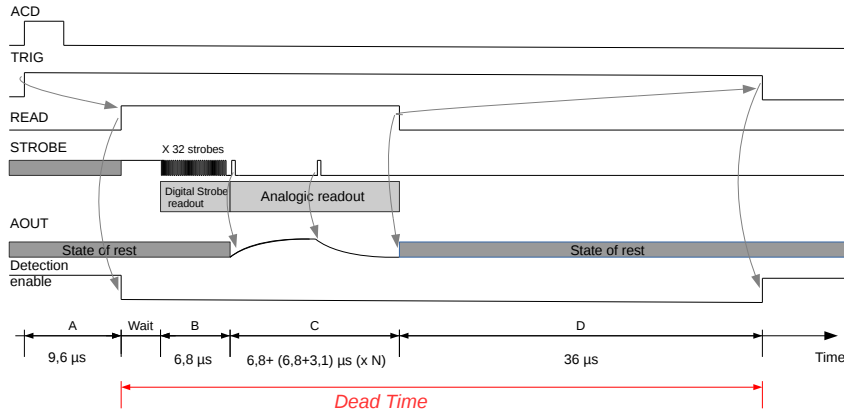


Fig. 2 Example of the readout process of one module. A - t_{freeze} (Time during which the module can collect charge after event detection). Wait - The module has to wait to be read. B - Digital readout of strobe (6.8 μs), C - Analogical readout including 6.8 μs for the readout of the base line, 6.8 μs for reading and coding the signal plus 3.1 μs. D - Reset Signal Mode (RSM). 36 μs further after the fall of the trigger signal during which the trigger is still up and the detection is not enabled.

μs. For the proper operation of the chain, the experiment has shown that an additional delay of 36 μs has to be implemented (part D) to ensure the stability of the ASIC at the end of the readout sequence before letting the module free to trigger again. So, the total dead time for a single event is 59.5 μs. If two events are detected, this time becomes 69.4 μs.

2.3 Event classification

Some events like cosmic ray showers, fluorescence or very energetic particles can trigger multiple pixels or modules at the same time. Depending on their arrival time, multiplicity and position, events are classified into four types (see Figure 3). Events can be classified as multiple events if they occur on different modules or different pixels within the same module. The classification of multiple events is subdivided in two classes: multiple events with coded energy and the others. This subdivision is governed by 2 limits: Asiclimit and Sectorlimit. Sectorlimit (respectively Asiclimit) is the maximum number of modules (respectively pixel of a module) for which the energy is encoded.

When a module is read, in parallel of the t_{freeze} , the electronics chain counts the number of detected events on the other modules during the ACD (N_{ASIC}). If $N_{ASIC} > \text{Sectorlimit}$, the events are classified as MEE (Multiple Events per Electronic sector). The chain encodes only the position of the module and the time of these events.

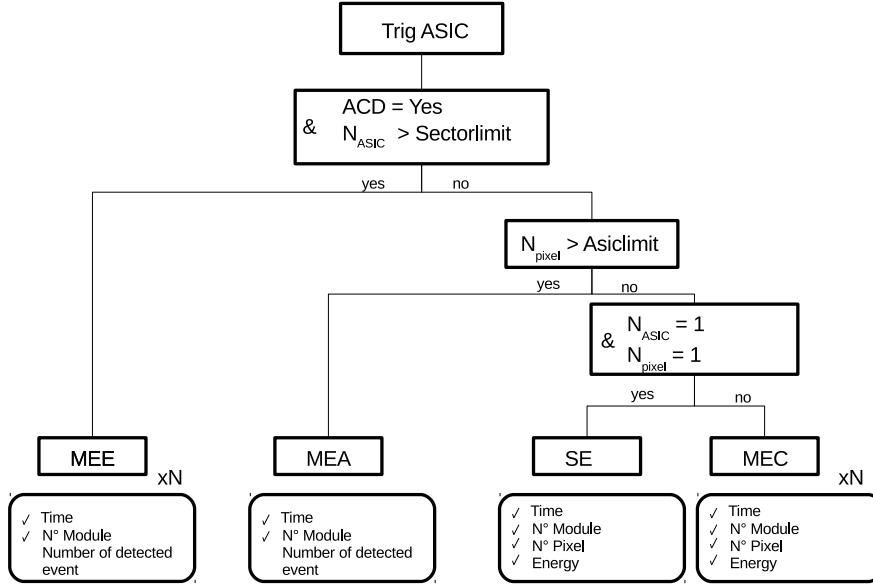


Fig. 3 Classification of events depending on their arrival time and the number of detected events. ACD is the coincidence window on the sector, N_{ASIC} is the number of triggers with a high state on the sector, N_{pixel} is the number of pixels that detected an event on the module, Sectorlimit (respectively Asiclimit) the maximum number of modules (respectively pixel of a module) for which the detected events will be encoded in energy. MEE are the Multiple Events by ELS (Electronics of the Sector), MEA, Multiple Events by ASIC, SE single Event and MEC Multiples Events with Coded energy. The MEE and MEC frames are repeated as many times as detected multiple events ($\times N$).

If $N_{ASIC} \leq \text{Sectorlimit}$, the chain reads the strobe of the module and counts the number of events occurring during t_{freeze} on the other pixels of the module (N_{pixel}). Three cases are possible : first, $N_{pixel} > \text{Asiclimit}$, the events are considered as MEA, (Multiple Event per Asic) and only the time and the module position are coded. Secondly, $1 < N_{pixel} \leq \text{Asiclimit}$ or $1 < N_{ASIC} \leq \text{Sectorlimit}$, the events are MEC, (Multiple with Coded energy) and as for the Single Event, (SE), the time, module and pixel positions and the energy are coded. Finally, $N_{pixel} = 1$ and $N_{ASIC} = 1$, the event is a SE, Single Event and the time, module and pixel positions and the energy are coded. Only the single events will be used on board by the UGTS for the trigger and the GRB localization.

To summarize, the readout electronics need at least $59.5 \mu s$ to code a SE and $69.4 \mu s$ to code two MEC on the same module. MEE and MEA are the two types of events with no coded energy. For these events, the encoding time is shorter. For small values of Asiclimit and Sectorlimit, the number of MEE and MEA increases and the number of MEC decreases. For the lowest ACD-value, the probability to have $N_{ASIC} = 1$ and to have single event is higher. The three parameters Asiclimit, Sectorlimit and ACD are tunable and have

to be adjusted. For the nominal setting, `Asiclimit` is set to 2 and `Sectorlimit` is set to 3 to encode the energies of double and triple events and the ACD is set to 5 μs . The worst case for computing the dead time is when the energies are coded for every detected event (`Asiclimit` set to 32 and `Sectorlimit` set to 25). All multiple events are then MEC.

3 QUANTIFICATION AND DEPENDENCIES OF THE DEAD TIME THROUGH SIMULATIONS

The standard formulae [15] describing paralyzable or non-paralyzable models for the dead time can only be used when detectors are independent. Due to the sequential reading of the modules and the readout process, described in section 2, these standard models are not adapted for large detector numbers with complex readout electronics. Instead, we use a simulator of the readout electronics to compute the dead time. To characterize and to model dead time, we simulate photon lists of events incoming on one sector, representing the detected events by the modules. These lists are processed by a test bench containing the FPGA code used for the ECLAIRs instrument. The readout electronics process these input files as described in section 2.2 and construct output frames containing the list of read and coded events with the specification of their nature according to their arrival time. The comparison between the input and the output lists allows us to characterize the readout process and to estimate the dead time as well as its dependencies on the configuration parameters.

3.1 Dead Time quantification

3.1.1 Methodology of event simulation

The study of dead time was first done for a simple case, assuming a uniform distribution of events over the sector. Each event of the input list is associated with a time and a position. The positions are randomly chosen over the sector and the time interval between two events is calculated according to an exponential distribution. The multiple events of this list are restricted to fortuitous events. Here, we neglect multiple events due to physical processes. The multiple events due to physical processes can be produced by particle showers or radiation-matter interactions. The cosmic showers multiple events will be classified as MEE, so they do not participate to the dead time calculation. Furthermore, the simulations and experimental measurements indicate that the multiple events due to physical process reach 2% at 60 keV and 4% for 150 keV for the total events. The fluorescence events are very easy to identify and therefore to remove them from the MEC total counts.

The ACD was set to 10 μs and the count rate varied from 100 counts/s/sector to 75 000 counts/s/sector. On the flight configuration, the average count rate

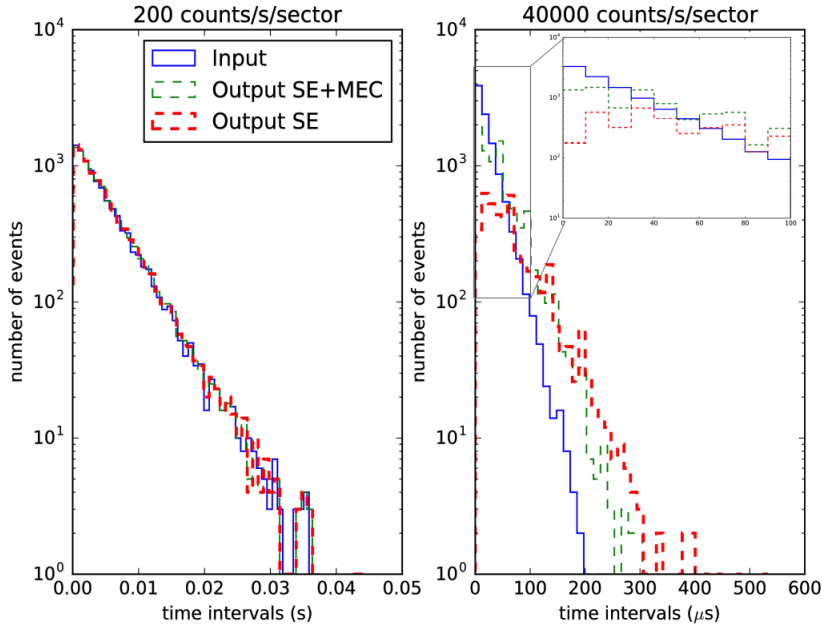


Fig. 4 Comparison of the time interval distribution between the input (solid blue line) and output (green dashed line for the total (SE+MEC) and red line for SE) event list for *Left* - a count rate of 200 counts/s/sector, *Right* - a count rate of 40000 count/s/sector. A close-up is shown for time interval less than 60 μ s. The legend is the same for both count rate.

is 800 counts/s/sector. When the Earth is in the field of view of ECLAIRS, the count rate decreases dramatically. To take in configuration this case, we have arbitrarily chosen 100 counts/s/sector for the lowest count rate. 75 000 counts/s/sector have been chosen to be much higher than the scientific request and to study the limits of the electronics chain. We have chosen this ACD-value because it corresponds to the instrumental time. However, in the flight configuration, the ACD-value is set to 5 μ s because this time is enough to distinguish the cosmic showers whose trigger immediately.

Figure 4 shows the distribution of the input and output time intervals for two different count rates in logarithmic scale.

The input time interval refer to those generated at the entry of the readout chain while the output time intervals are reconstructed from detected events. For the lowest count rate (~ 200 counts/s/sector), the distributions of time interval between input and output events are similar because dead time is almost nonexistent ($< 0.05\%$). Furthermore, the low count rate induces almost only single events (red line). However, for a count rate of 40000 counts/s/sector (on the right), the dead time is around 15.03% and almost half of the events are single events. The output event deficit for the lowest time intervals and the excess of output events with the longest time intervals compared to the input events are due to lost events increasing the time interval between events.

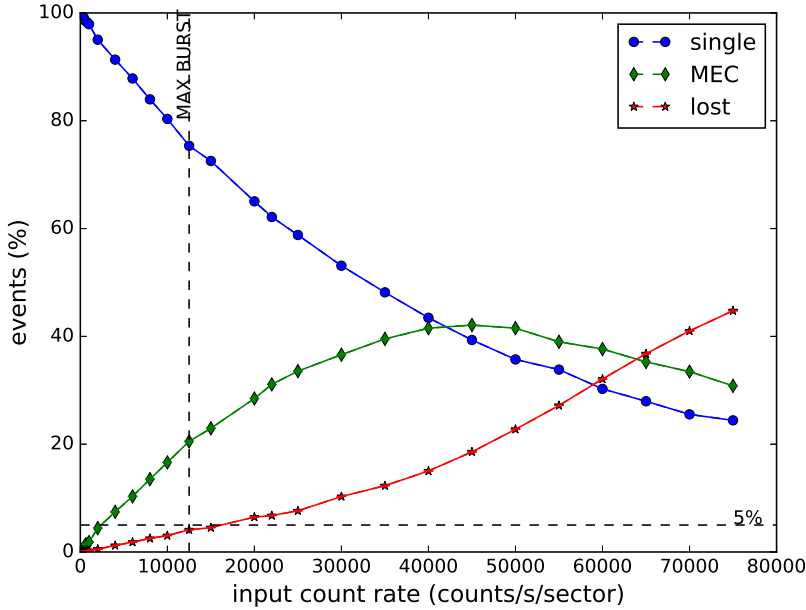


Fig. 5 Measurements of the rate of single events, MEC and lost events for different count rates for the configuration $Asiclimit = 32$, the $Sectorlimit = 25$ and $ACD = 10 \mu s$. The dashed vertical line (12500 counts/s/sector) corresponds to the count rate of the brightest observed gamma-ray bursts in the energy band of ECLAIRs. The dashed horizontal line corresponds to the scientific request to have less than 5% of dead time

3.1.2 Quantification and Time distribution

In Figure 5, the fraction of single events (SE), multiple events (MEC) and lost events are presented as a function of the incident count rate (counts/s/sector). The lost events are calculated as the subtraction between the number of input events and the number of output events (SE+MEC) normalized to the number of input events. The vertical dashed line is the scientific requirement of 12500 counts/s/sector corresponding to the count rate of the brightest observed Gamma-ray bursts. The horizontal dashed line corresponds to the scientific requirements to have less than of 5 % of lost events. The fraction of single events decreases with the incident count rate as expected. The time interval between events is smaller for higher count rates so the probability that only one event arrives during the coincidence windows (either ACD and t_{freeze}) is reduced. The fraction of lost events increases with the count rate because the number of impinging events on the sector increases and the time to encode events. The peak of the percentage of multiple events is around 45000 counts/s/sector. Below the peak, the percentage of multiple events increases with the count rate because the interval time decreases when the count rate in-

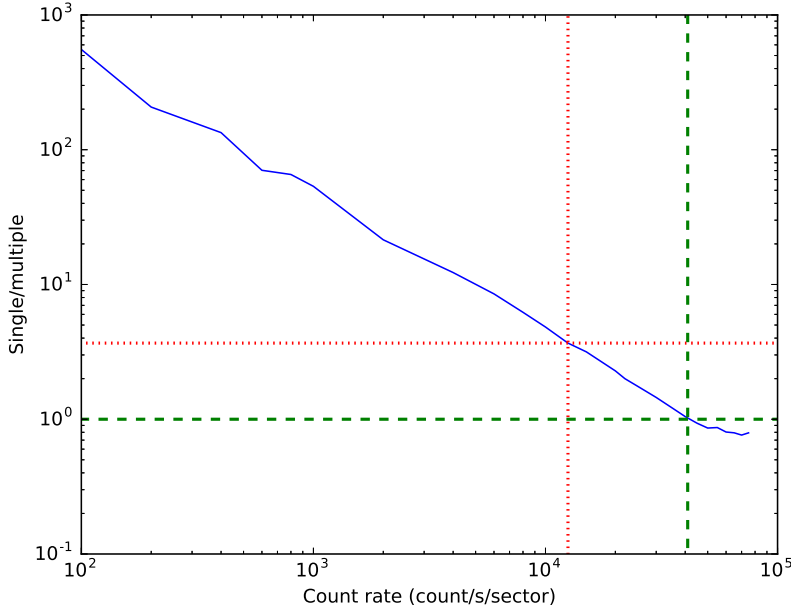


Fig. 6 Single-to-Multiple ratio, r , as a function of the count rate (count/s/sector). The red dotted lines represents the SE-to-MEC ratio for the count rate 12500 counts/s/sector and the green dashed dashed line represents the count rate to reach a ratio set to 1.

increases, so it is more likely to have multiple events. However, the percentage of multiple events decreases after 45000 counts/s/sector because the electronics chain saturates and therefore more events are lost.

The fraction of single events is close to 75.8 % for 12500 counts/s/sector. The fraction of lost events is equal to 3.69 % ($\pm 0.1\%$) and the rest is made up of MEC. The error bars are statistically calculated at 1σ for 50 iterations. To reach 5% of lost events, the incident count rate should be more than 15000 counts/s/sector. In the following, we will use the detected events to estimate the dead time thanks the SE-to-MEC ratio. For 12500 counts/s/sector, this ratio, r , is close to 3.67 and becomes less than 1 from 40000 counts/s/sector (see Figure 6). This ratio is very convenient for high count rates which are the most affected by the dead time and present the highest MEC fraction. On the contrary, the lowest count rates present the lowest MEC fraction and the SE-to-MEC ratio appears unfavorable. But because the lowest count rates have the lowest dead time, it will not pose a problem.

3.2 Influence of parameters

The three parameters ACD, Asiclimit and Sectorlimit are related to the classification of the events, the number of single and multiple events and influence

the encoding time of the chain. To estimate the influence of these parameters on the fraction of lost events, simulations have been done with the same input file but with $Asiclimit = 2$ and $Sectorlimit = 3$ for count rates varying from 100 counts/s/sector to 22000 counts/s/sector. The upper limit has been chosen to embrace the scientific limit (12500 counts/s/sector) and exceed the 5% limit of lost event.

Because of the low count rates, the numbers of MEE and MEA are rather low compared to the MEC. Double events represent the majority of multiple events for these count rates, totaling more than 85% of the multiple events at 22000 counts/s/sector. Lowering the value of $Asiclimit$ and $Sectorlimit$ to include only double events does not change our estimate of the dead time. For 25 illuminated modules and an input count rate of 12500 counts/s/sector, the SE-to-MEC fraction is $r = 3.68$ for the case $Asiclimit = 32$ and $Sectorlimit = 25$ compared to $r = 3.85$ for $Asiclimit = 2$ and $Sectorlimit = 3$. The change of these parameters induces a difference in dead time of close to 0.02 % for 12500 count/s/sector and 0.03 % for 20000 counts/s/sector. Consequently, these parameters have no influence on the fraction of lost events in this range of count rates.

These simulations were done with the original ACD equal to 10 μs . With this value, the SE-to-MEC fraction doubles but the fraction of lost events does not change. The SE-to-MEC ratio doubles because the allowed time to have multiple events (ACD) is reduced and the events will be coded preferentially as single events. The ratio of lost events does not change because the majority of multiple events occur in different modules and the encoding time for one single event or multiple events on different modules is the same.

3.3 Coded mask effect

The mask pattern creates a shadowgram (see Figure 7) on to the detection plane when illuminating by a source. Therefore some pixels are not illuminated by the source. The previous simulations have been done with a homogeneous illumination of the plane, however we have to take into account the impact of a shadow on the detection plane. To construct the shadowgram, a source with a constant flux is simulated with GEANT4 [16] and located on the instrument optical axis. Monte Carlo simulations reproduce the fraction of events stopped by the mask and the position of events impinging on the detection plane. Following the same interval time distribution as before, a new input list of events is created with the positions imposed by the shadowgram, where only 40% of the pixels are illuminated.

The input count rate is 14100 counts/s/sector and the detected SE-to-MEC ratio is $r = 3.80$ and the fraction of lost events equal to 4.07% for the ACD value set to 10 μs and the $Asiclimit$ and $Sectorlimit$ at their maximum value. Our simulation with a uniform distribution of events at this rate gives the fraction of SE-to-MEC set to $r = 3.5$ and the fraction of lost events set

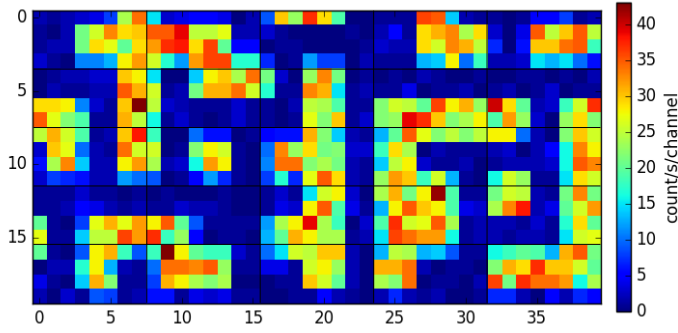


Fig. 7 Image of the shadowgram created by the ECLAIRs mask on the sector for a source on axis illuminating the mask homogeneously.

to 4.18%. Despite the presence of the mask, the dead time and the fraction of SE-to-MEC do not change significantly.

In the flight configuration, each module has at least one illuminated pixel. The readout process imposes at least one event per module to read the module. If a module is not illuminated at all, the electronics chain will not waste time reading it and it will go directly to the next module in sequential reading at the sector level. This can dramatically reduce the waiting time of each module and therefore the dead time. On the other hand, if only one pixel of the module is illuminated, the chain will read the 32 strobes of the module and encode the event. So, the dead time does not depend on the number of illuminated pixels per module but on the number of illuminated modules per sector. This is the reason why the shadowgram has no dramatic impact on the dead time.

4 DEAD TIME MODEL

Since the loss of events depends on the number of illuminated modules and the ACD, an analytic model should be constructed to correct the data for lost events related to the dead time. The quantification of dead time presented in section 3.1 is generalized by varying the number of illuminated modules. We decided to establish an analytical model of dead time depending on the number of illuminated modules and the ratio of SE-to-MEC, r . To take into consideration the number of illuminated modules, N_{illu} , the simulations have been done with 25, 22, 16 and 13 illuminated modules, then 12, 10, 8 and 6 illuminated modules.

The simulations have been done with the maximum values of $Asiclimit$ and $Sectorlimit$ to avoid the multiple events without coded energy and to consider the worst case for the dead time. This study was conducted for two separate cases: $N_{illu} > 12$ is the case where more than half of the modules are illuminated and $N_{illu} \leq 12$ the case where less than half of the modules are

illuminated. The count rates were chosen between 100 counts/s/sector and 22000 counts/s/sector with a uniform distribution of counts over the N_{illu} modules.

Figure 8 shows the fraction of lost events as a function of the ratio of single to multiple events, noted r , a) with more than half of the modules illuminated and b) with less than half of the modules illuminated. The error bars correspond to the 1σ statistical errors computed by performing 50 simulations for count rates in each configuration. In both cases, when the count rate increases, the number of single events decreases and the fraction of multiple events increases in our count rate range (see Figure 5). This implies a decrease of the SE-to-MEC ratio with increasing count rates (see Figure 6). Conversely, the highest count rates correspond to small r . The parallel lines formed by the different count rates are fitted with a non-linear least squares method to characterize the percentage of lost events on a logarithmic scale following Equation 1. This equation has been applied to each N_{illu} configuration with p the percentage of lost events and r the fraction of SE-to-MEC events, a and b are free parameters. a does not depend on the number of illuminated modules, but varies between -0.95 ± 0.01 ($N_{illu} \leq 12$) and -0.99 ± 0.07 ($N_{illu} > 12$). The two values being consistent within the errors, we use the average value of -0.97 in the following.

$$\ln(p) = b + a \ln(r) \quad (1)$$

b evolves linearly with N_{illu} such as:

$$b = \begin{cases} -0.05(\pm 0.002) \times N_{illu} + 3.95(\pm 0.06) & : N_{illu} > 12 \\ -0.12(\pm 0.02) \times N_{illu} + 4.75(\pm 0.3) & : N_{illu} \leq 12 \end{cases}$$

The errors on the parameters correspond to the standard deviation of the non-linear least square function used for the fit.

These simulations have been done with $ACD = 10 \mu s$. Section 3.2 shows that the fraction r depends on this coincidence window. In the nominal flight configuration ($Asiclimit=2$ and $Sectorlimit=3$), $ACD = 5 \mu s$, doubling the ratio of SE-to-MEC. To conserve the ratio, the ACD should be added to the model.

$$\ln(p) = \begin{cases} -0.05 \times N_{illu} + 3.95 - 0.97 \ln\left(\frac{ACD}{10\mu s} r\right) & : N_{illu} > 12 \\ -0.12 \times N_{illu} + 4.75 - 0.97 \ln\left(\frac{ACD}{10\mu s} r\right) & : N_{illu} \leq 12 \end{cases} \quad (2)$$

The ACD must be expressed in μs , N_{illu} is the number of illuminated modules, r is the fraction of SE-to-MEC events and p the percentage of lost events (%). The maximum difference between the model and the data is less than 0.5%.

For the flight configuration with $Asiclimit=2$ and $Sectorlimit=3$, $ACD = 5 \mu s$ and 25 illuminated modules, the model to correct the fraction of lost events is given by Equation 3 :

$$\ln(p) = 2.7 - 0.97 \ln\left(\frac{r}{2}\right) \quad (3)$$

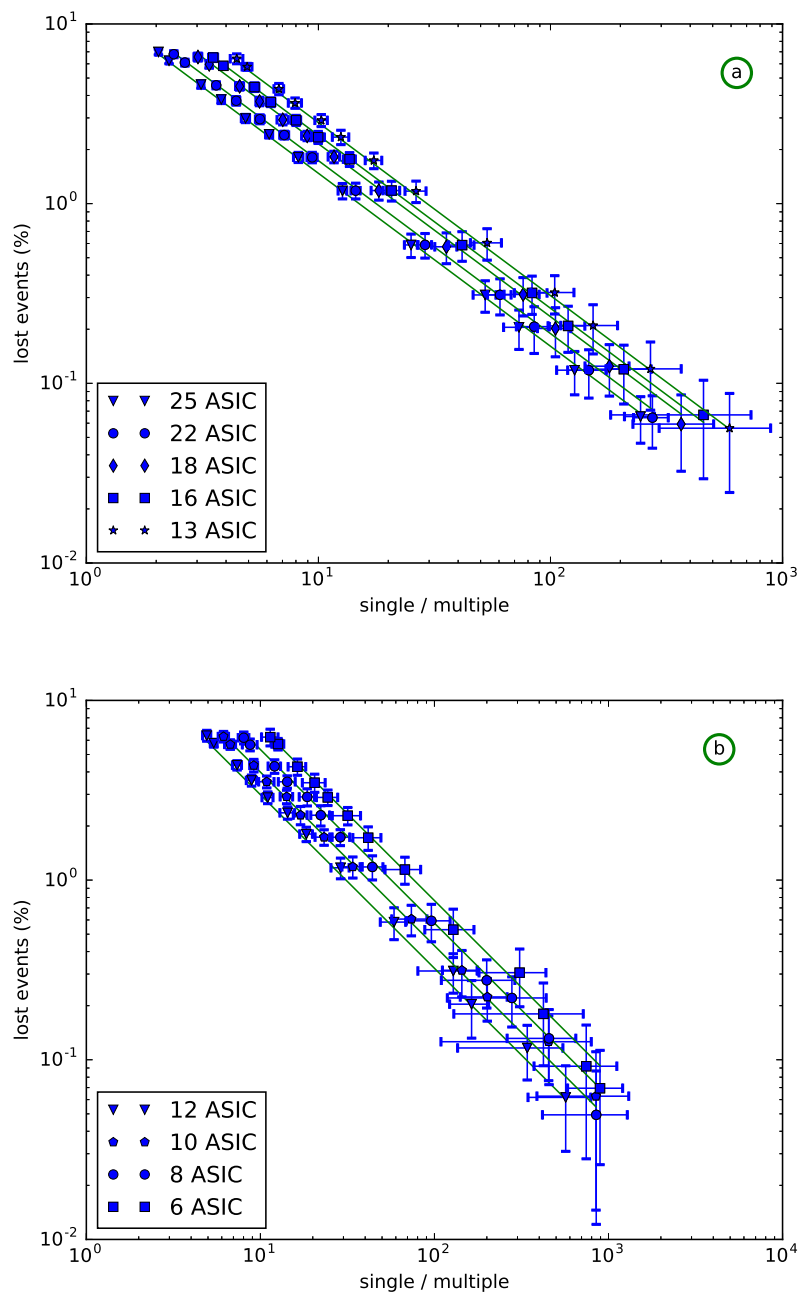


Fig. 8 The fraction of dead time as a function of the SE-to-MEC ratio for (a)- more than half of the modules illuminated and (b)- less than half of the modules illuminated. Each point represents a count rate between 100 counts/s/sector and 22000 counts/s/sector for an illumination configuration with (1σ) error bars statistically calculated for 50 iterations.

The dead time of ECLAIRs can be characterized with a simple analytical model between 100 and 22000 count/s/sector, so for r greater than 2. Now we discuss the application of this model to selected astrophysical objects.

5 Applications

An important characteristic of GRBs is their high temporal variability [17]. This variability induces very short periods with large count rates and quieter periods of time for the electronics chain. Since our dead time model is built for events occurring with time intervals following an exponential distribution, we must verify the validity of our analytic model (Equation 2) with realistic ECLAIRs sources. We have designed a GRB database that we process with our test bench to study the dead time induced by these temporal variations.

5.1 GRB Database

The GRB database was built using the bursts detected by the GBM (Gamma-ray Burst Monitor) on board Fermi [18], CGRO-BATSE (Compton Gamma-Ray Observatory - Burst and Transient Spectrometer Experiment)[19] and Swift-BAT (Burst Alert Telescope) [13]. This database contains 160 bursts processed according to the method described in [20]. Each GRB is associated with a list of photons dated from the trigger time (T_0) and energy tagged. Firstly, we calculate the highest peak in each light curve 1s binned. Figure 9 shows the distribution of 1 s peak flux as a function of the duration for 160 GRBs. Most of the GRBs have a duration less than 100 s with the median equal to 53 s in our sample. The peak flux distribution has a median value equal to 5006 ph/s. For our analysis, we chose the burst GRB910503 with a 1s peak flux value equal to 392040 ph/s (red circle in Figure 9).

The burst photon data are run through our GEANT4 based simulator taking into account the ECLAIRs mass model in order to compute the burst shadowgram on the detection plane. The burst is assumed to be on axis and the background is not considered. Since the 8 sectors of the detection plane are independent and the test bench represents one sector, we arbitrarily chose one sector to test our dead time model. Multiple events created by physical interactions (mostly fluorescence) are not taken into account in this simulation to permit a direct comparison with our simulations. The configuration for the test bench is the same as for previous simulations: $Asiclimit = 32$, $Sectorlimit = 25$, $ACD = 10 \mu s$. Even with the mask, we have $N_{illu} = 25$.

5.2 Dead time for the GRB

The chosen burst presents two distinct peaks. The light curve shown in Figure 10 is calculated from the event list processed through our simulator in the energy range 4-150 keV. Due to the mask and the absorption along the line

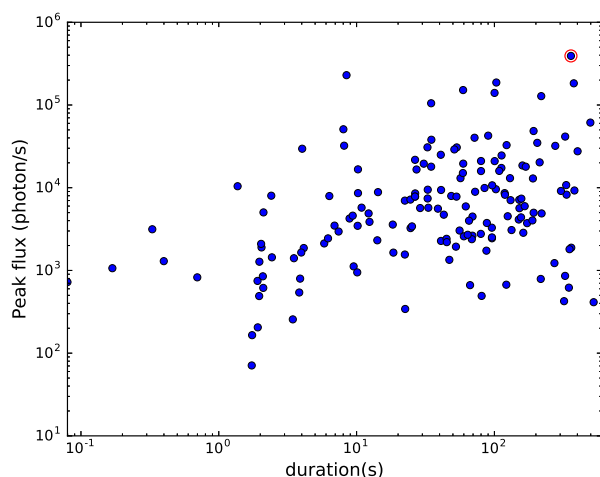


Fig. 9 Distribution of 160 GRB peak fluxes as a function of GRB duration. The large red circle corresponds to GRB910503 that we used to test our dead time model.

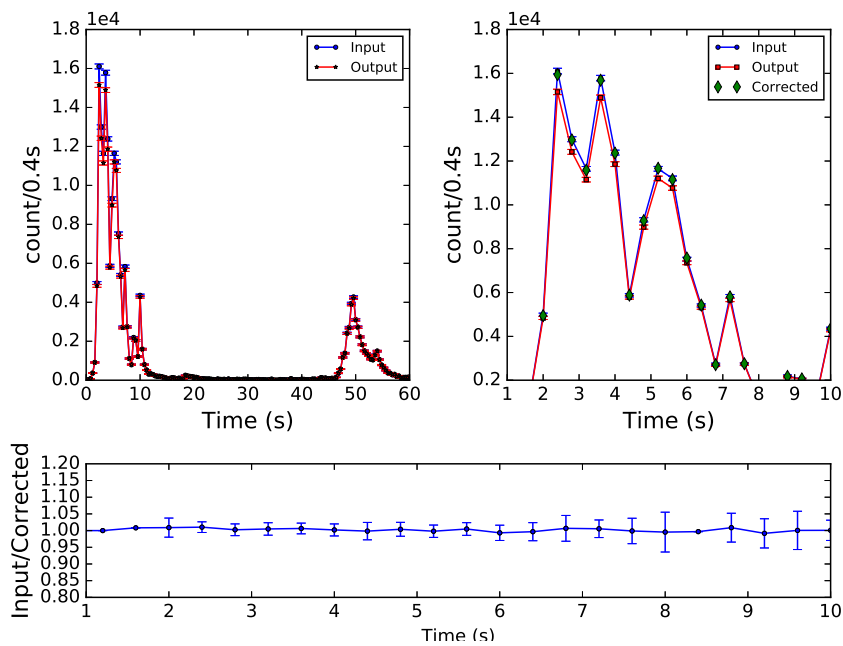


Fig. 10 Examples of lightcurves (0.4s/bin) uncorrected and corrected for dead time. *Left* - light curve of input events (in blue) and the output lightcurves (in red). *Right* - Zoom on the main peak. In green the corrected light curve with the dead time model (1σ statistical error bars.) *Bottom* Ratio between input and corrected lightcurves.

of sight, the peak flux is reduced to 13111 counts/s over the sector we chose. Figure 10 presents on the left the input and output light curves. The output light curve counts less events than the input list due to dead time. On the right, a close-up of the main peak of the light curve shows the input event list (blue circle), the output event list (red square) and the corrected event list (green diamonds). To correct the GRB lightcurve for dead time, we used the SE-to-MEC ratio for each temporal bin (0.4 s) in order to calculate the fraction of lost events from our analytic model. The green curve in Figure 10 shows the corrected lightcurve. The ratio between the input and corrected lightcurves (lower part of Figure 10) is close to 1. The largest error bars ($\simeq 0.4$) are present for the lowest count rates where the dead time is almost null and the count rate less than 50 count/0.4s. For both peaks, the ratio between the input lightcurve and the corrected light curve is very close to 1. This example demonstrates that our analytic model is accurate enough to correct for dead time, even for the brightest GRBs that ECLAIRs will detect.

6 Dead Time and noisy pixels

An important point to keep in mind is that the temporal response also depends on the detector performance. Indeed, when a detector becomes noisy (i.e. its count rate suddenly increases), the whole detection module may be more or less affected by dead time, depending on the count rate and variability of the noisy pixel, thus leading to a decrease of the module sensitivity. Even if it is outside the scope of the present paper to perform a detailed investigation of the impact of noisy pixels we outline some interesting findings based on a preliminary study. We plan to discuss this at length in a forthcoming paper. In this preliminary work, we investigate the impact of noisy pixels on the dead time as a function of the number of noisy pixels and their count rate. We performed some simulations assuming constant count rate and including the sudden appearance of one or several noisy pixels on a sector illuminated with a count rate of 10 counts/s/pixel over 10 min. The lost events mainly occur on the module affected by a noisy pixel (see Figure 11), while the rest of the sector does not show a fraction of lost events greater than that expected for the count rate of 10 counts/s/pixel.

These simulations have been performed with a uniform count rate on the sector (10 counts/s/pixel) and two noisy pixels with a count rate of 2000 counts/s/pixel each (configuration *A*) or 2 noisy pixels with a count rate of 18000 counts/s/pixel each (configuration *B*) or 5 noisy pixels with a count rate of 3000 counts/s/pixel each (configuration *C*). Modules not affected by noisy pixels display the same count rate and the source event loss rate with or without noisy pixels. Their fraction of lost events is around 2.3%. Moreover, the amount of lost events on the modules affected by the noisy pixels depends on the case considered. The higher the count rate of the noisy pixels, the larger the fraction of lost events (see Figure 12). Dead time increases up to 15% for

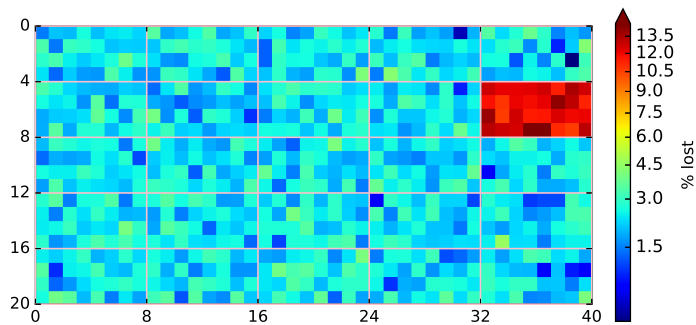


Fig. 11 Lost event fraction for each pixel of the detection plane with the presence of a noisy pixel (with a count rate of 1500 counts/s/pixel) on the pixel 13 of the second line third column module.

configuration A, 60%, for configuration B and 20% for configuration C (see Figure 12).

The presence of a noisy pixel may have an impact on locating bursts because the dead time can dramatically reduce the sensitivity of the affected modules due to the dead time losses. However, if the detection plane has several noisy pixels, the rate of multiple events increases and distorts the counting of single events. This could distort the shadowgram of a source recorded on the detection plane and corrupt the source localization by the onboard trigger software. It is therefore essential to have an automatically running on-board software to handle such noisy pixels by disabling them if their count rates exceed a certain threshold.

7 Discussion and Conclusion

The GRB trigger camera ECLAIRS onboard SVOM will observe bright transients, in particular GRBs. These transients present very high flux variability on various timescales. Therefore, we have to ensure that the temporal response of ECLAIRS will be sufficient to handle the high count rates of these sources without major dead time losses. The electronics chain is designed to ensure less than 5% of dead time for a count rate of 12500 counts/s/sector corresponding to the brightest GRBs observed so far, scaled to the ECLAIRS geometry. The aim of this work was to investigate the impact of the instrumental parameters on the fraction of lost events and to derive a simple model to correct data for dead time. The dead time has been calculated for several source count rates and numbers of illuminated modules. Then, we established an analytic model of the dead time depending on the measured SE-to-MEC event ratio, the number of illuminated modules and the duration of the coincidence window. The application of this model to a realistic lightcurve of a very bright GRB enables us to ensure that the model can properly correct the data. The average count

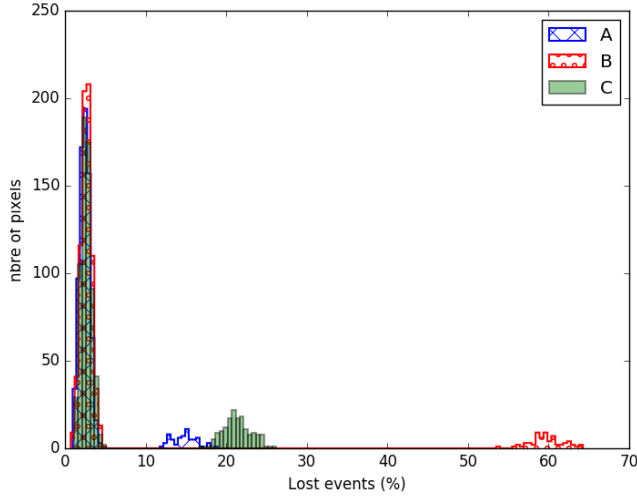


Fig. 12 Histogram showing the evolution of the fraction of lost events over the 800 pixels with the occurrence of one or several noisy pixels: *A* - 2 pixels are noisy with a count rate of 2000 counts/s/pixel, - *B*, 2 pixels are noisy with a count rate of 18000 counts/s/pixel - *C*, 5 pixels are noisy with a count rate of 3000 counts/s/pixel.

rates are expected to be below 1 count/s/pixel outside the detection of bright transients. So, dead time should not be an issue in most of the cases and will not have a serious impact on the collected data. Our results also show that the temporal response of the readout electronics is unlikely to perturb the work of the UGTS onboard. We are aware that ECLAIRs will be able to detect other types of high energy transients, some of them displaying large flux variability on various timescales. Thus, we plan to consider for instance Soft Gamma-ray Repeaters in our simulations to further test our dead time model. The temporal response also depends on the performances of the detectors and some complications like noisy pixels will also affect the dead time.

Acknowledgements This work is supported by the CNES and the région Midi-Pyrénées.

References

1. A.I. MacFadyen, S.E. Woosley, Collapsars: Gamma-ray bursts and explosions in failed supernovae, *The Astrophysical Journal* **524**(1), 262 (1999)
2. G. ray burst Monitor, fermi, ligo collaboration, virgo collaboration, et al., Gravitational waves and gamma-rays from a binary neutron star merger: Gw170817 and grb 170817a, *The Astrophysical Journal Letters*, 848:L13 (27pp) (2017)
3. J. Paul, J. Wei, S. Basa, S.N. Zhang, The chinese-french svom mission for gamma-ray burst studies, *Comptes Rendus Physique* **12**(3), 298 (2011)
4. O. Godet, G. Nasser, B. Cordier, P. Mandrou, D. Barret, H. Triou, R. Pons, C. Amoros, S. Bordon, O. Gevin, et al., in *SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation* (International Society for Optics and Photonics, 2014), pp. 914,424–914,424

5. D. Yongwei, W. Bobing, L. Yanguo, Z. Yongjie, Z. Shuangnan, Svom gamma ray monitor, Science China, Physics, Mechanics and Astronomy (2009)
6. D. Götz, C. Adami, S. Basa, V. Beckmann, V. Burwitz, R. Chipaux, B. Cordier, P. Evans, O. Godet, R. Goosmann, N. Meidinger, A. Meuris, C. Motch, K. Nandra, P. O'Brien, J.P. Osborne, E. Perinati, A. Rau, R. Willingale, K. Mercier, F. Gonzalez, in *Proceedings of Swift: 10 Years of Discovery (SWIFT 10), held 2-5 December 2014 at La Sapienza University, Rome, Italy, id.74* (2014), p. 74
7. W. Tianzhou, Y. Qiu, C. Hongbo, D. Jingsong, A fast onboard star-extraction algorithm optimized for the svom visible telescope, Science China, Physics, Mechanics and Astronomy (2009)
8. T. Feng, Z. Du, Y. Sun, J. Wei, J. Bi, J. Liu, in *Big Data (BigData Congress), 2017 IEEE International Congress on* (IEEE, 2017), pp. 224–231
9. J. Wei, B. Cordier, S. Antier, P. Antilogus, J.L. Atteia, A. Bajat, S. Basa, V. Beckmann, M. Bernardini, S. Boissier, et al., The deep and transient universe in the svom era: new challenges and opportunities-scientific prospects of the svom mission (2016)
10. G. Nasser, Characterization of modules of the eclairs' detection plane for the mission svom. Ph.D. thesis, Université de Toulouse, Université Toulouse III-Paul Sabatier (2015)
11. O. Gevin, P. Baron, X. Coppolani, F. Daly, E. Delagnes, O. Limousin, F. Lugiez, A. Meuris, F. Pinsard, D. Renaud, Idef-x eclairs: A cmos asic for the readout of cdte and cdznte detectors for high resolution spectroscopy, IEEE Transactions on Nuclear Science **56**(4), 2351 (2009)
12. J. Yadav, R. Misra, J.V. Chauhan, P. Agrawal, H. Antia, M. Pahari, D. Dedhia, T. Katoch, P. Madhwani, R. Manchanda, et al., Astrosat/laxpc reveals the high-energy variability of grs 1915+ 105 in the χ class, The Astrophysical Journal **833**(1), 27 (2016)
13. H.A. Krimm, S.T. Holland, R.H. Corbet, A.B. Pearlman, P. Romano, J.A. Kennea, J.S. Bloom, S.D. Barthelmy, W.H. Baumgartner, J.R. Cummings, et al., The swift/bat hard x-ray transient monitor, The Astrophysical Journal Supplement Series **209**(1), 14 (2013)
14. D.M. Palmer, S. Barthelmy, N. Gehrels, R. Kippen, T. Cayton, C. Kouveliotou, D. Eichler, R. Wijers, P. Woods, J. Granot, et al., A giant γ -ray flare from the magnetar sgr 1806–20, Nature **434**(7037), 1107 (2005)
15. G.F. Knoll, *Radiation detection and measurement* (John Wiley & Sons, 1989)
16. S. Agostinelli, et al., Geant4 user's guide for application developers, dec. 2010, Nucl. Instr. Meth. A **506**, 250 (2003)
17. T. Piran, et al., Variability in gamma-ray bursts: a clue, The Astrophysical Journal **485**(1), 270 (1997)
18. C. Meegan, G. Lichti, P. Bhat, E. Bissaldi, M.S. Briggs, V. Connaughton, R. Diehl, G. Fishman, J. Greiner, A.S. Hoover, et al., The fermi gamma-ray burst monitor, The Astrophysical Journal **702**(1), 791 (2009)
19. M.S. Briggs, W.S. Paciesas, G.N. Pendleton, C.A. Meegan, G.J. Fishman, J.M. Horack, M. Brock, C. Kouveliotou, D.H. Hartmann, J. Hakkila, Batse observations of the large-scale isotropy of gamma-ray bursts, The Astrophysical Journal (1996)
20. S. Antier-Farfar, The gamma-ray detection by eclairs telescope for the french mission svom. Ph.D. thesis, Université Paris-Saclay (2016)

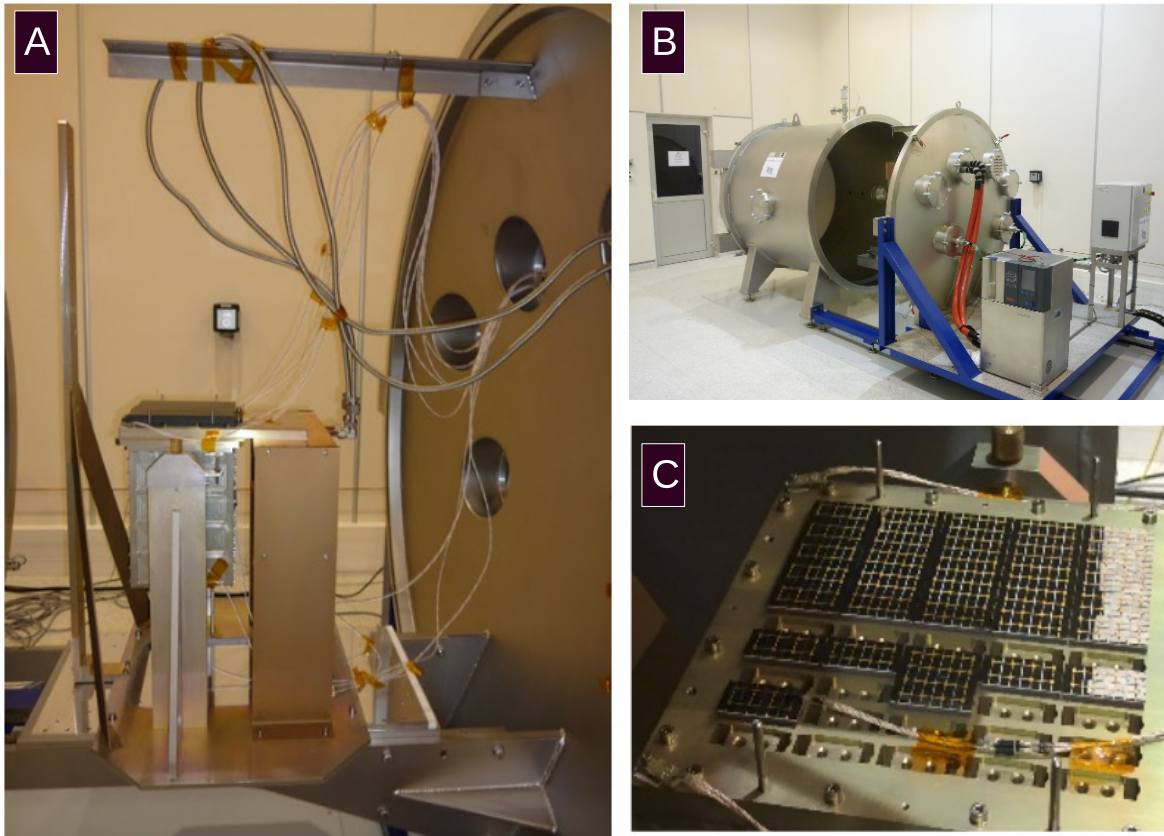


FIGURE 3.21 – *A - Prototype d'ECLAIRS comprenant une potence pour le porte source, un secteur et son électronique de lecture dans une enceinte de test, B - Cuve régulée en pression et en température. C - Plan de détection composé d'un secteur de 25 modules et d'un secteur partiellement peuplé comptant 7 modules.*

3.7 Validation du modèle de temps mort avec le ProtoDPIX

3.7.1 Les moyens de tests : le ProtoDPIX

Le protoDPIX est le prototype du plan de détection d'ECLAIRS et est situé au CNES à Toulouse. Ce prototype représente un huitième de la caméra constitué d'un secteur contenant 25 modules XRDPIX et d'un secteur partiellement peuplé de 7 modules (Figure 3.21 C). Un boîtier ELS contient l'électronique de lecture qui assure la lecture des 25 modules du secteur peuplé (partie A Figure 3.21). Ce prototype est placé dans une cuve régulée en pression et en température (B Figure 3.21) et est illuminé par une source radioactive placée sur une potence au dessus du plan et centrée entre les deux secteurs. La distance entre la source et le plan de détection est réglable, permettant de moduler les taux de comptage.

3.7.2 Simulations des comptages

La source utilisée pour les tests est une source de ^{241}Am d'activité $A_0 = 2.14 \text{ MBq}$ à la date du 04/08/2009 (avec une incertitude de $\pm 5\%$). Un spectre de cette source est présentée en Figure 4.3. Le temps de demi-vie $t_{\frac{1}{2}}$ est de 432 ans pour cette source et l'activité peut se calculer ainsi :

$$A_1 = A_0 \times \exp(-\lambda \Delta t) \quad \text{avec} \quad \lambda = \frac{\ln 2}{t_{\frac{1}{2}}} \quad (3.26)$$

avec Δt étant le temps entre la date initiale et la date du test. L'activité de la source à la date des tests, c'est-à-dire le 23/05/2018 est de $A_1 = 2.1 \text{ MBq}$.

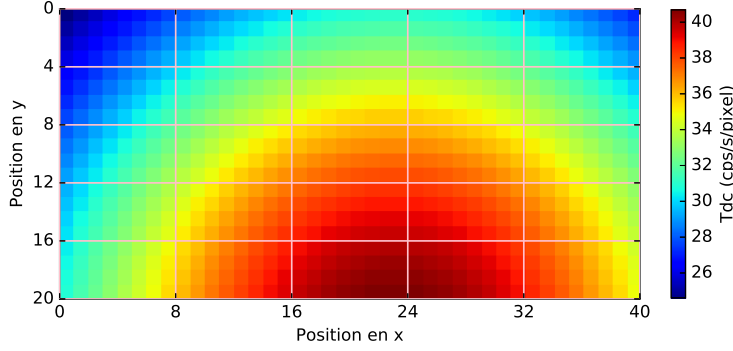


FIGURE 3.22 – Estimation des taux de comptage sur le plan de détection du prototype d'ECLAIRS pour une source placée à 20 cm du plan de détection.

Du fait de la distance entre la source et le plan de détection, l'angle d'incidence du rayonnement doit être pris en compte. Le calcul de l'angle solide donne : $\Omega_{det} = \frac{S_{det}}{d^2} \cos \theta$ avec S_{det} , la surface d'un détecteur, d la distance à la source et θ l'angle entre la direction du pixel et la verticale de la source. Notons Z , la distance du pixel à la verticale de la source, $Z = d \cos \theta$, le taux de comptage pour chaque pixel peut être calculé tel que :

$$C_r = A_1 \frac{\Omega_{det}}{4\pi} \sum_i p_i \epsilon(E_i) \quad (3.27)$$

$$C_r = A_1 \frac{S_{det}}{Z^2} \cos^3 \theta \times \frac{1}{4\pi} \sum_i p_i \epsilon(E_i)$$

avec $\epsilon(E_i)$ étant l'efficacité quantique à l'énergie des raies E_i . De façon simplifiée, nous prendrons une émission photonique de 0.26 entre 11.9 et 22.2 keV, 0.02 à 26.3 keV et 0.33 à 59.54 keV. Ainsi, pour une désintégration de ^{241}Am , 0.61 photon sort du plexiglas entourant la source (voir Figure 4.19). Le calcul du taux de comptage peut être simplifié tel que :

$$C_r = 7.77 \cdot 10^{-7} \frac{A_1 \cos^3 \theta}{Z^2} \quad (3.28)$$

Cette équation nous permet d'estimer par exemple un taux de comptage $C_r = 40.6$ cps/s/pixel pour le pixel placé à la verticale de la source ($\theta = 0$ deg) si cette dernière est située à 20 cm au dessus du plan de détection et un taux de comptage $C_r = 24.6$ cps/s/pixel pour le pixel le plus lointain (position (0,0), Figure 3.22), situé à $d = 128$ mm et formant un angle de $\theta = 15.9$ deg avec la verticale de la source.

La Figure 3.22 montre le taux de comptage attendu pour chaque pixel pour une source placée à 20 cm au dessus du plan de détection selon l'estimation réalisée à l'aide de l'équation 3.28. Cette simulation sera la carte de référence pour le calcul du temps mort effectué dans la suite.

3.7.3 Tests et résultats

Pour rappel, le modèle de temps mort dépend de deux paramètres : le nombre de modules illuminés (N_{illu}) et le rapport SE-sur-MEC (r) pour une fenêtre de coïncidence ACD fixée, ici à $5 \mu\text{s}$ (voir section 3.6). La formule analytique de correction du temps mort a été établie telle que p représente la fraction d'événements perdus :

$$\ln(p) = \begin{cases} -0.05 \times N_{illu} + 3.95 - 0.97 \ln\left(\frac{ACD}{10} r\right) & : N_{illu} > 12 \\ -0.12 \times N_{illu} + 4.75 - 0.97 \ln\left(\frac{ACD}{10} r\right) & : N_{illu} \leq 12 \end{cases} \quad (3.29)$$

Pour faire varier le rapport r et donc le taux de comptage pour un même nombre de modules illuminés, deux hauteurs de source ont été choisies : la plus élevée possible ($Z = 45$ cm) et la plus proche ($Z = 20$ cm). Pour une position donnée, 4 tests ont été réalisés avec 25, 16, 12 et 6 modules actifs, les autres étant inhibés. Dans les deux cas, la configuration est telle que la température a été fixée à -20°C , la tension à -300 V,

la valeur de $t_{peaking}$ à $2.6 \mu\text{s}$. Le temps d'acquisition est de 30 min pour chaque test, ce qui permet d'avoir une bonne statistique et les paramètres AsicLimit et SectorLimit respectivement à 32 et 25 pour les raisons évoquées en Section 3.5.2.

Le test pour une hauteur de source de 45 cm n'a pas pu être exploité. Le module 12 du plan de détection présente un taux de comptage anormalement élevé (voir Figure 3.23). Les premières explications portent à croire que le registre ASIC n'est plus fonctionnel, mais les études sont encore en cours pour expliquer ce phénomène. Supprimer artificiellement les événements créés par ce module ne permet pas de calculer le temps mort correctement. En effet, les 32 pixels du module 12 ont un taux de comptage très élevé d'événements MEC créant des événements multiples fortuits avec tous les pixels du secteur. Le nombre d'événements simples est sous-estimé et le nombre d'événements multiples sur-estimé sur tout secteur, faussant le rapport r . Ce problème apparaît au premier test dès le début de l'acquisition comptant 25 modules et perdure jusqu'au dernier test comptant 6 modules.

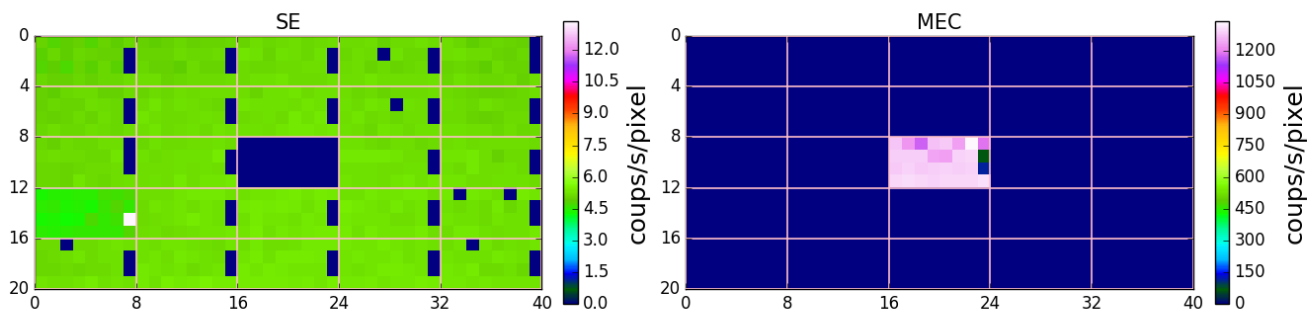


FIGURE 3.23 – *A gauche - Carte des taux de comptage des événements simples pour 25 modules illuminés dont le module 12 est défaillant. A droite - Carte des taux de comptage des MEC dans la même configuration. Les pixels 15 et 23 et les pixels dont le comptage est nul sont inhibés (voir Section 3.8.3).*

Le test pour une hauteur de source de 20 cm est le seul test permettant la validation du modèle analytique de temps mort. L'estimation des pertes sur le secteur a été réalisée pour chaque configuration d'illumination selon :

1. Vérification des comptages lors du test. Un pixel bruyant peut fausser les résultats (voir Section 3.8).
2. Calcul du nombre d'événements multiples fortuits (N_{MEC}) détectés (les événements issus de la fluorescence sont supprimés) lors du test par la chaîne électronique de lecture du prototype.
3. Calcul du nombre de SE (N_{SE}) détectés pour l'ensemble du secteur lors du test.
4. Estimation $C_r(i)$ pour chaque pixel (i) (Équation 3.28) du taux de comptage attendu normalisé au temps d'acquisition du test (30 min).
5. Sommer les taux de comptage estimés normalisés $L = \sum_i C_r(i)$. Dans cette étape, nous avons sélectionné uniquement les taux de comptage correspondant aux pixels présentant des détections pour le test, c'est-à-dire uniquement les pixels illuminés non inhibés.
6. Calcul du taux de perte : $p = 100 \times \frac{(N_{SE} + N_{MEC}) - L}{L}$

La Figure 3.24 présente le taux d'événements perdus en fonction du rapport r pour les résultats des mesures prises sur le prototype et les estimations analytiques (droites) réalisées dans la section 3.7.2. L'équation 3.29 montre que le pourcentage d'événements perdus et le rapport SE-sur-MEC suivent une relation linéaire en échelle logarithmique. Les résultats analytiques sont présentés comme des droites et les enveloppes colorées les barres d'erreurs à 1σ respectivement en bleu pour $N_{illu} = 6$, en vert pour $N_{illu} = 12$, en rouge pour $N_{illu} = 16$ et en jaune pour $N_{illu} = 25$.

Une source placée à 20 cm du plan induit un taux de comptage moyen de 25000 cps/s/secteur, à la limite de notre modèle. Chaque mesure réalisée est traduite par un point de la couleur correspondant au nombre de modules illuminés. Le zoom met en évidence que les données expérimentales sont incluses dans les barres d'erreur du modèle analytique permettant de valider ce dernier pour un taux de comptage et

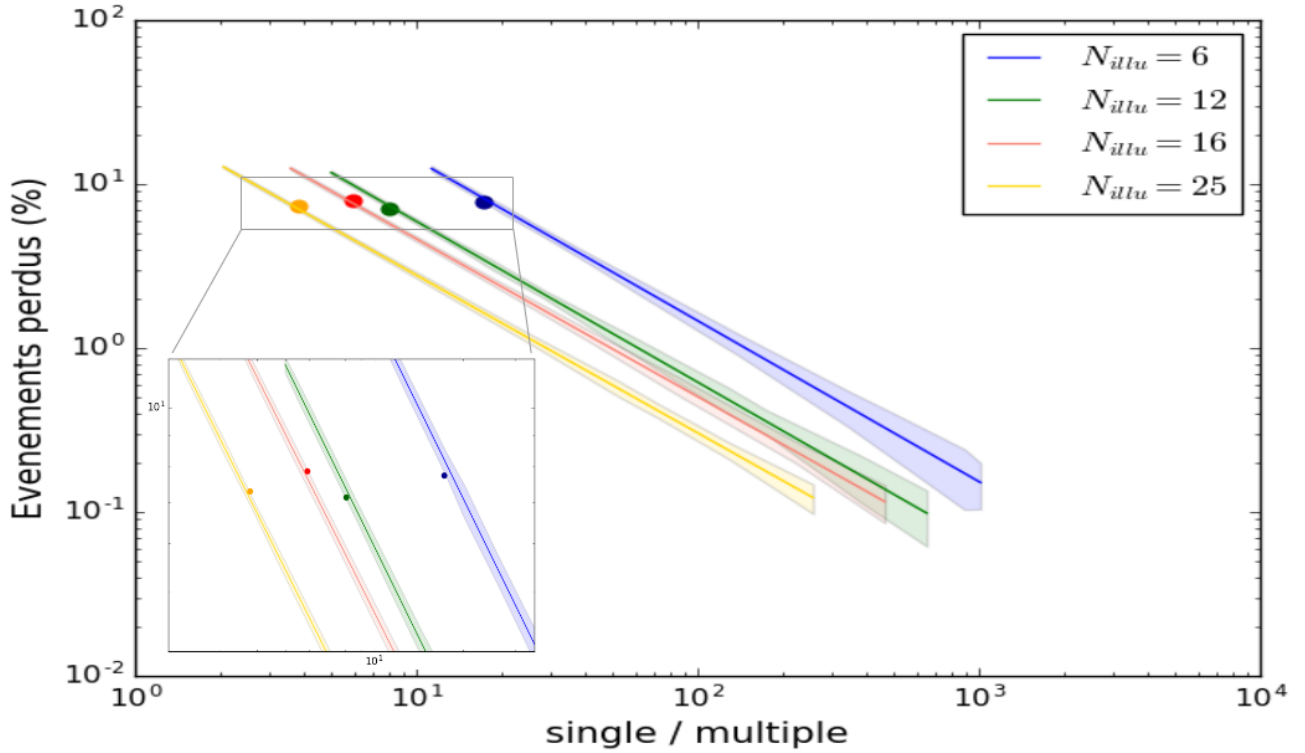


FIGURE 3.24 – Comparaison des estimations analytiques du temps mort en fonction du rapport r (droites) et des résultats expérimentaux (points) pour une source placée à 20 cm sur plan de détection et 4 configurations d’illumination (En bleu, 6 modules, en vert, 12 modules, en rouge, 16 modules, en jaune 25 modules.) des modules pour $HT = -300V$ et $t_{peaking} = 2.6 \mu s$. Les enveloppes correspondent aux erreurs à 1σ de événements perdus estimés par le modèle.

quatre configurations d’illumination de modules. Cette mesure à 20 cm permet de valider la limite haute de notre modèle mais n’est pas suffisante pour justifier de sa validité sur toute la gamme. Il faut noter que le temps mort n’est pas uniforme sur tout le secteur et que la zone à la verticale de la source est la plus affectée, car elle présente un taux de comptage plus élevé. La correction à l’aide de la formule analytique n’est donc pas valable sur une zone locale du secteur mais sur ce dernier en entier. Ce test met également en évidence que le rapport r , donc les taux d’événements multiples et d’événements simples correspondent également aux simulations. L’instrument ECLAIRS, qui est, rappelons-le, conçu pour fonctionner en mode comptage de photons, présente des comptages et une classification attendus.

Les campagnes de tests ont été nombreuses pour caractériser le prototype. Utiliser les tests destinés à d’autres mesures afin d’évaluer le temps mort a été envisagé. Cependant, la présence de pixels bruyants empêchant un comptage correct des voies (voir Section 3.8) pour certains tests ne permet pas l’utilisation de ces derniers pour la validation du temps mort. De plus, dans de très nombreux cas, les paramètres `AsicLimit` et `SectorLimit` ont été respectivement fixés à 2 et 1 pour prendre en compte dans le traitement des données uniquement les événements simples et les événements multiples de fluorescence. Cette paramétrisation entraîne de nombreux événements MEE et les MEC enregistrés sont issus de la fluorescence qui n’est pas comptée dans notre modèle. Ces tests ne sont donc pas viables pour valider notre modèle.

Les résultats présentés ci-dessus sont donc les seuls permettant de valider notre modèle. Il est cependant envisager de ré-itérer le test pour une hauteur à $Z = 45$ cm pour estimer le pourcentage de pertes pour des taux de comptage plus faibles.

3.8 Impact des pixels bruyants sur l'imagerie

3.8.1 Définition des pixels bruyants

Les pixels bruyants sont des pixels ayant des taux de comptage trop élevés par rapport aux taux attendus. Les pixels bruyants apparaissent aléatoirement et subitement sur le plan de détection et ont des caractéristiques temporelles non prévisibles. Ils peuvent être notamment dus à :

* Un courant de fuite élevé

Les détecteurs ayant un courant de fuite élevé (> 100 pA) sont considérés comme bruyants et présentent de mauvaises performances mais des intervalles de temps suivant une distribution poissonnienne comme attendue. Cependant, ces courants sont mesurés en amont et ces voies sont connues, ce qui permet de les inhiber pour éviter des mauvais comptages. De plus, le réglage des seuils bas permet le plus souvent de supprimer le bruit à bas niveau qui affecte ces voies.

* Instabilités des taux de comptages

Certaines voies présentent de grandes variabilités temporelles et des taux de comptages très variables, avec des profils temporels non reproductibles (voir Section 3.8.2). Ces variabilités se manifestent spectralement par des coups sous le seuil en formant un pic de bruit allant parfois jusqu'à 20 keV (Nasser, 2015).

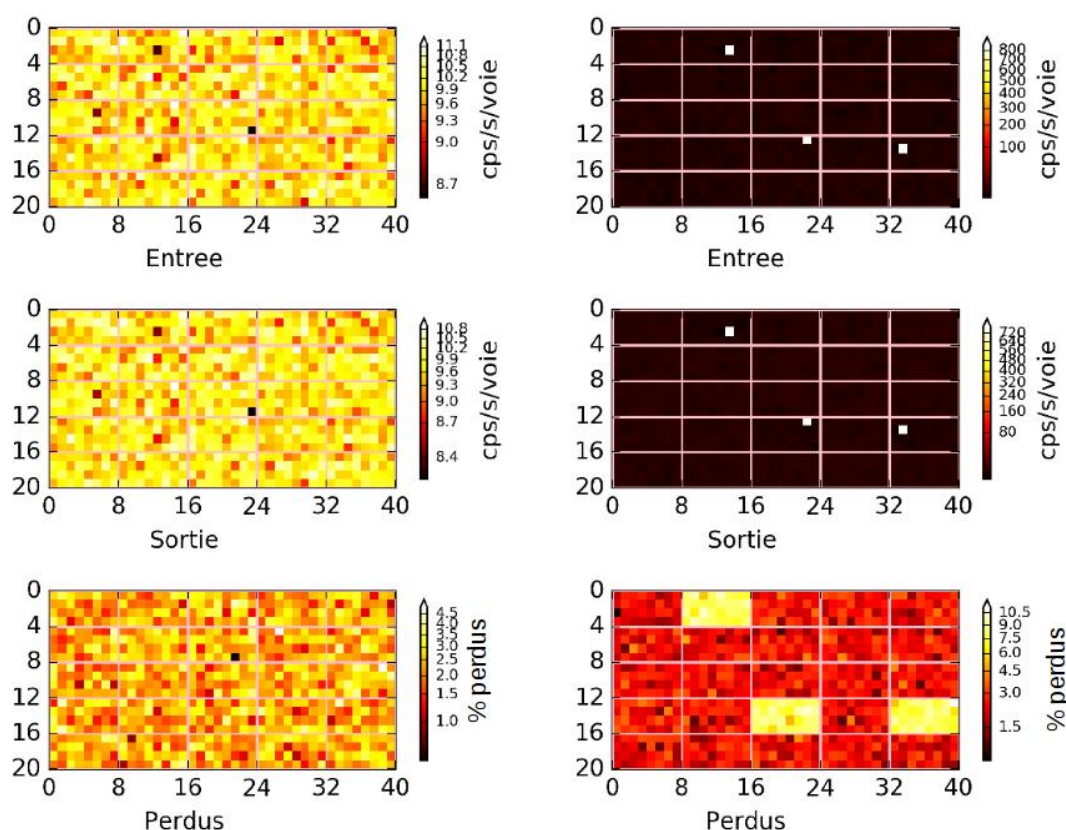


FIGURE 3.25 – *A gauche - Simulations des taux de comptage des événements simples et MEC sur un secteur avec de haut en bas : les taux en entrée du simulateur, les taux en sortie et les événements perdus pour un taux de comptage moyen de 10 cps/s/pixel sans pixel bruyant. A droite - Même simulation avec trois pixels bruyants ayant un taux de comptage de 800 cps/s/pixel sur trois modules différents pour un taux de comptage moyen de 10 cps/s/pixel. Les modules affectés de pixels bruyants ont un taux de pertes nettement supérieur aux autres.*

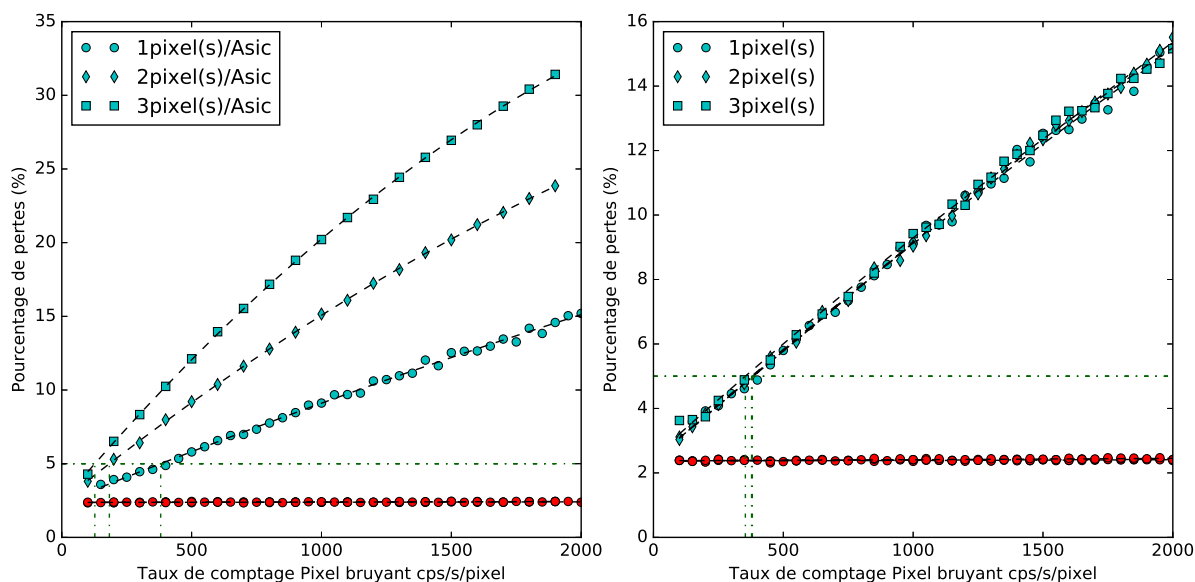


FIGURE 3.26 – *Pourcentage d'événements perdus en fonction du taux de comptage des pixels bruyants. A gauche - En rouge, le pourcentage de pertes sur le plan de détection pour les modules qui n'ont pas de pixels bruyants, en cyan, pourcentage de pertes sur les modules affectés de pixels bruyants (sans compter ceux-ci) pour un, deux ou trois pixels bruyants sur le même module d'un secteur. A droite - En rouge, le pourcentage de pertes sur le plan de détection sauf modules logeant les pixels bruyants, en cyan, le pourcentage de pertes des modules affectés de pixels bruyants (sans compter ceux-ci).*

3.8.2 Étude de l'évolution du temps mort sous l'influence de pixels bruyants avec ELSimulator

Les pixels bruyants sont imprévisibles et leur grand taux de comptage peut impacter celui des autres voies du secteur. Une étude a donc été réalisée afin d'estimer les impacts des pixels bruyants sur les comptages du secteur et trouver une solution adaptée pour préserver les comptages du plan de détection. Celle-ci a été faite sur la base du taux de comptage du prototype soit 10 cps/s/pixel pour une durée de 1 min pour une source située à 45 cm du plan. La Figure 3.25 à gauche montre les comptages caractéristiques sans pixel bruyant, avec de haut en bas, des simulations en entrée puis en sortie de ELSimulator et le pourcentage d'événements perdus. A droite, la même simulation a été réalisée avec l'apparition de trois pixels bruyants sur trois modules différents.

La Figure 3.25 présente les taux de comptage pour 3 pixels bruyants placés sur trois modules différents ayant chacun un taux de comptage de 850 cps/s/pixel. La présence des pixels bruyants montre une augmentation du temps mort sur les modules touchés par les pixels bruyants alors que les autres modules ne semblent pas affectés. Ceci s'explique par le fonctionnement de l'électronique de lecture, puisque cette dernière lit séquentiellement les modules. Le signal TRIG (voir Figure 3.6) des modules ayant des pixels bruyants monte dès la fin de la lecture de chaque événement car le pixel bruyant impose un grand taux de comptage au module et empêche les pixels de ce dernier de détecter pendant toute la phase d'attente de lecture puis le codage. Lorsque plusieurs pixels bruyants sont présents sur plusieurs modules, le taux d'événements multiples n'augmente pas sur le secteur car les pixels bruyants créent des événements multiples entre eux. Leur taux de comptage étant important, la probabilité que deux événements soient détectés dans la même fenêtre de coïncidence est plus grande pour les pixels bruyants. En revanche, si un unique pixel est bruyant, le taux d'événements multiples augmente sensiblement sur le secteur, car le pixel bruyant crée des événements multiples avec tous les pixels du secteur, mais cette augmentation dépend évidemment du taux de comptage du pixel bruyant. Cette perturbation des comptages sur les pixels non bruyants entraînent une classification de certains événements simples en MEC et ceci modifie le rapport r . Même si le temps mort du secteur n'est pas affecté, la modification du rapport r ne permet pas d'estimer la perte d'événements avec le modèle analytique proposé.

La Figure 3.26 conforte cette idée. Cette figure a été réalisée pour deux cas différents : à gauche pour 1, 2 ou 3 pixels bruyants sur un même module et à droite, 1, 2 ou 3 pixels bruyants répartis aléatoirement sur les 3 modules différents du secteur. Dans les deux cas, le pourcentage d'événements perdus est représenté en fonction du taux de comptage des pixels bruyants. En rouge, le temps mort a été calculé sur le secteur sans prendre en compte les modules logeant les pixels bruyants. En bleu ciel, le temps mort est calculé pour les modules avec pixels bruyants sans compter ces derniers.

Le temps mort sur les modules non affectés par les pixels bruyants est stable quelque soit le nombre de pixels bruyants sur le secteur, leur position ou leur taux de comptage. Quant aux modules affectés par les pixels bruyants, la Figure 3.26 à droite montre le total des pertes des modules comptant un pixel bruyant ne dépend pas du nombre de pixels bruyants sur le secteur. De plus, les pixels bruyants doivent atteindre un taux de comptage de 350 cps/s/pixel pour que le taux de pertes atteigne 5% sur ces modules. En revanche, lorsque plusieurs pixels bruyants sont présents sur le même module, le taux de pertes sur ce module augmente avec le nombre de pixels bruyants pour un taux de comptage donné comme nous nous y attendions. Il faut 183 cps/s/pixel pour 2 pixels bruyants et 127 cps/s/pixel pour 3 pixels bruyants pour obtenir un taux de perte de 5% en supposant que les pixels bruyants présentent le même taux de comptage.

3.8.3 Étude des pixels bruyants sur le prototype

Exemple de pixels bruyants

Nous avons étudié les propriétés des pixels bruyants observés sur le prototype dans plusieurs configurations de tension et $t_{peaking}$. La Figure 3.27 présente des exemples de courbes de lumière de pixels bruyants observés dans la configuration $HT = -450V$ et $t_{peaking} = 6.8 \mu s$ pour une source placée à 45 cm du plan et dont le taux de comptage attendu est approximativement 10 cps/s/pixel. Nasser (2015) a montré que cette configuration favorise l'apparition de pixels bruyants. Les pixels bruyants se manifestent majoritairement par des événements SE. La diversité de ces courbes de lumière montre le caractère temporel imprévisible des pixels bruyants, qui ont chacun un taux de comptage propre. Certaines voies deviennent bruyantes au cours de l'acquisition, d'autres voies ont un taux de comptage trop élevé tout le long, d'autres se stabilisent avec le temps. Le comportement temporel de ces pixels bruyants peut être couplé avec l'apparition d'un pic de bruit dans le spectre (voir Figure 3.28), malgré le SBN, seuil bas numérique (voir Table 3.1) fixé à 30, ce qui correspond approximativement à un seuil de détection de 8 keV.

L'imprévisibilité des pixels bruyants pose des problèmes de différentes sortes, entre autre :

- * De gestion des données : les pixels bruyants peuvent atteindre de très grands taux de comptage saturant les mémoires. Les pixels bruyants ne doivent pas remplir l'espace

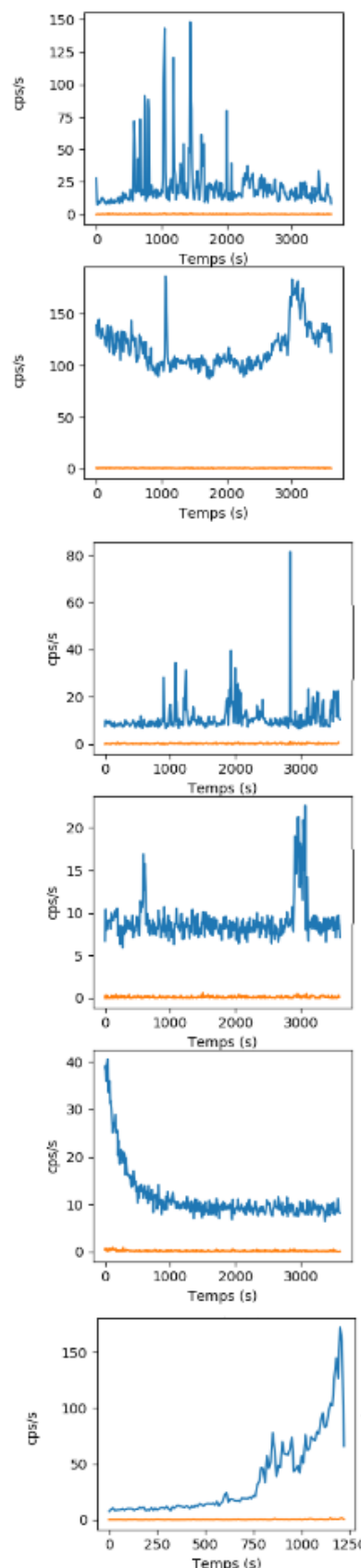


FIGURE 3.27 – Exemple de courbes de lumière (bin à 1 s), des SE (bleu) et des MEC (orange), de pixels bruyants $HT=-450 V$, $t_{peaking}=6.8 \mu s$, $T_{acquisition} = 1 h$, avec une source $d^{241}Am$ à 45 cm au dessus du plan.

alloué à cause de leur grand taux de comptage (atteignant parfois 10^3 cps/s/pixel) au détriment des autres événements.

- * Le temps mort : un pixel suffisamment bruyant entraîne un déficit de comptage sur son module et donc une perte d'information, possiblement conséquente, des événements provenant d'une source observée. De plus, il augmente le nombre d'événements MEC avec les autres voies du secteur et entraîne une perte de sensibilité en événement SE.
- * L'imagerie : un pixel bruyant peut affecter la bonne reconstruction des images du ciel et la détection des sources (voir Section 3.8).

L'étude que nous avons menée met en lumière les différents problèmes liés aux pixels bruyants. Dans un premier temps, le prototype a permis de mieux comprendre le comportement de ceux-ci et les conséquences sur les comptages du plan. Dans un second temps, nous abordons l'impact que peuvent avoir les pixels bruyants sur l'imagerie et les solutions trouvées pour y remédier.

La Figure 3.29 à gauche est un exemple illustrant la présence de pixels bruyants sur le prototype pour des comptages totaux réalisés sur le plan lors d'une acquisition d'une journée sans source dans la configuration $HT = -300$ V et $t_p = 2.6$ μ s. Cette configuration ne favorise pas la présence de pixels bruyants (Nasser, 2015). Alors que les comptages du secteur sont relativement homogènes (autour de 0.2 cps/s/pixel) comme attendu, le module 21 présente deux pixels bruyants dont le taux de comptage atteint 40×10^2 cps/s/pixel pour les deux voies. Par soucis de visibilité sur la carte, les taux de comptage de ces pixels sont mis à zéro. Les voies sur le pourtour du plan ont un taux de comptage légèrement plus élevé du fait qu'elles présentent une surface plus grande de détection et permettent de possibles interactions sur leur tranche. Il faut ajouter que les voies 15 et 23 des modules ont un taux de comptage supérieur aux autres voies du plan. Ce phénomène sera présenté dans la section suivante. De plus, les voies ayant un taux de comptage à 0 sont coupées ($SBN = 63$) car elles sont considérées comme bruyantes dès le début de l'acquisition. Comme le prédisent les simulations, le module 21 en entier est affecté par le temps mort provoqué par les pixels bruyants de ce module alors que le reste du secteur possède un taux de comptage homogène.

Diaphonie entre les voies

La diaphonie est un couplage électrique des voies pouvant induire des effets temporels ou spectraux. Dans le cas du plan de détection d'ECLAIRS, cette diaphonie est particulièrement importante entre les voies 15 et 23 du modules avec son voisin de droite comme le montre la Figure 3.29 à gauche. Le taux de comptage des événements MEC de ces voies est d'une part plus important que les autres mais d'autre part dépend de la position de ces voies sur le plan de détection. Ceci se vérifie dans toutes les configurations de tension et de temps de peaking.

La dépendance du taux de comptage de ces voies en fonction des colonnes précédentes est visible sur cette même figure. L'effet d'avalanche y est nettement remarquable quand les voies 15 et 23 de la colonne 4 présentent un taux de comptage de 0.3 cps/s/pixel et celles de la première colonne 1 cps/s/pixel. Les voies 15 et 23 de la dernière colonne comptent normalement car aucune colonne n'est présente à leur droite pour influencer leur taux de comptage. Alors que pour une même colonne, les voies 15 et 23 des modules présentent le même taux de comptage, les voies 15 et 23 du module 20 (en bas à gauche) comptent sensiblement moins que les autres (0.72 cps/s/pixel au lieu de 1 cps/s/pixel). Ceci est dû au fait que l'ensemble des voies du module

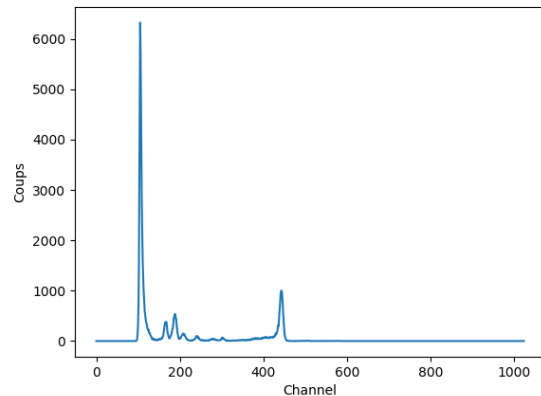


FIGURE 3.28 – Spectre des événements simples en canaux d'un pixel bruyant dû à l'apparition du pic de bruit dans la configuration $HT = -450$ V, $t_{peaking} = 6.8$ μ s pour une durée d'acquisition d'une heure.

21 situé à sa droite est affecté du temps mort à cause d'un pixel bruyant. Le taux de comptage étant plus faible, les voies 15 et 23 du module 20 comptent moins.

Cette diaphonie est due à un effet de rayonnement induit par le module situé à droite dont les fréquences parasites sont détectées et amplifiées par le câble de haute tension qui est commun à la ligne du secteur et qui vient se distribuer sur chaque module grâce à un point de contact entre les voies 15 et 23 (voir Figure 2.12). Ce phénomène d'avalanche explique pourquoi les voies 15 et 23 de la colonne de droite ne sont pas affectées et celles de la colonne de gauche ont un taux de comptage plus important. Les voies 15 et 23 comptent majoritairement des événements MEC, ce qui permet de ne pas perturber les comptages pour l'UGTS.

Pour palier à ce phénomène, quelques solutions ont été proposées. Le premier est le blindage du fil de tension qui capte les parasites et les amplifie. Malgré ce blindage de la ligne à haute tension, le rayonnement est suffisamment intense pour continuer à générer cette diaphonie. De plus, des essais réalisés par les électroniciens ont démontré que ce phénomène peut aussi apparaître sur des modules n'appartenant pas au secteur. Un module a été fixé à droite de la dernière colonne du secteur et a été relié à une autre électronique de lecture. Le fait que les voies 15 et 23 du module adjacent de la dernière colonne présentent un excès de comptage montre que la présence d'un autre secteur proche du premier engendrera une diaphonie entre secteur. Dès lors, il est probable que cet effet de diaphonie affecte l'ensemble du plan de détection, ce qui sera un véritable problème dans des conditions de vol, car les voies 15 et 23 de la première colonne auront des taux de comptage beaucoup trop importants. De plus, comme les secteurs sont indépendants, il sera compliqué de post-traiter les données pour classer ces événements.

La solution d'inhiber simplement les voies 15 et 23 concernées cause une perte de 5% des voies sur un secteur et pourrait en plus créer des motifs indésirables pour l'imagerie. Dès lors, une modification du codage des événements peut être la solution ou une nouvelle paramétrisation de l'ASIC selon son concepteur. Mais ces deux points sont en cours d'investigation pour l'instant.

Effet de colonne

La Figure 3.29 à droite montre pour une journée d'acquisition sans source dans la configuration $HT = -450\text{ V}$ et $t_{peaking} = 6.8\ \mu\text{s}$, la carte des taux de comptage totaux du plan de détection. Comme précédemment, les pixels les plus bruyants ($> 2\text{ cps/s/pixel}$) sont mis artificiellement à zéro pour plus de visibilité. Les modules ayant des taux de comptages plus faibles ont au moins un pixel bruyant et donc sont affectés par le temps mort, comme nous l'avons déjà vu précédemment. De la même manière, les pixels 15 et 23 ont des taux de comptage trop élevés. Le module 24 présente un dysfonctionnement ne permettant pas de prise de données. Ceci étaye l'idée que lorsque le module de droite est coupé, les voies 15 et 23 comptent normalement, ce qui est nettement visible ici.

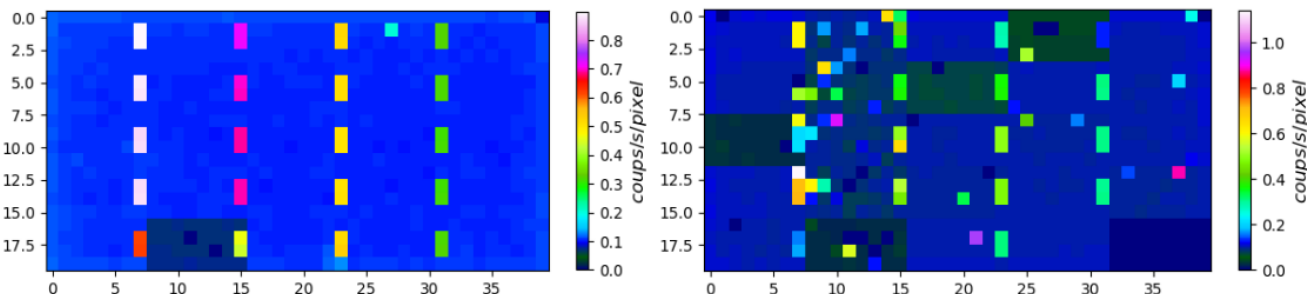


FIGURE 3.29 – Cartes des comptages totaux du prototype pour 24 h d'acquisition sans source à -20°C à vide : A Gauche - dans la configuration $HT = -300\text{V}$, $t_{peaking} = 2.6\ \mu\text{s}$ A droite - dans la configuration $HT = -450\text{V}$, $t_{peaking} = 6.8\ \mu\text{s}$.

L'effet de colonne se caractérise par l'apparition d'un ou plusieurs pixels bruyants qui engendrent des instabilités sur toute la colonne de modules XRDPIX (ici deuxième colonne). Ces tests ont montré que

la coupure du pixel responsable de l'effet permet l'abaissement des taux de comptage des pixels devenus bruyants de la colonne et ainsi la stabilisation du plan. Cet effet de colonne s'est manifesté dans différents tests mais toujours dans des configurations favorisant l'apparition de pixels bruyants, ce qui permet de penser que dans une configuration nominale de tension et de $t_{peaking}$ cet effet peut être minimisé. Ce phénomène est assez difficile à expliquer car aucune liaison mécanique ou électrique ne permet de justifier la communication des pixels sur une même colonne.

Coupure des pixels bruyants

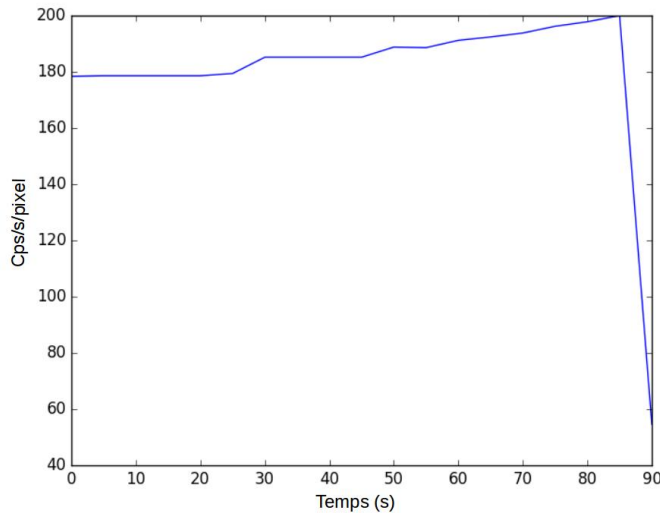


FIGURE 3.30 – Exemple de coupure du logiciel de coupure des pixels bruyants pour un seuil de 200 cps/s/pixel pour un test réalisé sur un pixel avec le Vtest.

dernier permet une stabilisation des comptages.

Pour valider ce logiciel de coupure, un test a été mis en place grâce au Vtest qui permet d'injecter une charge sur des pixels choisis sans mettre les ASICs ON. Le Vtest est injecté sur une voie avec un taux de comptage initial de 180 cps/s/voie qui augmente progressivement jusqu'à 200 cps/s/voie (voir Figure 3.30). Le seuil étant fixé à 200 cps/s/voie, le test a été permis de confirmer que le pixel était bien coupé au bout d'une fenêtre fixée ici à 5 s avec un taux de comptage supérieur à 200 cps/s/voie. Ce logiciel permet pour les tests du prototype de s'assurer de la validité des comptages sur toute la durée du test.

Une fois le logiciel de coupure validé, il a été implémenté dans le cadre de tests sur le prototype. Un exemple de courbe de lumière d'un pixel bruyant est présenté en Figure 3.31 lors d'un test effectué sur 1h dans la configuration $HT = -450V$, $t_{peaking} = 6.8 \mu s$ à $-20^\circ C$ sous vide. Dans le cadre de ce test, le seuil de coupure est représenté en noir pointillé et vaut 200 cps/s/pixel et les moyennes des taux de comptage par pixel sont estimées par pas de 10 s. La courbe de lumière des SE est en moyenne supérieure à ce seuil de coupure. Au bout de 10 s, le pixel est donc coupé.

Dans le cadre des tests réalisés sur le prototype, les taux de comptage sont connus et stables, car les événements sont issus d'une source radioactive. Fixer le seuil de coupure à 3 fois les taux de comptage moyen doit nous prémunir des effets

Pour s'assurer de la stabilité des comptages sur le plan de détection pendant la campagne d'essais sur le prototype, un logiciel de coupure des pixels bruyants, qui préfigure celui qui sera implémenté dans l'UGTS, a été mis en place pour les tests du prototype. Le taux de comptage d'événements simples de chaque pixel est calculé en moyenne sur 10 s et s'il dépasse un seuil de coupure pré-défini, le pixel est inhibé, c'est-à-dire que son SBN sera mis à 63. Le logiciel lit les pixels dans l'ordre numérique, ce n'est donc pas forcément le pixel le plus bruyant qui est coupé en premier. Ceci a une importance, car dans le cas d'un effet de colonne par exemple, de nombreux pixels peuvent être coupés avant celui qui est responsable des instabilités, alors que seule la coupure de ce

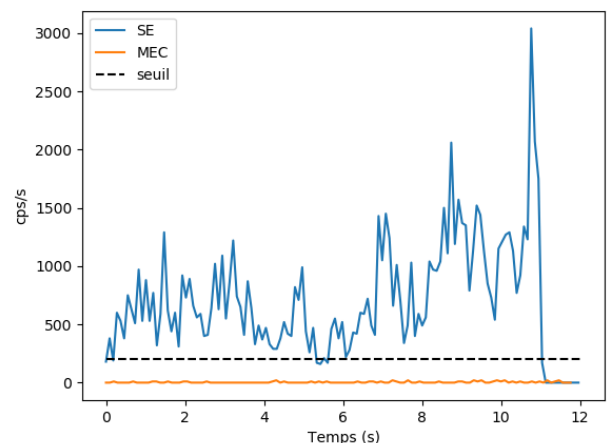


FIGURE 3.31 – Courbe de lumière d'un pixel bruyant coupé par le logiciel de coupure. En bleu : courbe de lumière des SE. En orange : courbe de lumière des MEC.

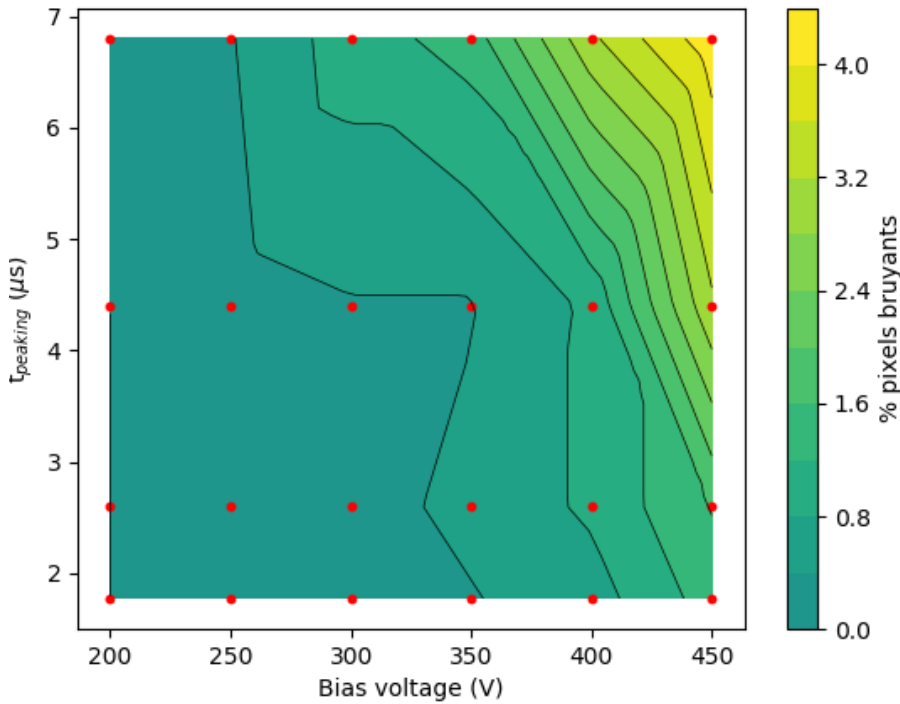


FIGURE 3.32 – Carte de l'évolution de la statistique de voies instables avec la tension de polarisation et le $t_{peaking}$.

indésirables des pixels bruyants. Ainsi, le seuil est fixé à 30 cps/s/pixel pour une source de ^{241}Am située à 45 cm du plan, cette configuration de tests assurant un taux de comptage moyen de 10 cps/s/pixel. Comme dans les exemples de courbes de lumière présentés précédemment (voir Figure 3.27), certains pixels sont instables durant une très courte période de temps. C'est pour cette raison qu'il ne faut pas couper les pixels dès que leur taux de comptage dépassent un seuil de coupure et qu'il faut ajuster correctement la fenêtre temporelle sur laquelle le taux de comptage est mesuré. Ceci permet de conserver actif le maximum de pixels en éliminant les plus instables.

Pixels bruyants et configurations

Nasser (2015) a montré que certaines configurations favorisent les instabilités de comptage. Précédemment, nous avons vu que le courant de fuite, pouvant créer des voies instables, dépend de la tension et du $t_{peaking}$. C'est pourquoi, il est nécessaire d'estimer l'influence de ces deux paramètres sur le pourcentage de voies instables.

24 configurations ont été testées sur le prototype avec une tension entre -450 V et -250 V avec un pas de 50 V et des $t_{peaking}$ égaux à 1.7, 2.6, 4.4 et $6.8\ \mu\text{s}$. Dans cette étude, il faut préciser que les voies 15 et 23 ne sont pas comptabilisées, car leur diaphonie ne permet pas de justifier leur caractère bruyant. L'estimation du taux de voies instables a été effectuée en comptant le nombre de voies parmi les 750 restantes pour chaque configuration dont la variabilité de la courbe de lumière est supérieure en au moins un point à $3\ \sigma$ du taux de comptage estimé, soit 10 cps/s/pixel pour une source placée à 45 cm du plan de détection pour ces tests.

La Figure 3.32 présente pour 24 couples HT/ $t_{peaking}$ le pourcentage de voies dites bruyantes. Un ré-échantillonnage de l'espace des paramètres et une interpolation de données permettent l'amélioration de la résolution. Tous les tests ont été réalisés avec une source de ^{241}Am dont l'activité est de 2 MBq et qui est située à 45 cm au dessus du plan de détection et le temps d'acquisition est fixé à 1 h, permettant d'obtenir une très bonne statistique pour un SBN de 16 (seuil approximativement à 4 keV). Pour les configurations comptant des pixels bruyants, certains d'entre eux sont présents à chaque fois.

Le pourcentage de voies bruyantes est plus important pour les régions à fortes polarisations et forts $t_{peaking}$. La fraction de voies bruyantes, c'est-à-dire ici les voies dont le pic de bruit est visible dans les spectres mesurés pour un SBN égal à 16, sont plus nombreuses pour de grands $t_{peaking}$ et tensions. Dans ces régions, le courant de fuite domine le bruit électronique et donc le seuil bas. Nasser (2015) a montré

que cette dispersion est expliquée par des caractéristiques I-V non linéaires pour quelques détecteurs qui présentent des courants de fuite élevés (> 200 pA).

3.8.4 Influence sur l'imagerie

Principe de déconvolution

Avant de présenter l'influence des pixels bruyants sur l'imagerie et l'étude réalisée, il est important de préciser la méthode de détection et de localisation sur le plan de détection d'ECLAIRS. L'unité de traitement scientifique, l'UGTS, est en charge de la détection et de la localisation sur le plan de détection des sursauts gamma (voir Section 1.4.2). Pour ce faire, elle possède deux algorithmes de détection se basant respectivement sur les taux de comptage (*Trigger Taux de comptage*) et sur l'imagerie. Le *trigger* taux de comptage est plutôt adapté à la localisation sur le plan de détection de sursauts courts ou qui présentent des variations temporelles rapides, tandis que le *trigger* image est plus adapté à la détection des sursauts longs. Ces deux algorithmes complémentaires ont été pensés pour minimiser le taux de fausses alertes en fixant un seuil de repointage optimal. De plus, ils doivent permettre la détection de tous types de sursauts, peu importe leurs caractéristiques et avoir une précision de localisation sur le plan de détection la plus fine possible quelque soit le bruit de fond. Finalement, le temps de calcul doit être suffisamment court pour obtenir des résultats en temps quasi-réel. Le détail des fonctionnalités des deux déclenchements peuvent être trouvé dans Schanne *et al.* (2013).

Le *trigger* image est optimisé pour la détection de sursauts pouvant atteindre une durée allant jusqu'à 20 min. L'image des coups enregistrés sur le plan de détection est construite sur plusieurs échelles de temps (de 20 secondes à 20 min) et quatre bandes en énergie entre 4 et 150 keV. Ces bandes configurables permettent d'être sensibles à une large gamme en énergie autour de E_{peak} et sont traitées séparément.

Les matrices des coups sont construites en accumulant les données sur 20.48 s, correspondant au temps de rafraîchissement du déclenchement. Une correction du bruit de fond cosmique en rayons X, considéré comme connu, est établi en le soustrayant à la matrice des coups obtenus. Cette nouvelle matrice subit ensuite une déconvolution avec les matrices issues du motif du masque pour former l'image du ciel (S_C) et la matrice de variance (S_V). Du fait du rapport $\frac{m}{d} = 2.6$, le masque redimensionné possède 120×120 éléments alors que le masque physique possède 46×46 éléments. Les images accumulées sur 20.48 s ainsi obtenues sont sommées sur des tranches temporelles de 20.48 s à 20 min pour construire l'image du ciel à plus longue échelle. L'image en SNR est calculée selon :

$$SNR_{image} = \max \left(\frac{S_C(i, j)}{\sqrt{S_V(i, j)}} \right) \quad (3.30)$$

Un excès est ensuite recherché dans l'image en SNR. Les coordonnées (x,y) du pixel (i,j) ayant le plus grand SNR_{image} sont comparées aux positions de sources connues. Si l'excès (x_{max}, y_{max}) ne correspond pas à la position d'une source répertoriée et qu'il est supérieur à un des deux seuils d'alerte et l'UGTS considère qu'il s'agit d'une nouvelle source transitoire.

Les deux seuils ont été fixés afin de trouver un compromis entre le taux de fausses alertes toléré pour le repointage du satellite et la performance de sensibilité de l'instrument. Ainsi, si SNR_{max} est supérieur au seuil noté N_A , une alerte est transmise au sol. En revanche, si le SNR_{max} est supérieur au seuil noté N_S , un repointage du satellite est réalisé. Les seuils N_A et N_S sont fixés respectivement à 6.5 et 10 (Antier-Farfar, 2016) pour le moment et seront ajustés en vol pendant la phase de vérification des performances.

Simulations de pixels bruyants

Les simulations ont été effectuées avec l'aide d'Aleksandra Gros (CEA), qui a développé l'algorithme de reconstruction d'images pour l'instrument ECLAIRS. Les simulations ont été effectuées sur les huit secteurs du plan de détection avec pour chacun un bruit de fond plat, c'est-à-dire un taux de comptage de 10 cps/s/pixel, correspondant au taux de comptage du prototype, sur tout le plan de détection pour une acquisition de l'ordre de 10 min. La simulation intègre ensuite une source sur l'axe optique du plan, placée

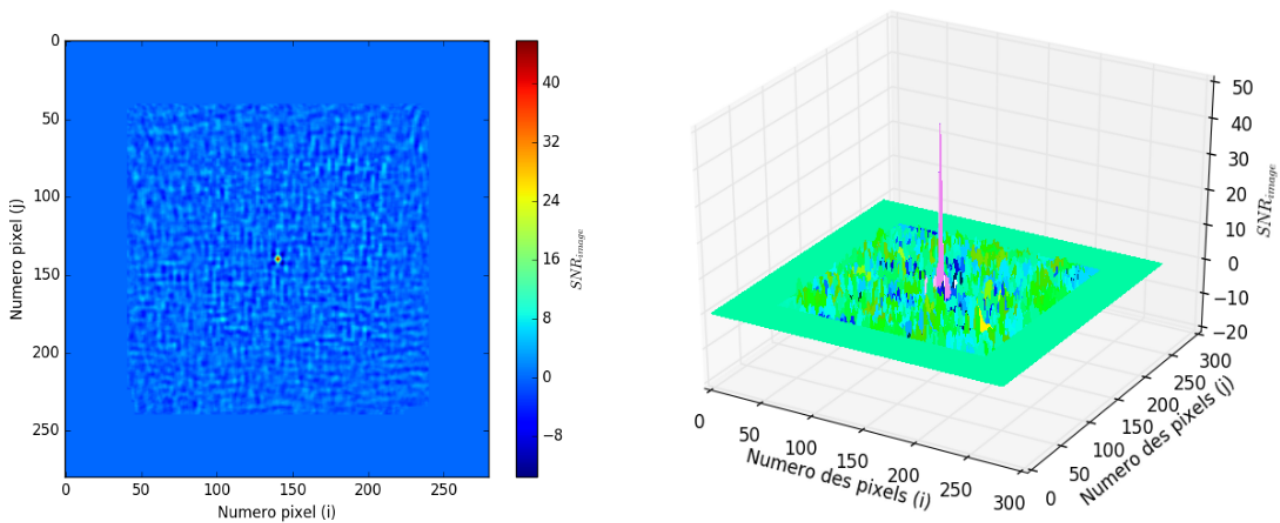


FIGURE 3.33 – *A gauche - Représentation de l'image reconstruite du plan de détection avec une source centrée avec un bruit de fond plat de 10 cps/s/pixel. A droite - Représentation en SNR_{max} avec au centre le pic de la source.*

à l'infini. La Figure 3.33 représente à gauche en 2D et à droite en 3D l'image déconvoluée de la source pour un bruit de fond plat. Le SNR n'a pas de raison d'être toujours positif, si le bruit de fond est corrigé correctement avant la déconvolution, il sera distribué autour de zéro avec autant de valeurs positives que négatives.

La prise en compte des pixels bruyants a été effectuée en deux parties :

- * **Simulation des pixels bruyants** : La simulation des pixels bruyants a été effectuée sur deux positions différentes : un pixel bruyant situé au centre du plan de détection, puis un pixel bruyant situé au bord du plan de détection. Le même fond plat de 10 cps/s/pixel a été simulé sur les 8 secteurs du plan et 1 pixel bruyant a été simulé avec un taux de comptage variant entre 30 et 5000 cps/s/pixel. Les 8 secteurs ainsi simulés sont traités par ELSimulator, qui permet de classer les événements simples et de quantifier le taux de perte. L'image du plan de détection est ensuite reconstruite en format 80 pixels \times 80 pixels. La simulation par ELSimulator est essentielle car elle permet de mettre en évidence la perte d'événement sur tout un module lors de la présence d'un pixel bruyant.
- * **Algorithme du Trigger Image** : Une source située au centre du plan dans l'axe et à l'infini est ajoutée à cette image et la déconvolution réalisée après avoir soustrait le fond.

La Figure 3.34 montre les images déconvoluées en SNR lors de la présence d'un pixel au centre du plan de détection (à gauche) et au bord du plan de détection (à droite) pour un sursaut fort sur l'axe optique de l'instrument placé à l'infini. En comparaison de la Figure 3.33, qui fait office de référence, la source est toujours visible dans le cas d'un pixel bruyant au centre mais pas dans le cas d'un pixel bruyant au bord. Un pixel du détecteur contribue à un quart de l'image déconvoluée, c'est pour cela qu'un quart de l'image présente des excès et des trous et que les motifs du masque sont visibles.

Les motifs sont visibles dans l'image déconvoluée lors de la présence d'un pixel bruyant alors que ça ne devrait pas être le cas (voir Figure 3.33). Le calcul de la valeur du SNR dans chaque pixel du ciel est issu d'une comparaison de l'image du plan de détection (avec, ici, un seul pixel dont le comptage est très élevé) avec une partie du tableau de déconvolution issue du motif du masque. Cette opération sélectionne de cette

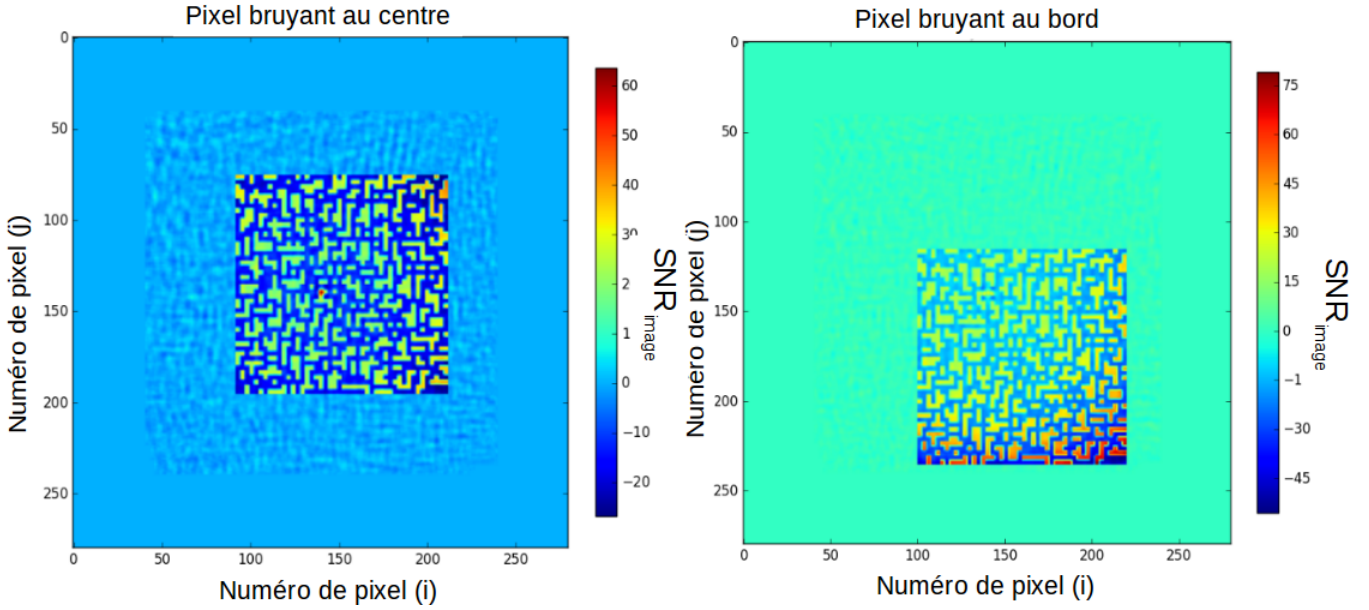


FIGURE 3.34 – Image déconvoluée du plan de détection avec une source sur l’axe, un pixel bruyant au centre avec un taux de comptage de 150 cps/s/pixel. A droite - Image déconvoluée du plan de détection avec une source sur l’axe, un pixel bruyant au bord avec un taux de comptage de 150 cps/s/pixel.

partie une unique valeur qui correspond à la position du pixel bruyant. Les contributions du masque et du détecteur sont négligeables pour les autres pixels. Et c’est pourquoi chaque pixel du ciel contient en fait une image d’un élément du masque et que ce dernier est visible pour le pixel bruyant.

Variation du taux de comptage de pixels bruyants

La Figure 3.35 présente le SNR_{max} de l’image déconvoluée en fonction du taux de comptage du pixel bruyant et de sa position. Les deux droites grises sont les seuils respectivement de repointage et d’alerte nommées N_s et N_a . Les pixels bruyants ont des taux de comptage variant entre 10 et 5000 cps/s/pixel. Le taux de comptage minimal correspond au taux de comptage du plan, ce qui permet d’avoir une référence pour un pixel non bruyant. La limite supérieure de 5000 cps/s/pixel a été choisie arbitrairement et est supérieure aux taux maximaux des pixels bruyants observés (> 1000 cps/s/pixel). Le sursaut choisi est GRB060115, détecté par *Swift* avec un flux au pic de 94.92 photons/s/cm² (Swi) et sera ensuite considéré comme le sursaut dit fort. Le sursaut dit faible présente un flux dix fois inférieur à ce dernier. Ce sursaut fort est ensuite traité pour assurer sa détectabilité par ECLAIRs (Antier-Farfar, 2016). La source est située au centre du plan de détection (position (140,140), comme sur la Figure 3.33 à gauche).

La Figure 3.35 montre les simulations de l’excès de SNR dans l’image déconvoluée lors de la présence de la source sur l’axe pour un pixel bruyant placé au centre et un pixel bruyant placé au bord pour un taux de comptage du pixel bruyant variable. Deux cas de figure sont présentés : un unique pixel bruyant est situé au bord du plan de détection (points rouges) et dans l’autre cas, un unique pixel bruyant est placé au centre du plan de détection (points bleus). Tout d’abord, les deux cas montrent des SNR_{max} équivalents pour les faibles taux de comptage (autour de 40), correspondant au SNR de la source détectée. Pour un taux de comptage du pixel bruyant au bord de 80 cps/s/pixel, la valeur de SNR_{max} atteint 52.1. Cette valeur ne correspond plus à la position de la source mais à un pixel affecté par le pixel bruyant suite à la déconvolution. Pour le cas d’un pixel bruyant situé au centre, il faut que ce dernier atteigne un taux de comptage de 450 cps/s/pixel pour que le SNR_{max} ne corresponde plus à la position de la source. Les deux lignes continues sur cette figure représentent le taux de comptage du pixel bruyant à partir duquel le SNR_{max} détecté ne correspond plus à la position de la source sur le plan, c’est-à-dire le taux de comptage pour lequel la position de la source sera mal reconstruite, en rouge pour un pixel bruyant situé au bord et en bleu pour un pixel bruyant au centre.

Dès lors, ce n’est pas seulement le taux de comptage du pixel bruyant qui impacte la détection et la

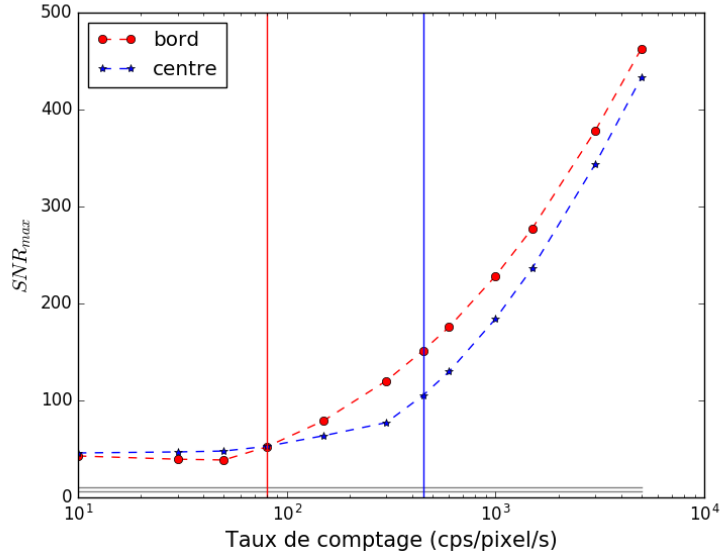


FIGURE 3.35 – SNR_{max} en fonction du taux de comptage du pixel bruyant et de sa position. En gris, les valeurs deux seuils de SNR pour déclencher une alerte et une demande de repointage.

localisation sur le plan de détection de la source, mais également sa position sur le plan de détection.

Variation du fond et de la source

Les simulations précédentes ont été réalisées avec un bruit de fond plat sur le plan de détection et un taux de comptage uniforme de 10 cps/s/pixel. Pour des simulations plus réalistes, nous avons utilisé un bruit de fond diffus sur une orbite.

Ce bruit a été simulé par l'équipe simulation (S.Mate & L.Bouchet). Le fond a été réalisé à partir d'une base de donnée Monte Carlo qui permet d'estimer en tout point de l'orbite le fond diffus. Cette grande base de données contient les interactions rayonnement-matière et les dépôts d'énergie dans le plan de détection d'ECLAIRs grâce à des simulations réalisées à l'aide de GEANT4. Trois composantes forment le bruit de fond : le CXB (*Cosmic X-Ray Background Boldt (1987)*), la réflexion du CXB sur l'atmosphère terrestre et le rayonnement X de l'atmosphère terrestre (albedo). Un algorithme permet alors d'estimer le bruit de fond en fonction de la position du satellite sur l'orbite de SVOM en sélectionnant la contribution des composantes et des photons à partir de la base de donnée. Deux cas ont été sélectionnés : le cas A (voir Figure 3.36) hors passage Terre et le cas B, avec le passage Terre. Les deux zones ont été choisies pour une observation de 20 s correspondant au temps de l'accumulation des images avant le rafraîchissement du déclenchement.

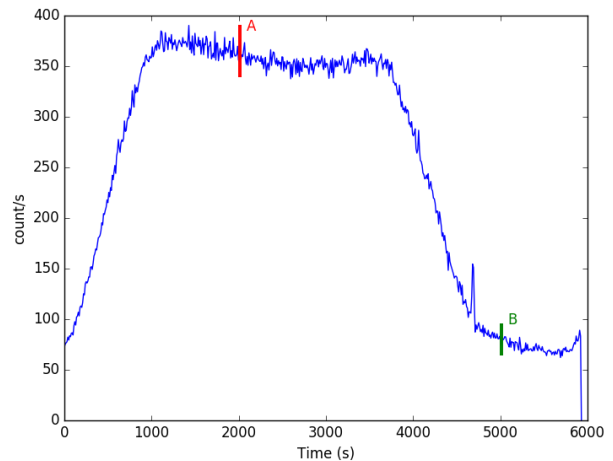


FIGURE 3.36 – Courbe de lumière du fond détecté par ECLAIRs le long de son orbite sur un secteur. En A et B, deux zones choisies en fonction du passage Terre dans le champs de vue de l'instrument.

Seuls les événements des simulations du bruit de fond dans la bande en énergie d'ECLAIRs sont sélectionnés et répartis sur le plan de détection suite aux positions données par GEANT4. Ensuite, nous avons ajouté selon le même processus le pixel bruyant, nous avons traité la liste d'événements grâce à ELSimulator, nous avons ajouté le sursaut puis nous avons déconvolué les images. Le Tableau 3.3 présente le SNR_{max} obtenu dans les images déconvoluées pour les deux zones, dans le cas d'un sursaut faible et d'un

	ZONE A		ZONE B	
	BORD	CENTRE	BORD	CENTRE
ON-AXE FORT	Z = 99.69	Z = 99.71	Z = 132.8	Z = 133.25
	Ns ✓	Ns ✓	Ns ✓	Ns ✓
	Na ✓	Na ✓	Na ✓	Na ✓
	Source ✓	Source ✓	Source ✓	Source ✓
ON-AXE FAIBLE	Z = 45.21	Z = 30.38	Z = 52.35	Z = 45.15
	Ns ✓	Ns ✓	Ns ✓	Ns ✓
	Na ✓	Na ✓	Na ✓	Na ✓
	Source X	Source X	Source X	Source ✓
HORS-AXE FORT	Z = 132.51	Z = 132.51	Z = 136.60	Z = 136.62
	Ns ✓	Ns ✓	Ns ✓	Ns ✓
	Na ✓	Na ✓	Na ✓	Na ✓
	Source ✓	Source ✓	Source ✓	Source ✓
HORS-AXE FAIBLE	Z = 49.22	Z = 32.75	Z = 52.40	Z = 47.62
	Ns ✓	Ns ✓	Ns ✓	Ns ✓
	Na ✓	Na ✓	Na ✓	Na ✓
	Source X	Source ✓	Source X	Source X

TABLE 3.3 – Pour les deux zones de fond A et B, les deux types de sursaut (fort et faible) et leur position (dans l'axe, hors axe), Z représente le SNR_{max} de l'image déconvoluée. N_s et N_a marqués d'un indicateur vert indique que les seuils de repointage et d'alertes sont franchis. 'Source' marquée d'un indicateur vert indique que la localisation sur le plan de détection de la source sera correcte et d'un indicateur rouge, que le pixel bruyant empêche la bonne reconstruction.

sursaut fort chacun dans deux positions, sur et hors axe. Par soucis de présentation, le SNR_{max} est noté uniquement dans ce tableau comme Z. Pour chaque cas, si le SNR_{max} permet une alerte ou un repointage, une marque verte est présente devant chaque seuil. Il en est de même si la localisation sur le plan de détection de la source n'est pas altérée par la présence du pixel bruyant, c'est-à-dire que la source peut être détectée malgré le pixel bruyant. En revanche, si le SNR_{max} trouvé ne correspond pas au pixel de la source, une croix rouge indique que la localisation sur le plan de détection ne sera pas correcte.

Dans tous les cas, le sursaut fort n'est pas impacté par le pixel bruyant, c'est-à-dire que la source sera détectée à chaque fois. En revanche, quelque soit la valeur du bruit de fond et la position de la source, un pixel bruyant situé au bord du plan empêchera la localisation sur le plan de détection correcte de la source pour un sursaut faible. Lorsqu'un pixel bruyant est situé au centre du plan de détection, le bruit de fond et la position de la source sur le plan de détection ont un impact sur la localisation de la source. En effet, dans cet exemple, la source sera bien localisée sur le plan de détection pour un sursaut faible hors axe, un bruit de fond fort et un pixel bruyant situé au centre du plan. En revanche, la localisation sur le plan de détection sera fautive dans ce cas de figure si le bruit de fond est faible.

Cet exemple montre que la localisation sur le plan de détection de la source ne dépend pas uniquement de la position du pixel bruyant mais également du flux du sursaut et de sa position par rapport à l'axe x. Dans tous les cas, un pixel au bord complique systématiquement la localisation sur le plan de détection de la source si cette dernière est faible.

Les pixels bruyants pourront alors engendrer des faux déclenchements, des fausses alertes mais aussi des fausses demandes de repointage. Ils pourront engendrer des déclenchements sans source à détecter ou ne pas permettre une bonne localisation sur le plan de détection de cette dernière. Le grand nombre de paramètres de ces pixels bruyants, de leur variabilité à leur position rendent difficile la mise en place d'une méthode de correction analytique. Cependant, il semble nécessaire d'approfondir cette étude. Il serait intéressant d'estimer l'effet de plusieurs pixels bruyants avec différents taux de comptage lors de la déconvolution. De plus, une méthode de traitement des *shadowgrams*, c'est-à-dire sur l'image des détecteurs, permet de diminuer leur effet.

Une solution proposée

Une des solutions trouvées est de filtrer dans le *shadowgram* avant déconvolution le pixel bruyant tout en conservant le module ayant un comptage plus faible à cause du temps mort. En reprenant les cas précédent, il s'avère qu'enlever le pixel bruyant d'une part permet de trouver la position de la source sur le plan de détection quelque soit le flux du sursaut, sa position et la position du pixel bruyant ainsi que le fond. D'autre part, même si le module du pixel bruyant compte moins que les autres, ce dernier n'affecte pas la déconvolution et la Figure 3.33 est de nouveau retrouvée. De plus, une étude a été réalisée en supprimant non pas seulement le pixel bruyant mais également son module dont le taux de comptage est inférieur au taux du secteur. De même que précédemment, la localisation sur le plan de détection de la source peut se faire correctement quelque soit le taux de comptage et la position du pixel bruyant. Dans les deux cas, le SNR_{max} trouvé correspond à celui de la source et que le module soit exclu ou le pixel, les résultats sont identiques.

Ceci amène à penser que le traitement d'un pixel bruyant sur le plan de détection peut s'effectuer en supprimant de la déconvolution ce dernier au minimum. Cependant, il est nécessaire de connaître la position et le taux de comptage du pixel bruyant avant la déconvolution de la source. Si le pixel se déclare comme bruyant et n'est pas coupé suffisamment tôt avant la détection de la source, il est donc possible de la détecter. Vient alors la question de la fenêtre de temps nécessaire pour supprimer efficacement le pixel bruyant. Le problème majeur peut être l'apparition d'un pixel bruyant en même temps que la source, ne permettant pas de retraiter les images. Ceci peut arriver notamment dans une configuration $\text{HT}/t_{peaking}$ défavorable ou dans un effet de colonne à cause déclenché par l'augmentation du taux de comptage par la détection de la source ou encore tout simplement par l'apparition d'une voie instable. Une étude complémentaire se doit d'être faite pour établir le meilleur moyen de traiter les pixels bruyants pour tous les cas possibles en vol.

Chapitre 4

Modélisation de la réponse spectrale

Sommaire

4.1 Performances des modules individuels	107
4.1.1 Configurations des tests	107
4.1.2 Études des paramètres	108
4.1.3 Classification des modules pour le modèle de vol	113
4.2 Modèle de la réponse spectrale	119
4.2.1 Modèle de masse et processus physiques	119
4.2.2 Modélisation de la réponse spectrale	124
4.2.3 Validation de l'étalonnage de la réponse spectrale avec une source de Cobalt	140
4.2.4 Exemple de matrice de réponse spectrale	142
4.3 Relation Canal-Énergie	143
4.3.1 Linéarité de la chaîne de codage des énergies	143
4.3.2 Influence de la température sur la relation Canal-énergie	144
4.4 Zone de fonctionnement optimisant les performances du plan	145
4.4.1 Nouvel ajustement spectral	145
4.4.2 Étude statistique des paramètres de la réponse	147
4.4.3 Bilan des résultats	156

Ce chapitre est consacré aux performances des modules et à la modélisation de la réponse spectrale de l'instrument ECLAIRs. Dans un premier temps, les modules ont été testés individuellement permettant d'établir leurs performances propres. Les résultats de ces performances ont été utilisés pour établir, ici, des critères de sélection des modules et une méthode de classification. Celle-ci a été conçue comme un compromis de toutes les performances afin de mettre en avant les meilleurs détecteurs et ceux que nous souhaitons intégrer sur le plan de détection.

Dans la suite, les premiers modules élémentaires ont été intégrés sur le plan du prototype. A partir de cette phase, les performances spectrales ont été estimées à l'aide d'un modèle de réponse spectrale qui est présenté dans la suite. Cette réponse a permis d'étudier le comportement collectif des modules sur un secteur mais aussi d'établir les performances attendues pour le modèle de vol.

4.1 Performances des modules individuels

4.1.1 Configurations des tests

La réalisation d'un large plan de détection pour la caméra d'ECLAIRs nécessite 6400 détecteurs pour le modèle de vol. Dans notre analyse, nous allons présenter l'étude des performances pour 32 XRDPIX testés dans trois configurations différentes. Les trois configurations se différencient par leur tension de polarisation (HT) et leur $t_{peaking}$ ($t_{peaking}$), qui est le temps de montée du signal à 95% de sa valeur maximale (voir Figure 3.3). Pour faciliter les notations, les configurations seront notées CONF01, CONF02 et CONF10 en légende des figures avec les caractéristiques présentées dans le tableau 4.1.



FIGURE 4.1 – Photographie des deux bancs de tests utilisés pour les tests de performances des modules XRDPIX unitaires.

Pour reproduire les conditions optimales de vol, les modules sont testés sous vide (avec une pression inférieure à 10^{-5} mbar) dans une cuve à température de -20°C hermétique à la lumière. Cette température permet d'une part de se mettre dans les conditions de vol mais également retarde l'effet de polarisation et diminue le courant de fuite des détecteurs (voir Section 2.1.2). Les sources radioactives sont situées à l'extérieur de la cuve au dessus d'une fenêtre d'entrée de béryllium de 2 mm d'épaisseur. Le béryllium présente un faible coefficient d'atténuation linéique aux rayons X et une opacité complète à la lumière visible. Les deux bancs de test sont constitués d'un cryothermostat à circuit de pompage, un système de pompe à vide avec une pompe à membrane pour assurer le vide primaire et une pompe turbomoléculaire pour atteindre le vide secondaire, une jauge de mesure de pression, une chaîne électronique de lecture complète similaire à celle présentée en Section 4.1.2, trois sondes de température, une sonde hygrométrique, une carte de traitement, trois cartes d'acquisition et une source radioactive de ^{241}Am de 2 MBq (voir Figure 4.1).

Nous allons nous concentrer sur l'étude de quelques performances des 32 modules. Le protocole utilisé est celui de la recette des modules, c'est-à-dire dans une configuration à -20°C pendant une heure et c'est l'équipe AIT, *Assembly, Integration and Test*, qui a réalisé les tests. La phase de recette est automatisée et

dédiée à l'étude au premier ordre des performances des modules pour leur qualification pour le prototype et le modèle de vol. Nous utilisons donc ces tests pour élaborer nos critères de sélection des modules.

Dans un premier temps, nous présentons les différents paramètres qui sont susceptibles de rentrer en compte dans nos critères de sélection, puis nous exposons la méthode de sélection utilisée.

4.1.2 Études des paramètres

Courant de fuite

Les courants de fuite sont mesurés sur les céramiques détecteurs de notre étude après contre collage sur les céramiques ASIC pour deux températures -20°C et $+25^{\circ}\text{C}$ pour des détecteurs polarisés à -600V (Remoué, 2010) (voir Figure 4.2). A -20°C , la distribution des courants de fuite présente un pic autour 12 pA avec une asymétrie de la distribution vers des courants plus élevés. Ceci est dû au courant de fuite qui augmente suite au collage. Ce phénomène étudié par Nasser (2015) n'est pas encore expliqué. Il en est de même pour les courants de fuite mesurés à $+25^{\circ}\text{C}$ dont la distribution présente un pic autour 1.12 nA et une asymétrie vers de plus grands courants de fuite. La grande majorité des détecteurs ($> 93\%$) présente des courants de fuite relativement faibles initialement (population rouge et jaune). Cependant, une partie des détecteurs ne se situe pas sur la corrélation avec des courants dans la gamme $100\text{ pA} - 10\text{ nA}$ pour la température -20°C et Remoué (2010) montre que sur 90% des détecteurs retrouvent des courants de fuite attendus après de nouvelles mesures. La mesure des courants de fuite à -20°C semble importante à prendre en considération, car un courant de fuite bas assure un seuil à 4 keV (voir Section 1.4), ce pourquoi les détecteurs Schottky ont été choisis, mais aussi assure des bonnes performances de comptage.

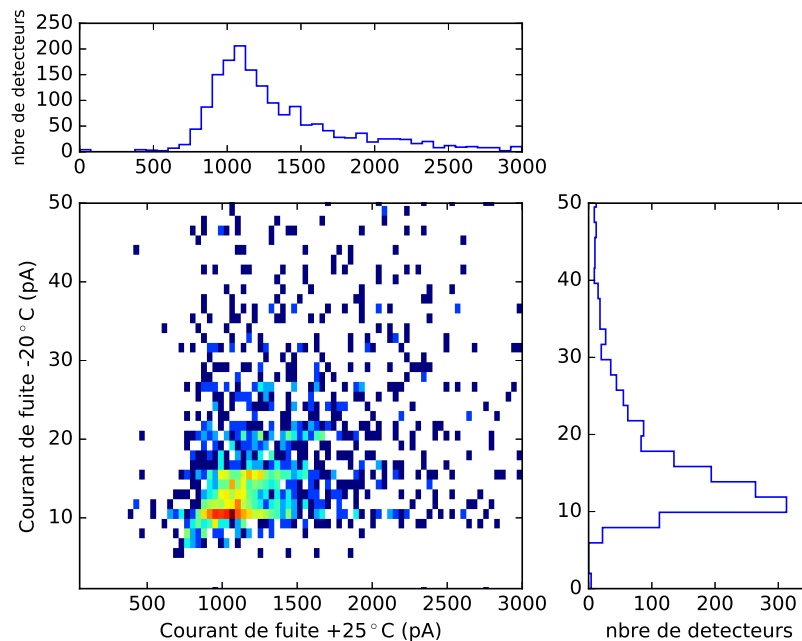


FIGURE 4.2 – Corrélation des courants de fuite après collage des céramiques des 32 modules XRDPIX mesurés à -20°C et $+25^{\circ}\text{C}$ ainsi que leurs distributions respectives.

Relation Canal-Énergie

La tension de sortie de l'ASIC est numérisée en canaux et est reliée à l'énergie déposée par le photon incident par une relation linéaire (Gevin *et al.*, 2009). Les coefficients de linéarité sont estimés par régression linéaire entre les données mesurées et les énergies connues des raies de la source radioactive d'émission. Ces coefficients sont calculés grâce à un détecteur de pic des raies principales du spectre de ^{241}Am que sont les raies à $13.8, 17.75, 20.82, 26.36, 32.07, 36.37$ et 59.54 keV (voir Figure 4.3). Ce détecteur de pic repère

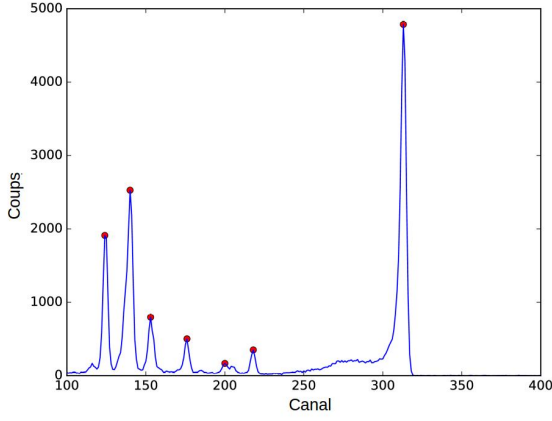


FIGURE 4.3 – Mesure d’un spectre d’événements simples en configuration $HT = -400\text{ V}$, $t_{peaking} = 4.4\ \mu\text{s}$ et détection des pics principaux pour la calibration Canal-Énergie.

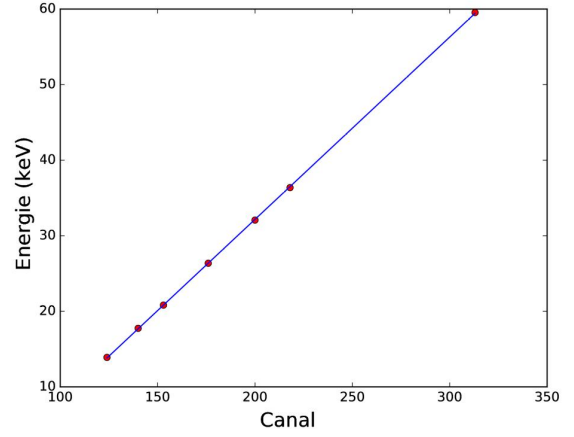


FIGURE 4.4 – Relation entre les énergies et les canaux mesurés par le détecteur de pics afin de justifier la linéarité.

les maxima locaux des raies du spectre et extrait l’espérance mathématique de l’ajustement gaussien local réalisé sur quelques canaux. La relation entre les canaux mesurés par le détecteur de pic et les raies est présentée Figure 4.4 et atteste dans cet exemple la linéarité. De l’ajustement linéaire sont extraits deux paramètres : le gain (pente) et l’offset (ordonnée à l’origine).

Les Figures 4.5 et 4.6 montrent la distribution des gains et des offsets calculés en fonction des différentes configurations. La valeur du gain est peu impactée par la tension comme le montre la superposition des distributions des CONF10 et CONF02 avec une tension de -300 V et -400 V respectivement. Par contre, il dépend du $t_{peaking}$ puisque la moyenne du gain est plus élevée pour la configuration CONF01 présentant un $t_{peaking}$ plus grand par rapport aux autres configurations. Meuris (2009) a montré que le gain ne présente pas de réelle corrélation avec le $t_{peaking}$. Les distributions des gains en fonction du $t_{peaking}$ sont similaires à celles obtenues par Nasser (2015) lors de l’étude des performances des modules sur un échantillon de 7 XRDPIX. Le tableau 4.1 présente les différentes configurations mais également les résultats des gains et offsets obtenus pour ces dernières. Les erreurs calculées sont issues des erreurs des paramètres d’ajustement. Dans tous les cas, les gains présentent une faible dispersion de la distribution d’une voie à l’autre, ce qui nous permet d’attester une bonne homogénéité des modules sur ce point. Le gain et l’offset sont des paramètres essentiels de l’étalonnage en énergie qui doivent être pris en compte dans les performances.

Résolution à 60 keV

La perte des charges due aux recombinaisons, au piégeage ou au temps de collection court provoque une déformation des raies dans les spectres notamment à hautes énergies (voir Section 2.2.3). L’asymétrie des raies engendrée par ce phénomène empêche l’estimation des résolutions en énergie par de simples ajustements gaussiens où la résolution est liée à la largeur à mi-hauteur de cette dernière. Pour remédier à ce problème, la mesure de la résolution à 60 keV est réalisée en ajustant un modèle nommé EMG, *Exponential Modified Gaussian*. Ce modèle quasi-gaussien a été introduit par L’Hoir (1984) pour étudier la réponse des détecteurs silicium suite à l’interaction d’un photon cédant une partie de son énergie. Ce modèle est la convolution d’une fonction gaussienne de variance σ^2 et d’énergie moyenne $\bar{\eta}$ avec une fonction exponentielle de facteur d’échelle λ traduisant la perte des charges. Elle peut se traduire par l’équation 4.1 avec A une constante d’amplitude, η l’énergie et H la fonction échelon :

$$EMG(\eta) = A \exp\left(-\frac{(\eta - \bar{\eta})^2}{2\sigma^2}\right) \times \exp\left(-\frac{\eta}{\lambda}\right) H(-\eta) \quad (4.1)$$

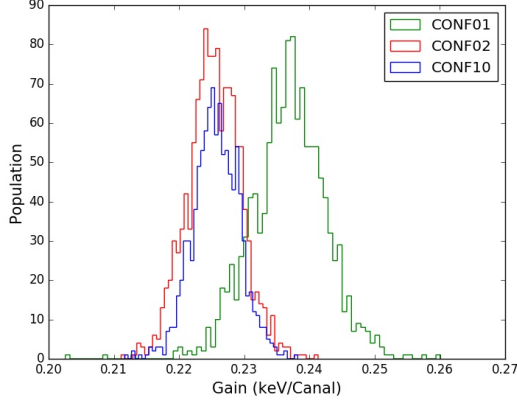


FIGURE 4.5 – Distribution des gains obtenus par régression linéaire entre les canaux des pics des raies et les énergies pour les 32 voies des 32 détecteurs pour les trois configurations : CONF01 est caractérisée par une tension égale à -400V et un t_{peaking} égal à $4.4 \mu\text{s}$, la CONF02, une tension de -400 V et un t_{peaking} égal à $2.6 \mu\text{s}$ et la CONF10, -300V et un t_{peaking} égal à $2.6 \mu\text{s}$.

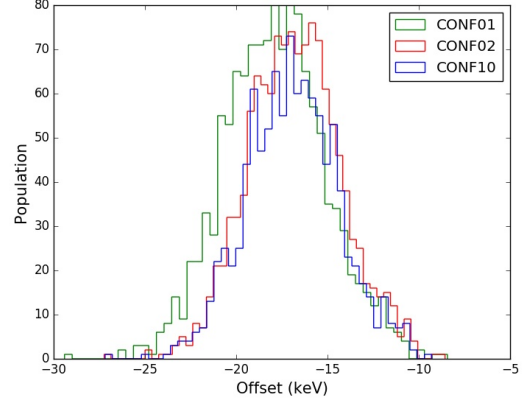


FIGURE 4.6 – Distribution des offsets obtenus par régression linéaire entre les canaux des pics des raies et les énergies pour les 32 voies des 32 détecteurs pour les trois configurations : CONF01 est caractérisée par une tension égale à -400V et un t_{peaking} égal à $4.4 \mu\text{s}$, la CONF02, une tension de -400V et un t_{peaking} égal à $2.6 \mu\text{s}$ et la CONF10, -300V et un t_{peaking} égal à $2.6 \mu\text{s}$.

Cette convolution peut s'exprimer par la fonction d'erreur de Gauss selon (Hanggi et Carr, 1985) :

$$EMG(\eta) = \frac{A'}{\lambda} \exp\left(\frac{1}{2} \left(\frac{\sigma}{\lambda}\right)^2 - \frac{\bar{\eta} - \eta}{\lambda}\right) \left[\text{erf}\left(\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\bar{\eta}}{\sigma} + \frac{\sigma}{\lambda}\right)\right) + \text{erf}\left(\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\bar{\eta} - \eta}{\sigma} - \frac{\sigma}{\lambda}\right)\right) \right] \quad (4.2)$$

L'ajustement des données est effectué par une méthode non linéaire de minimisation des moindres carrés. La largeur est estimée comme le double de la différence d'énergie entre le maximum de l'ajustement (le centroïde) et sa valeur à mi-hauteur (voir Figure 4.7).

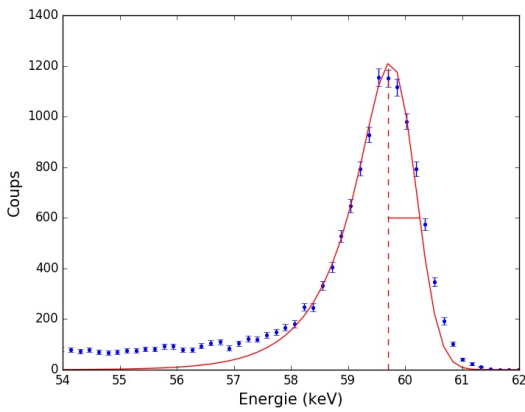


FIGURE 4.7 – Exemple d'ajustement de la largeur à mi-hauteur de la raie à 59.54 keV d'une source de ^{241}Am (en bleu) ajustée par un modèle gaussien exponentiellement modifié (en rouge).

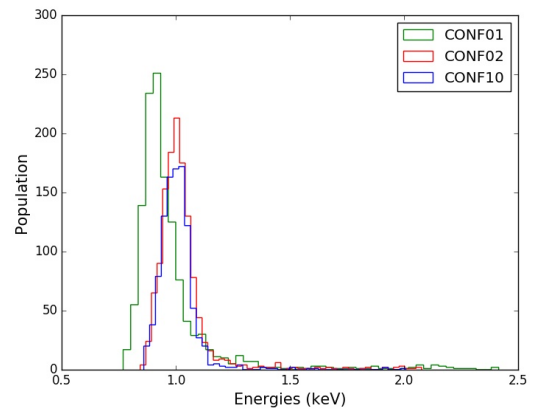


FIGURE 4.8 – Distribution des résolutions à 60 keV mesurées par un ajustement gaussien exponentiellement modifié (EMG) pour les trois configurations.

La performance scientifique exige que la résolution des détecteurs soit inférieure à 1.6 keV pour une énergie de 60 keV . La Figure 4.8 montre que dans les trois configurations, les distributions sont très étroites avec un pic inférieur à 1.6 keV et les distributions présentent un pic autour de 1 keV (CONF02 et CONF10)

et autour de 0.89 keV pour la CONF01. La faible dispersion de ces distributions montre une fois de plus l'homogénéité des voies pour les différentes configurations. Certaines voies présentent des résolutions plus grandes pour une énergie de 60 keV, au total 2.05% pour la CONF01, 3.3% pour la CONF02 et 1.78% pour la CONF10. Ces voies sont dégradées et présentent un important pic de bruit. La CONF01 se caractérise par un $t_{peaking}$ de 4.4 μs , supérieur aux autres configurations ayant un $t_{peaking}$ de 2.6 μs . Le fait que la distribution de la largeur à mi hauteur pour la CONF01 soit inférieure aux autres configurations s'explique par le fait que le bruit électronique ENC_{TOT} , diminue quand le $t_{peaking}$ augmente jusqu'à atteindre un minimum. Le bruit série domine alors (voir Figure 3.4) pour de faibles $t_{peaking}$ et explique de plus grandes résolutions pour les configurations CONF10 et CONF02.

	CONF01	CONF02	CONF10
Tension (V)	-400	-400	-300
$t_{peaking}$ (μs)	4.4	2.6	2.6
Moyenne des Gains (keV/Canal)	$22.5 \times 10^{-2} (\pm 9.5 \times 10^{-4})$	$22.4 \times 10^{-2} (\pm 8.0 \times 10^{-4})$	$22.39 \times 10^{-2} (\pm 7.8 \times 10^{-4})$
Moyenne des Offsets (keV)	-17.90 (± 0.20)	-16.96 (± 0.18)	-16.99 (± 0.17)
Pic Distribution FWHM 60 keV (keV)	0.89 (± 0.20)	1.2 (± 0.17)	1.27 (± 0.12)

TABLE 4.1 – *Caractéristiques de tension et de $t_{peaking}$ des différentes configurations pour 32 XRDPIX testés à -20°C .*

La résolution en énergie des détecteurs est également un indicateur du bruit électronique. C'est donc un paramètre important dans notre classification car il permettra de discriminer les voies bruyantes.

Seuil bas

A basse énergie, la tension de sortie fluctue créant un bruit électronique (voir section 3.1.2) qui est différent pour chaque pixel. Ces coups provoquent un pic de bruit qu'il est possible de détecter. Dans la suite, nous définissons plusieurs seuils bas.

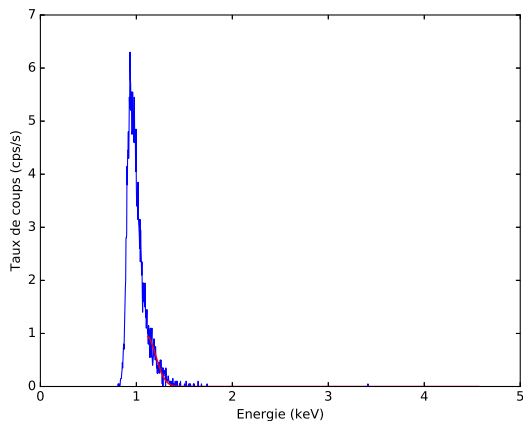


FIGURE 4.9 – *Exemple de spectre de bruit acquis sans source avec toutes les autres voies coupées.*

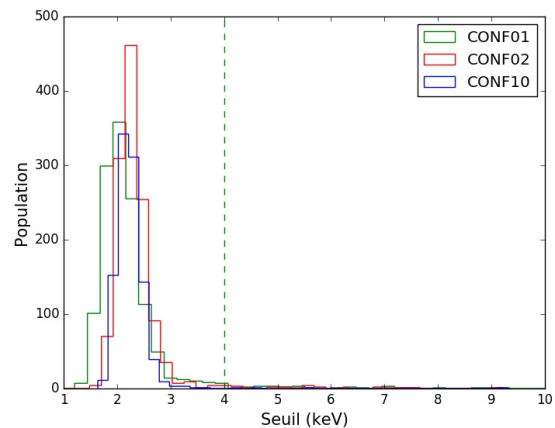


FIGURE 4.10 – *Distribution des seuils bas estimés par ajustement gaussien pour les trois configurations.*

Le premier est le seuil bas de détection, correspondant à l'énergie minimum pour que le discriminateur de la voie puisse déclencher. Le second est le seuil bas scientifique correspondant à la limite inférieure de l'énergie utilisée pour l'imagerie (autour de 4 keV). Le troisième est le seuil bas physique. Ce seuil correspond à l'énergie pour laquelle le bruit de fond correspond à 10% du signal reçu en provenance du fond cosmologique. Le fond cosmologique varie pour chaque pixel, mais nous le supposons uniforme pour notre étude. A 4 keV, le bruit de fond est calculé à $0.3 \text{ cps.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{keV}^{-1}$, soit $0.048 \text{ cps.cm}^{-2}.\text{pix}^{-1}.\text{keV}^{-1}$. Le bruit électronique est normalisé par le temps d'acquisition et ajusté par une fonction gaussienne (voir Figure 4.9). Le seuil bas physique est alors l'intersection entre l'interpolation gaussienne et le bruit de fond. Le dernier seuil est défini comme l'énergie en dessous de laquelle les photons du ciel n'atteignent pas les détecteurs car ils sont absorbés par la MLI et la couche de platine (voir Figure 2.12).

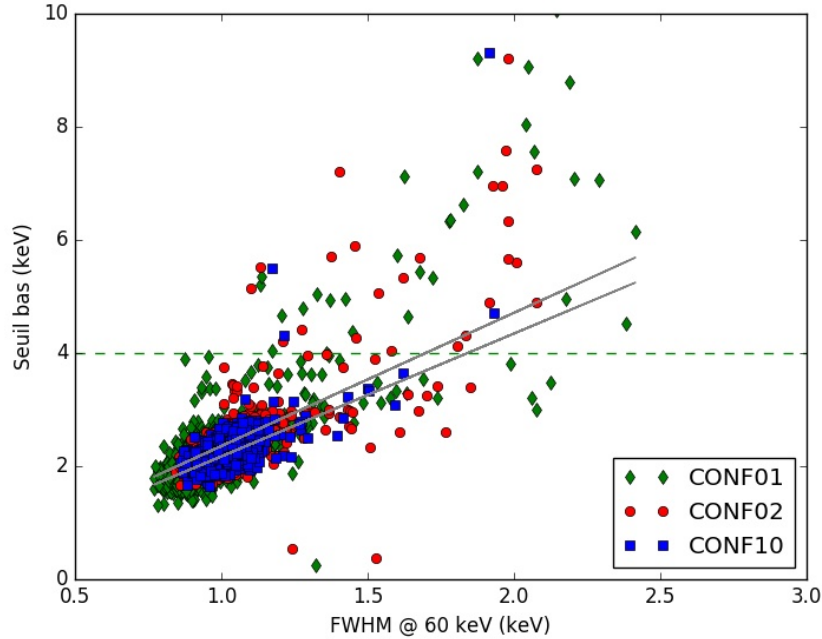


FIGURE 4.11 – *Corrélation entre les seuils bas et la résolution à 60 keV pour les trois configurations. La droite de corrélation en gris permet d’estimer le seuil bas à partir d’une simple mesure de la FWHM, la seconde droite en dessous de la première représente la dispersion à 1σ .*

La mesure des seuils bas se fait en l’absence de source radioactive. Les détecteurs sont polarisés et un script ajuste par dichotomie le seuil pour lequel le taux de coups est compris entre 100 et 200 coups. s^{-1} , ce qui permet de mesurer l’épaule de la gaussienne avec une bonne précision. L’acquisition commence lorsque ce seuil est identifié et se termine lorsque le spectre compte 5000 coups, ce qui prend moins d’une minute par voie (Nasser, 2015). La Figure 4.10 présente la distribution des seuils bas calculés pour les trois configurations précédentes pour tous les spectres mesurés. Les configurations présentent des seuils bas homogènes avec une moyenne inférieure à 4 keV (autour de 2 keV) dans les trois cas. La configuration CONF01, ayant un $t_{peaking}$ plus élevé est celle ayant les seuils bas les plus faibles. Cependant, elle contient également près de 2.6% des voies avec un seuil bas supérieur à 4 keV contre 2.4% pour la configuration CONF02 et 0.7% pour la CONF10.

Cette mesure spectrale nécessite un cadre expérimental particulier. La recherche de corrélation avec un autre marqueur du bruit électronique permettrait par une unique mesure spectrale de déduire le seuil sans mesure complémentaire. Sur la Figure 4.11, les valeurs des seuils bas précédemment calculés ont été reportés avec la valeur de la résolution à 60 keV mesurée pour les trois configurations. Le seuil bas physique est bien corrélé à la résolution spectrale mesurée sur les spectres ^{241}Am .

Les voies ayant un seuil bas supérieur à 4 keV sont des voies qui montrent par ailleurs des instabilités dans les taux de comptages. La corrélation entre le seuil bas physique et la résolution mesurée à 60 keV nous permet de ne pas prendre en compte le seuil bas dans le critère de sélection puisque les voies qui ne présentent pas une bonne largeur à mi-hauteur ne seront pas prises en compte et celles ayant un seuil bas supérieur à 4 keV ne suivent pas la corrélation.

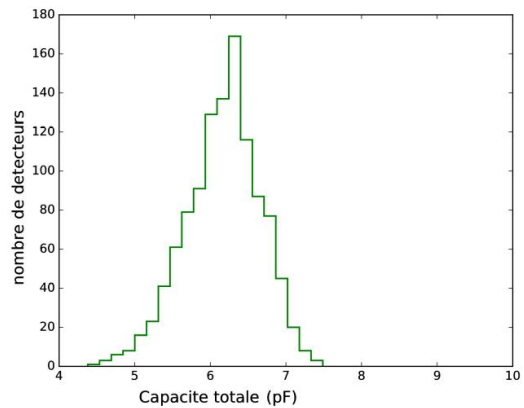


FIGURE 4.12 – *Distribution des capacités totales mesurées sur les 32 modules de détection de notre étude.*

Capacités

La capacité équivalente des détecteurs en CdTe est une capacité parasite due à la séparation des deux électrodes par un matériau diélectrique. Les interconnexions des CdTe entre pixels au niveau de la céramique détecteur puis entre les pistes lors du routage de l'ASIC créent des capacités parasites d'interconnexion et d'inter-pistes. Un transistor de la technologie MOS présent en avant du pré-amplificateur de charges permet d'injecter un signal maîtrisé sur la chaîne électronique sans utiliser les détecteurs. Ce transistor agit comme un interrupteur sur chaque voie et crée également une capacité en entrée du pré-amplificateur. Finalement, la charge mesurée est entièrement transférée à la capacité de contre-réaction du pré-amplificateur de charges et la tension mesurée en sortie de ce dernier est proportionnelle aux charges déposées dans le détecteur.

La capacité totale des détecteurs inclut la capacité des détecteurs, les capacités d'interconnexion et inter-pistes, la capacité du transistor et la capacité de contre-réaction. Le bruit blanc venant des fluctuations du nombre de charges collectées ainsi que le bruit thermique dépendent tous quadratiquement de la capacité totale des détecteurs (voir Section 3.1.2). Ainsi, l'évaluation des capacités permet d'évaluer ces deux bruits électroniques qui vont contraindre les performances des détecteurs.

La mesure des capacités d'entrée des détecteurs a été effectuée par [Remoué \(2010\)](#). Une impulsion connue est injectée en entrée du pré-amplificateur et la mesure du spectre de sortie permet d'extraire le bruit ajouté par la chaîne d'acquisition. Connaissant la capacité d'injection C_{inj} de 200 pF, il est possible de calculer les charges injectées telles que :

$$Q_{inj} = \Delta V C_{inj}. \quad (4.3)$$

En réitérant le processus et en faisant varier ΔV , il est possible de générer un spectre d'injection dont la position des raies dépend de la charge injectée et la forme des raies du bruit électronique. Le bruit mesuré permet de déduire les capacités d'entrée des détecteurs.

En prenant en compte les mesures faites par [Gevin *et al.* \(2009\)](#), avec une capacité d'entrée entre 2 et 5 pF, une capacité d'entrée d'interconnexion autour de 1.2 pF et en sommant les capacités inter-pistes ($\sim 4 \times 0.36$ pF), la somme de ces capacités doit comprise entre 4.64 pF et 7.64 pF. La Figure 4.12 présente la distribution des capacités totales des 32 voies des 32 modules de notre étude avec un pic autour de 6.2 pF, qui est compris dans la fourchette donnée.

4.1.3 Classification des modules pour le modèle de vol

Critère de sélection

Afin d'assurer les performances scientifiques demandées par les spécifications de l'instrument, les meilleurs modules seront montés sur le modèle de vol. Un premier tri est effectué en amont par l'équipe AIT pour éliminer les détecteurs abîmés ou non performants lors des premiers tests. Trois autres critères de sélection ont été instaurés par [Remoué \(2010\)](#) :

- **Corrélation $-20^\circ\text{C}/25^\circ\text{C}$ du courant de fuite initial** Pour une tension de -600V et deux températures, -20°C et 25°C , les courants de fuite ont été mesurés après 30 min de polarisation. Ne sont conservés que les détecteurs ayant un courant de fuite à -20°C entre 100 pA et 5 nA et un courant de fuite à 25°C entre 600 pA et 5 nA à moins de 3σ de la droite de corrélation. 100 pA est la valeur estimée afin de garantir un seuil bas à 4 keV d'après les propriétés de l'ASIC. Le courant maximal autorisé à l'entrée de l'ASIC est de 2 nA et ne doit pas être dépassé (équivalent à 5 nA pour $+25^\circ\text{C}$).
- **Bonne résolution spectrale** La largeur à mi-hauteur (FWHM) des raies d'un spectre de ^{241}Am à 14, 18 et 60 keV est calculée grâce à un ajustement gaussien. Cette largeur à mi-hauteur est directement liée au bruit électronique. La sélection des détecteurs est faite pour conserver ceux ayant une résolution à 59.54 keV comprise entre 0.5 et 2.9 keV et une résolution à 18 keV entre 0.3 et 4 keV. Cependant [Nasser \(2015\)](#) a montré que ce critère n'est pas le plus discriminant.

- **Stabilité du courant de fuite** Les instabilités du courant de fuite peuvent amener à l'apparition de voies bruyantes. Pour limiter ce problème, les détecteurs présentant un courant supérieur à 2 fois le courant de fuite initial après 10 min de polarisation ou les détecteurs présentant un courant après 2h trois fois supérieur au courant initial sont évincés. Ceci permet d'exclure les détecteurs ayant un courant initial supérieur à 100 pA et un courant final supérieur à 150 pA.

Cependant, ces critères n'ont pas été appliqués pour la sélection des modules du prototype. Nous proposons alors d'établir une classification différente qui est établie grâce à un compromis des performances répondant aux exigences scientifiques des détecteurs montés en matrice de 32 des modules choisis s'inspirant de [Vadawale *et al.* \(2009\)](#). Ces paramètres sont ceux calculés dans la section 4.1.3 et font l'objet d'un traitement en 5 étapes :

1. La première étape est la mesure de toutes les observables pour chaque voie des modules. Ceci permet de signaler les voies présentant un dysfonctionnement et de les classer comme des voies non fonctionnelles. Un dysfonctionnement peut apparaître par exemple lorsqu'il n'a pas été possible de détecter le seuil bas. Ce traitement ne dépend pas seulement des performances de la voie mais également du processus utilisé pour extraire les paramètres utiles. Les voies considérées comme non fonctionnelles sont comptées et leur contribution est retirée dans les étapes suivantes. Cette étape permet de connaître les performances de tous les pixels de chaque module.
2. Ensuite, pour un module donné, nous calculons la médiane de chaque observable mesurée sur les voies restantes. A chaque observable, il est attribué au module cette médiane notée P_{obs} . Dorénavant, chaque module se voit attribué un lot de paramètres correspondant aux performances globales de chaque observable de leurs 32 pixels.
3. Une inter-comparaison de chaque observable est de nouveau réalisée mais cette fois entre les modules. De cette comparaison, sont retenues les meilleures valeurs (P_M) et les pires valeurs (P_P) de chaque observable mesurée entre tous les modules.
4. La sélection des modules se fait dès lors sur le principe d'une figure de mérite. Grâce aux trois paramètres P_{obs} , P_M et P_P retenus, une pondération nommée M_p peut être attribuée à chaque observable pour chaque module. Cette note traduit le rapport qualité du module au paramètre observé. Cette note sera calculée ainsi :

$$M_p = \frac{P_{obs} - P_P}{P_M - P_P} \times 100 \quad (4.4)$$

5. La somme de toutes les pondérations pour tous les paramètres donne une note finale et permet de faire un classement des modules, les meilleurs étant ceux ayant les notes les plus hautes.

Choix des observables

La liste des observables qui est décrite dans la suite a été choisie pour caractériser les performances et l'état des voies de chaque module. Il est tout d'abord essentiel de voir si la voie en question est fonctionnelle ou non. L'état de la voie sera connu grâce au facteur de qualité qui permettra de ne pas prendre en compte les voies dont tous les paramètres n'ont pas été trouvés. Le facteur de qualité est à 0 lorsque toutes les observables ont pu être estimées. Lorsque ce facteur est égal à 1 alors la voie est considérée comme non-fonctionnelle. Toutes les voies présentant un facteur de qualité non nul sont comptées par module et sont éliminées de la suite de l'étude. Le facteur de qualité sera dans un premier temps pris en compte dans le classement des modules. Du fait que ce facteur ne dépende pas uniquement des performances des détecteurs mais également de l'algorithme utilisé pour traiter les données, ce facteur est utile pour éliminer certaines voies mais ne caractérise pas les détecteurs.

La largeur à mi-hauteur pour de hautes (59.54 keV) et de basses énergies (14 keV) permet de prendre en compte les résolutions en énergie. L'exigence scientifique sur la résolution en énergie est telle que la largeur à mi-hauteur doit être inférieure à 1.6 keV à 60 keV. La plus petite résolution sera considérée comme la meilleure valeur pour la pondération et la plus grande résolution comme la plus mauvaise. La résolution nous renseigne sur la somme quadratique des bruits dus aux détecteurs et à l'électronique. L'efficacité, c'est-à-dire le rapport de l'aire sous une raie à une énergie donnée sur la somme des coups

détectés sur l'ensemble du spectre, nous renseigne quant à elle sur l'efficacité de détection c'est-à-dire l'efficacité quantique des détecteurs et leur surface. En pratique, l'efficacité sera traduite par des rapports de raies. Calculer les rapports de raies permet d'éliminer les effets géométriques liés à la position de la source et à l'angle solide et des problèmes liés aux voies qui déclenchent plus que les autres. Ces rapports sont calculés en intégrant le nombre de coups sous la raie et en divisant le résultat par la valeur obtenue à 59.4 keV. Ainsi, il sera possible pour la sélection des modules de calculer ces rapports de raies pour toutes les voies et de mesurer l'écart à la moyenne. Le plus grand écart à la moyenne de chaque rapport de raie sera considéré comme la pire valeur et le plus petit écart comme la meilleure. Ensuite, quatre courants ont été mesurés à une tension de -600 V : les courants avant chauffage à une température de $+25^{\circ}\text{C}$ et à -20°C et les courants après chauffage permettant d'estimer l'évolution des courants de fuite de chaque détecteur (Nasser, 2015). De la même façon, les capacités totales d'entrée prises sur 32 modules de la base de données ont été introduites dans la notation. Le dernier paramètre pris en compte est le nombre de voies par module qui sont considérées comme 'instables'. Il a été remarqué lors du traitement des données que certaines voies ne respectent pas toujours les exigences scientifiques en fonction des configurations. Ces voies seront dénombrées et leur contribution sera prise en compte dans la note finale. Ces voies instables n'entreront dans le classement que dans la deuxième partie de l'étude. Les critères choisis sont alors :

- * Facteur de qualité
- * Résolution à haute énergie à 60 keV et à basses énergies (14 keV, 26 keV et 36 keV)
- * Rapport de raies
- * Gain et offset
- * Courants
- * Capacités
- * Instabilité des voies

L'analyse est effectuée en deux temps. La première analyse a été faite en considérant le facteur de qualité comme note à inclure dans le processus. Or, ce dernier ne caractérise pas les détecteurs mais dépend également de l'environnement de calcul. Ainsi, la deuxième étape a été de prendre en compte le nombre de voies dites instables, c'est-à-dire qui ne suivent pas la corrélation seuil-FWHM. Cette deuxième étape permet une meilleure caractéristique des voies.

Inter-comparaison des pixels

Un exemple d'inter-comparaison des pixels d'un module est présenté en Figure 4.14. Le module 26 a été testé en configuration CONF01 et le facteur de qualité est différent de 0 pour trois de ses voies. La valeur des seuils (en keV) montre que pour les pixels 22 et 23, le seuil n'a pu être trouvé. La Figure 4.13, qui montre le spectre de la voie 21, indique la présence d'un pic de bruit qui modifie le spectre à basses énergies. Ce pic de bruit empêche le calcul des coups sous la raie à 14 keV et modifie la résolution de tout le spectre. De plus, le seuil bas n'a pu être estimé et est alors automatiquement mis à -1.

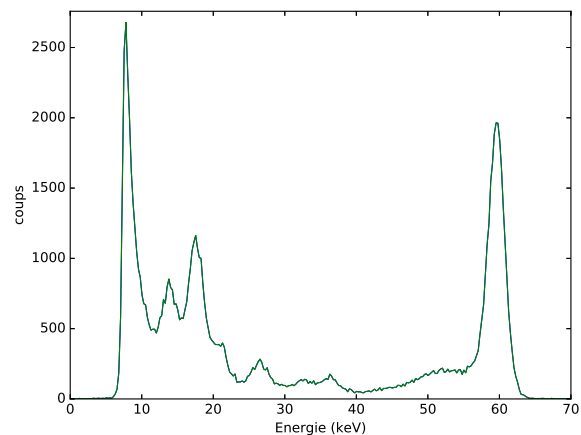


FIGURE 4.13 – Spectre de ^{241}Am mesuré pour la voie 21 du module 26 dans la configuration CONF01.

Cette inter-comparaison des pixels permet de mettre en évidence le nombre de voies considérées comme exploitables pour chaque configuration et de calculer les P_M , P_P pour chaque variable. Il faut ajouter que certaines voies présentent des facteurs de qualité non nuls pour une des configurations mais pas les autres. Seulement 4 voies présentent des facteurs de qualité non nuls dans les trois configurations, 7 voies ont un facteur non nul dans les configurations CONF01 et CONF02 seulement et 1 voie présente un facteur de qualité non nul aux configurations CONF02 et CONF10. Le fait que le nombre de voies est modifié en fonction de la tension et du $t_{peaking}$ implique que le classement des modules sera unique pour chaque configuration. Cependant, nous avons établi un classement pour chacune d'entre elle et un classement des modules en prenant en compte les trois configurations.

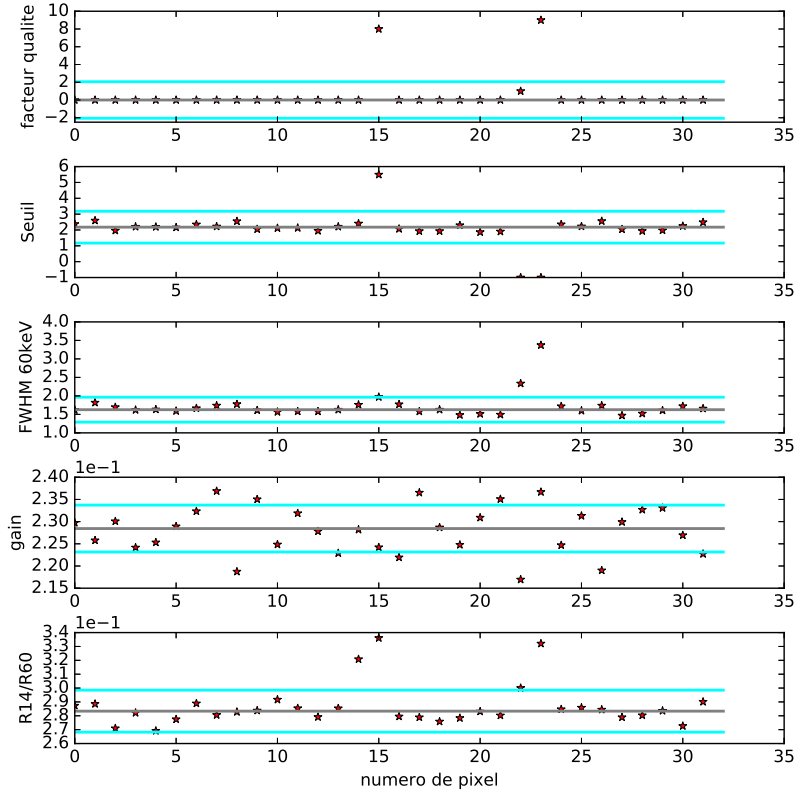


FIGURE 4.14 – Inter-comparaison des pixels du module 26 dans la configuration CONF01. Sont représentés successivement, le facteur de qualité, le seuil bas (en keV), la résolution (en keV) mesurée à 60 keV, le gain (en keV/canal) et les rapports des coups entre la raie à 14 keV et la raie à 60 keV. La ligne grise représente la médiane des valeurs mesurées et les lignes cyan la dispersion à 1σ .

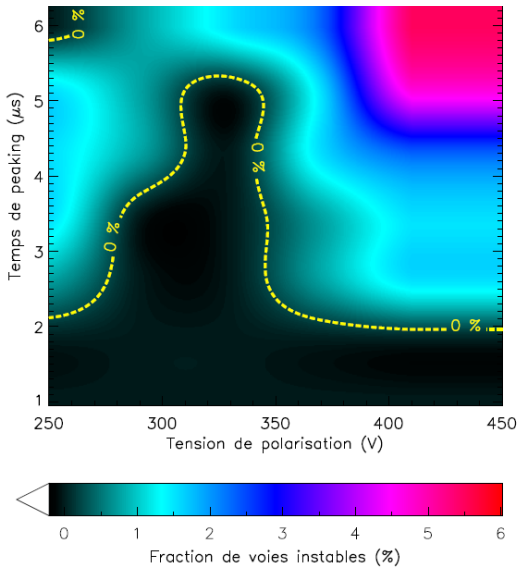


FIGURE 4.15 – Carte de l'évolution de la fraction des voies non conformes, considérées comme instables liées aux instabilités avec la tension de polarisation et le $t_{peaking}$ pour une population de 192 détecteurs (Nasser, 2015).

est de environ 1.5% à 2.6 μs et 2.5% à 4.4 μs . Ces fractions sont celles retrouvées dans notre étude. Cette non corrélation entre les seuils bas et la FWHM est prise en compte dans la note finale des modules. Un seuil bas supérieur à 4 keV peut être attribué à une augmentation du bruit électronique ou du courant de

Lorsque les voies ayant un facteur de qualité non nul sont mises de côté, la configuration CONF10 n'a plus aucune voie avec un seuil supérieur à 4 keV. Cependant, la configuration CONF01 présente le plus grand nombre de voies avec un seuil bas supérieur à 4 keV malgré les voies non exploitables supprimées. Cette étude succincte peut être mise en relation avec le travail réalisé par Nasser (2015) sur un plus petit nombre de modules. Les mêmes comportements sont retrouvés : la non corrélation du seuil bas avec la FWHM pour certains détecteurs, la forte influence de la haute tension et l'influence limitée du $t_{peaking}$. Ces comportements étaient dus à des voies présentant des instabilités dans les taux de comptage.

En comparant avec la Figure 4.15, la CONF10 (HT = -300V et $t_{peaking}$ à 2.6 μs) se trouve dans une zone où le taux de voies instables est nul, ce qui est corroboré par le fait que toutes les voies ont un seuil inférieur à 4 keV et suivent la corrélation. Par contre pour les configurations CONF01 et CONF02, la fraction de voies instables

fuite pendant la durée du test. Les voies non corrélées sont associées à deux phénomènes différents : une perturbation des taux de comptage de certains pixels ou des pixels bruyants. Ces perturbations dépendent des configurations et il semble important de pointer ces détecteurs ayant au moins une voie ne suivant pas la corrélation.

Les observables ont été choisies pour faire une inter-comparaison entre les détecteurs et l'analyse succincte des distributions de ces derniers mettent en évidence certaines tendances. Le nombre de voies ayant un facteur de qualité non nul est plus important pour la CONF01. C'est donc cette configuration qui présente le plus de voies non fonctionnelles. En revanche, cette dernière présente les meilleurs résultats pour les résolutions en énergies et pour le gain. La CONF02 compte le moins de voies dont le facteur de qualité est non nul mais la résolution en énergie n'est pas la meilleure. Quant à la CONF10, toutes les voies ont un seuil inférieur à 4 keV, les résolutions en énergies et le gain sont similaires à la CONF02 mais elle compte de nombreuses voies qui ont un facteur de qualité non nul.

Un classement a été effectué pour chacune des configurations pour établir une liste de modules les plus performants. Ces classements sont relativement proches les uns des autres et les 25 premiers modules qui pourront être montés sur le prototype sont identiques pour toutes les configurations.

Pour s'assurer que les modules choisis aient de bonnes performances quelques soient les configurations de tests, une note a été attribuée à chaque module en fonction de sa position dans le classement pour toutes les configurations. La somme des trois notes a permis d'établir la liste définitive des 25 premiers modules.

Poids des paramètres

Chaque paramètre a son rôle propre dans le classement final. Le classement est relativement long à effectuer du fait de la multitude de paramètres et d'étapes du processus. Le problème viendra se poser pour classer les 200 modules du plan de détection du modèle de vol. C'est pourquoi nous proposons de quantifier l'importance de chaque paramètre et d'estimer si ces derniers sont indispensables au processus.

Pour connaître la contribution de chacun, une corrélation de rang du classement de la CONF10 a été effectuée avec le calcul du τ de Kendall. Le τ de Kendall mesure la correspondance entre deux rangs. Une valeur proche de 1 indique une forte corrélation, une valeur proche de -1 , une forte discordance. Le τ de Kendall est calculé comme suit :

$$\tau = \frac{C - D}{0.5 \times n(n - 1)} \quad (4.5)$$

avec C le nombre de paires concordantes, D, le nombre de paires discordantes et n le nombre de paires. Le calcul du τ de Kendall a été réalisé en comparant le classement total et le classement réalisé si le paramètre considéré n'est pas pris en compte. Dans ce cas, plus le τ calculé est grand pour le paramètre enlevé, plus ce paramètre est contributeur dans la note totale.

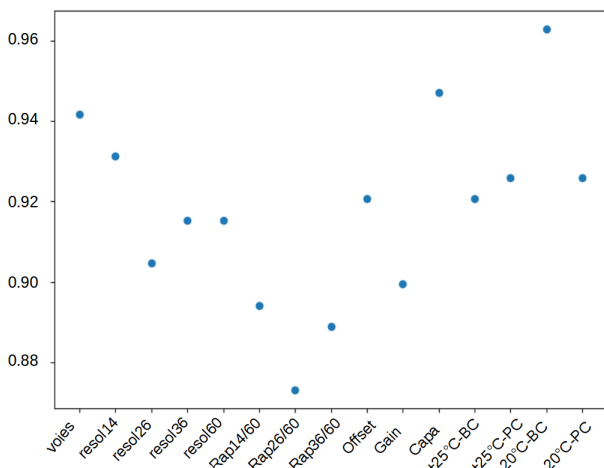


FIGURE 4.16 – Calcul du τ de Kendall en comparant les classements réalisés sans le paramètre enlevé et le classement total. Le paramètre 'voies' correspond au facteur de qualité, les paramètres 'resol' sont pour les résolutions, 'rap', les rapports de raies, 'capa', les capacités, 'xx°C-PC', le courant mesuré à la température xx Post-Chauffage, et 'xx°C-BC', les courants à la température xx Before-Chauffage.

Le τ de Kendall est calculé en reclassant les voies si l'une des observables n'est pas prise en compte. Si le τ calculé est proche de 1 malgré l'absence de cette observable, ceci indique que l'observable considérée n'a

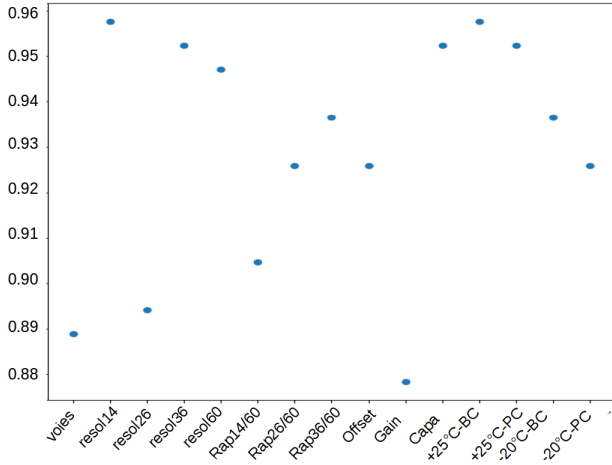


FIGURE 4.17 – Calcul du τ de Kendall en comparant les classements réalisés sans le paramètre enlevé et le classement total. Le paramètre ‘voies’ correspond au nombre de voies dites instables. Les autres paramètres sont identiques au test précédent.

que peu d’impact dans le classement. La Figure 4.16 montre le τ de Kendall calculé pour chaque paramètre en prenant en compte le facteur de qualité dans le classement (paramètres voies). Les τ sont relativement élevés pour tous les paramètres, mais les rapports de raies influencent le plus le classement et le courant relevé à +25°C avant chauffage n’a que peu d’impact. Cependant, au vu des très grands τ de Kendall de chaque paramètre, nous pouvons affirmer que la méthode utilisée n’est pas dépendante exclusivement de certains paramètres mais est un compromis entre tous. De plus, il est également mis en évidence que les paramètres répondant aux exigences scientifiques comme la résolution par exemple n’influencent pas particulièrement le classement alors que cela pourrait être le cas si nous pondérions les paramètres.

Dans la suite, le nombre de voies ayant un facteur de qualité non nul ne rentre plus en compte dans le classement même si elles permettent d’écarter les voies défaillantes du processus. Comme nous l’avons expliqué ci-dessus, ce paramètre dépend du traitement des voies et n’est pas strictement lié à leur performance. A sa place de ce dernier, il a été pris en compte le nombre de voies ne suivant pas la corrélation Seuil bas - *FWHM* (voir Figure 4.11). Ce paramètre permet de rejeter les voies ayant un seuil bas trop élevé ou qui présentent des pics de bruit. Le τ de Kendall a été calculé de la même façon avec ces modifications et les résultats sont présentés Figure 4.17. Cette fois, le paramètre voies représente le nombre de voies ne suivant pas la corrélation seuil bas - *FWHM*. Tous les τ ont changé mais restent très élevés en moyenne. Ceci indique une fois de plus que la méthode utilisée est un compromis des performances entre toutes les voies de chaque module. Cependant, il est visible que ce sont les courants qui influencent le moins le classement, ainsi que les résolutions à 14, 36 et 60 keV. Le fait que le paramètre de corrélation seuil bas - *FWHM* soit si important explique que la résolution à 60 keV ne le soit pas. Les voies présentant une mauvaise résolution sont éliminées du processus grâce à l’observable ‘voie’ et par conséquent, les voies restantes contribuant à l’observable de la résolution à 60 keV sont de bonnes. Le gain et le paramètre noté ‘voies’ sont les plus importants dans cette classification.

Bilan

Dans un premier temps, nous pouvons affirmer que cette méthode est un moyen efficace pour caractériser les modules en prenant en compte les performances individuelles des 32 voies et les performances globales de chaque module. La classification totale des modules en prenant en compte les trois configurations permet d’établir une liste de modules adaptés aux tests effectués dans plusieurs configurations de tension et de $t_{peaking}$. Cependant, la multiplication de tests impose un temps de traitement relativement long notamment pour les 200 modules du plan de détection du modèle de vol. C’est pourquoi, il est préférable d’établir une configuration précise en tension et en $t_{peaking}$ de tests, correspondante à la configuration choisie pour la phase de vol pour les mesures spectrales de chaque module. De plus, nous avons pu voir que la mesure des courants de fuite n’influencent pas vraiment cette classification et qu’elle pourrait alors ne plus entrer jeu dans le classement des modules du modèle de vol. Pour finir, les paramètres les plus importants sont ceux reliés aux voies suivant la corrélation seuil bas - *FWHM* et la gain. Pour l’instant, cette corrélation s’effectue avec des mesures de largeur à mi-hauteur pour la raie à 60 keV. Il serait peut-être opportun de décliner cette corrélation à toutes les largeurs à mi-hauteurs mesurées. Ceci permettrait

d'éliminer toutes les voies présentant un spectre dégradé à cause du bruit électronique. De plus, le gain influence le classement et a toute son importance car il est au cœur de l'étalonnage en énergie des détecteurs et contribue à l'établissement de la réponse spectrale (voir Section 4.2).

Au vu des résultats très proches des τ de Kendall pour chaque observable, nous pourrions effectuer une pondération des notes sur les paramètres qui sont régis par les exigences scientifiques de la mission. Ceci pourrait permettre de classer les modules autrement en mettant en avant ceux qui ont les meilleures performances au regard des attentes du projet. De plus, la fabrication de chaque module est un processus complexe et délicat et les essais réalisés sur chacun d'entre eux et les problèmes lors de leur fabrication sont également des points à prendre en compte pour décider de leur localisation sur le plan de détection.

4.2 Modèle de la réponse spectrale

Cette section est dédiée à la description des outils et méthodes utilisés afin d'établir la réponse spectrale de l'instrument ECLAIRs. Un modèle physique de la réponse de l'instrument a été construit en prenant en compte la simulation Monte Carlo détaillée de l'instrument, le fonctionnement des détecteurs (comme les pertes de charges dues à la collection (voir Section 2.2.3)) et aux effets instrumentaux, comme le bruit et les spécificités de l'électronique (voir Section 3.1.2). Ce modèle a ensuite été ajusté aux données générées par le prototype lors des tests réalisés grâce à une source de ^{241}Am . Ceci a permis d'établir la réponse spectrale de chaque détecteur et d'effectuer une étude de leur performance.

4.2.1 Modèle de masse et processus physiques

Présentation générale de l'outil GEANT4

GEANT4 est un outil de simulations Monte-Carlo des interactions rayonnement-matière pour les détecteurs de particules à hautes énergies (Agostinelli *et al.*, 2003). La méthode Monte-Carlo permet de générer des tirages aléatoires selon une certaine loi de probabilité. Ce type de méthode est parfaitement adapté à la modélisation des interactions de particules puisque les photons subissent de nombreuses interactions aléatoires dont les propriétés statistiques sont connues et intégrées dans GEANT4. Trois éléments sont essentiels pour l'utilisation du logiciel :

- * **Le modèle de masse** : Le modèle de masse se définit par une géométrie des détecteurs et de son environnement, c'est-à-dire une description des dimensions, des matériaux, des densités et des positions de chaque élément.
- * **Les processus physiques** : Les mécanismes physiques d'interactions comme par exemple les interactions photo-électriques, l'effet Compton ou la diffusion Rayleigh, sont pris en compte pour chaque type de particules. GEANT4 utilise les sections efficaces et les énergies de transition fournies par le NIST (*National Institute of Standards and Technology*).
- * **Le flux de particules incidentes** : Le flux des particules incidentes, la position, la géométrie et la nature de la source, l'orientation de l'émission et les énergies (suivant une forme continue ou discrète) sont des caractéristiques choisies par l'utilisateur.

Modèle de masse d'ECLAIRs

Le modèle de masse du prototype d'ECLAIRs a été conçu par Patrick Sizun et Laurent Bouchet et est présenté sur la Figure 4.18-B. Ce dernier prend en compte fidèlement la géométrie et la composition des matériaux du prototype de l'instrument, car il est basé sur les plans et les données fournis par l'équipe mécanique en charge de la conception et de l'intégration du prototype et du modèle de vol. Sur cette figure, seules les extrémités de la cuve sont dessinées pour apercevoir le prototype à l'intérieur. Le prototype est constitué du porte source (en gris) et de la source dans son capot (en jaune, Figure 4.18-D), du plan de détection avec 1 secteur (bleu marine, Figure 4.18-C) et de l'électronique de lecture (en gris). Cette dernière a été modélisée en prenant en compte non pas tous les composants internes de la boîte, trop complexes à réaliser, mais en prenant une densité interne moyenne des matériaux utilisés. Comme nous

nous intéressons exclusivement aux photons ayant interagit avec le plan de détection, cette approximation peut être réalisée pour nos simulations. La Figure 4.18-A représente le plan de détection vu de dessus avec en vert, la trajectoire des photons issus de la source.

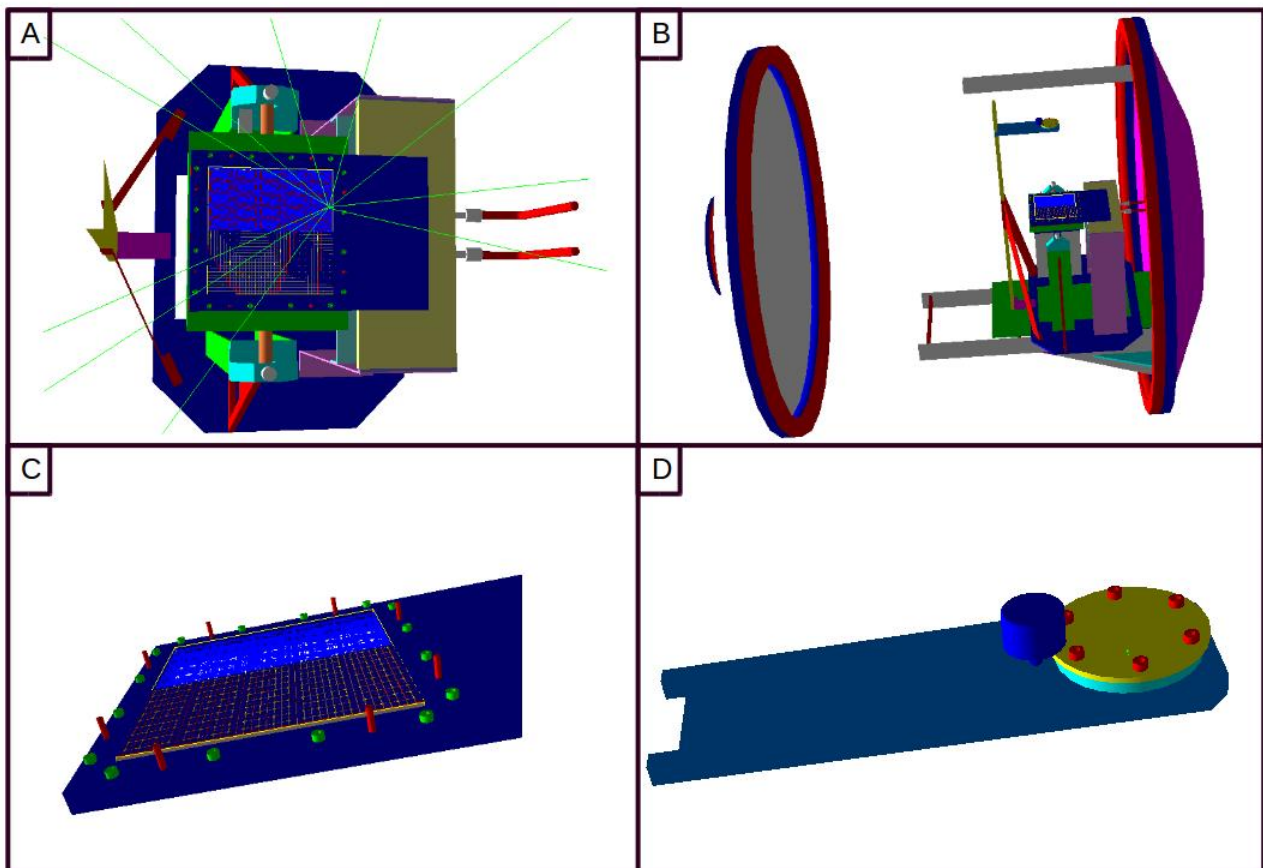


FIGURE 4.18 – Représentation graphique du modèle de masse du prototype d'ECLAIRs avec GEANT4 (Crédit : L.Bouchet). La cuve a été mise en transparence afin d'en apercevoir le contenu. Seules les extrémités sont restées. Le porte source est représenté en bleu, le plan de détection avec les 25 modules également, la boîte électronique en grise.

Les processus physiques

La gamme d'énergie d'ECLAIRs s'étend entre 4 et 150 keV. La librairie *Penelope*, *PENetration and ENergy LOss of Positrons and Electrons* (Salvat *et al.*, 2006) regroupe les effets électromagnétiques et physiques des interactions entre 205 eV et 20 GeV. Le grand avantage de cette librairie est le fait qu'un soin particulier a été apporté pour les phénomènes à basses énergies ce qui permet la simulation des effets atomiques qui ne sont pas toujours pris en compte dans les autres libraires. Or, la gamme d'énergies d'ECLAIRs a pour limite supérieure 150 keV, ce qui, en comparaison de la gamme d'énergie de Penelope, se situe plutôt vers les basses énergies. De plus, cette librairie a été composée grâce à une étude analytique qui se joint à des mesures et une base de données paramétrable qui permettent de ne pas extrapoler mais de mesurer les effets pour les plus basses énergies. Les principaux processus physiques sont pris en compte, comme l'effet photo-électrique, la fluorescence, la diffusion Compton (voir Section 2.2.1) et la diffusion Rayleigh pour un photon et le Bremsstrahlung pour l'électron. De plus, ce modèle considère l'élargissement Doppler, qui ne doit pas être négligé dans le modèle de réponse, comme l'a montré Remoué (2010). Ce processus physique n'estime plus que les électrons cibles des atomes sont statiques (pour les diffusions Compton et Rayleigh). L'élargissement Doppler dépend de trois paramètres : du niveau d'énergie sur lequel est situé l'électron cible, de l'angle du photon diffusé et de l'énergie du photon incident. Les

couches les plus profondes engendrent un élargissement plus important et donc les matériaux ayant des numéros atomiques élevés sont plus sensibles à cet élargissement. Deuxièmement, l'angle du photon diffusé est important car plus il est grand plus l'élargissement sera important. Enfin, plus l'énergie du photon incident est grande, moins l'effet est conséquent. Étant donnée la configuration de test, avec des angles relativement faibles et le numéro atomique élevé du CdTe, l'élargissement Doppler affecte principalement les basses énergies (< 40 keV). Rappelons que dans notre gamme d'énergie, le principal processus physique est l'effet photo-électrique (voir Figure 2.7).

L'effet photo-électrique et l'effet Compton sont deux processus discrets. Comme GEANT4 ne peut pas calculer une infinité d'interactions, nous avons choisi un pas de $1 \mu\text{m}$ pour toutes les simulations effectuées. La trajectoire d'une particule est divisée en pas dont la longueur dépend du *cut-in-range*. Ce dernier est considéré comme un seuil en deçà duquel la particule secondaire ne sera pas créée. Cette longueur est convertie par GEANT4 comme une énergie cinétique minimale. Plus ce seuil sera petit, plus l'énergie déposée à chaque pas sera faible. une valeur de $1 \mu\text{m}$ est considérée comme optimum (Remoué, 2010) et (Dirks, 2006).

Flux de particules

Pour les tests effectués une source de ^{241}Am de 2MBq a été choisie pour deux principales raisons :

- * La temps de demie-vie de ^{241}Am est de 432.6 ans, ce qui permet de l'utiliser sur la période de calibration sans perte notable d'activité.
- * Les raies d'émission sont bien distinctes et sont comprises entre 10 et 59.5 keV, couvrant la moitié de la gamme en énergie d'ECLAIRs. Un spectre de cette source est présenté en Figure 4.24.

La source est fournie avec le design présenté Figure 4.19 et sera repris tel quel dans la suite. La source a été représentée dans les simulations dans un support en plexiglas identique comme un cylindre de ^{241}Am de 10 mm de diamètre sur 4 mm de hauteur. Ce choix ne permet pas de considérer la source comme un liquide mais prend en compte l'auto-absorption de cette dernière. Les simulations d'émission de la source ont été réalisées en prenant en compte 31 raies primaires dont les rapports de branchement sont issus de l'étude de Lépy *et al.* (2008). Un cône de demi-angle d'ouverture 80 degrés permet d'illuminer tout le plan de détection.

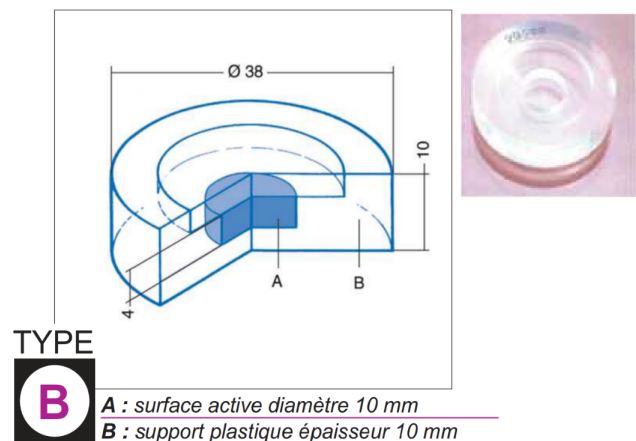


FIGURE 4.19 – Schéma et dimensions de la source de ^{241}Am utilisée pour les tests sur le prototype.

Efficacité de détection simulée

Dans un premier temps, nous avons simulé avec l'aide de GEANT4 l'efficacité de détection d'un unique détecteur d'ECLAIRs grâce à l'étude de deux grandeurs caractéristiques : l'efficacité quantique et l'efficacité du pic. Ces deux grandeurs ont été choisies pour comparer avec les résultats obtenus par Remoué (2010) qui a effectué ces simulations sur un module XRDPIX.

Ces deux grandeurs sont définies par :

- * **l'efficacité quantique, ϵ .**

L'efficacité quantique est calculée comme le rapport du nombre de photons N ayant déposé une partie ou la totalité de leur énergie par rapport à la quantité N_0 de photons entrant dans le détecteur. On calcule donc : $\epsilon = \frac{N}{N_0}$.

- * **l'efficacité du pic photo-électrique ϵ_{peak}**

L'efficacité de pic photo-électrique est le rapport entre le nombre de photons ayant déposé toute

leur énergie (N_{peak}) par rapport au nombre de photons détectés. On calcule alors : $\epsilon_{peak} = \frac{N_{peak}}{N}$.

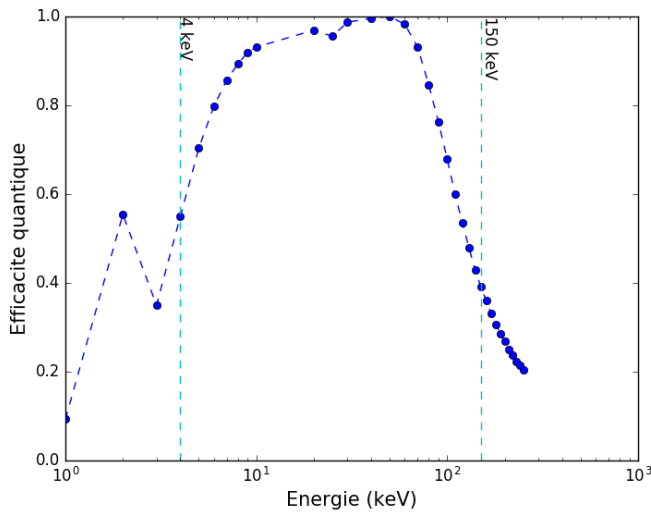


FIGURE 4.20 – *Efficacité quantique simulée avec GEANT4 dans la gamme en énergie d'ECLAIRs (4-150 keV).*

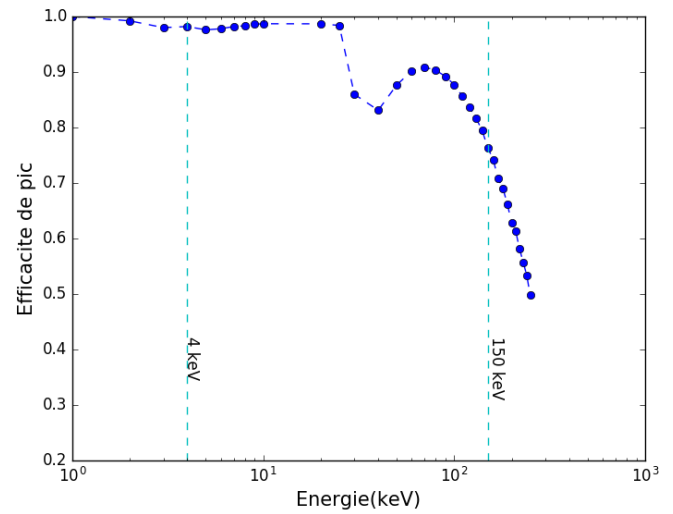


FIGURE 4.21 – *Efficacité du pic photo-électrique simulée avec GEANT4 dans la gamme en énergie d'ECLAIRs (4-150 keV).*

La Figure 4.20 montre le résultat du calcul de l'efficacité quantique ϵ pour des simulations réalisées avec 10^5 photons mono-énergétiques émis en incidence normale sur la couche de Pt (d'épaisseur 250 nm) d'un unique détecteur. Sur cette figure, l'énergie a été simulée d'abord par pas de 1 keV entre 0 et 10 keV puis par pas de 10 keV jusqu'à 200 keV, permettant de couvrir toute la gamme en énergie de l'instrument. Jusqu'à 30 keV, la couche de platine définit cette efficacité puisque la proportion de photons détectés est faible par rapport au nombre de photons entrants. Le Pt absorbe 1.4% des photons à 30 keV et 4% des photons à 20 keV. De plus, les photons commencent à interagir à 30 keV avec les électrons de la couche K et les photons émettant un photon de fluorescence ne sont pas enregistrés car l'énergie déposée est très faible. Au delà de 50 keV, l'efficacité quantique diminue avec l'augmentation de l'énergie car les photons ne sont plus détectés. En effet, le libre parcours moyen des photons dans le CdTe augmente avec l'énergie, abaissant la probabilité d'interaction de ces derniers.

L'efficacité de pic photo-électrique est présentée en Figure 4.21. Pour des énergies légèrement supérieures au pic d'échappement du CdTe, les photons peuvent très facilement quitter le détecteur (voir Section 2.2.1). L'énergie d'incidence n'est pas déposée en totalité, ce qui explique la diminution de la courbe autour de 23.17 et 27.47 keV, ces deux énergies correspondant aux énergies de transition $K_{\alpha 1}$ respectivement du Cd et du Te.

Multiplicité

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, les événements multiples sont considérés par la chaîne de lecture comme des événements ayant déposé de l'énergie dans une fenêtre de coïncidence donnée (voir Section 3.2.3). Ces événements peuvent être fortuits comme dus des processus physiques. En effet, un photon peut déposer son énergie dans plusieurs pixels différents d'un même module XRDPIX ou de deux modules côte à côte. Ces événements multiples ne peuvent pas être différenciés des événements fortuits par l'ASIC qui les considère comme des photons différents arrivant dans la même fenêtre de coïncidence.

La Figure 4.22 a été réalisée par la simulation d'une source de ^{241}Am collimatée ($\theta = 0$ degré) et illuminant un unique pixel (le pixel au centre de la Figure, $xx = 39$ et $yy = 40$) xx et yy représentent les coordonnées de la position du pixel sur le plan de détection. Comme la source n'illumine qu'un seul pixel et la céramique qui l'entoure, la présence d'événements sur les pixels voisins souligne le fait que les événements multiples peuvent atteindre d'autres pixels, notamment les pixels présentant des surfaces adjacentes importantes. Nous pouvons remarquer d'une part que les pixels adjacents récupèrent majoritairement les photons de fluorescence en X dans le CdTe du pixel illuminé (raies K_{α} (23.17 keV pour le Cd et 27.47

keV pour le Te) et K_{β} (22.98 keV pour le Cd et 27.20 keV pour le Te)). C'est donc la fluorescence qui est source majoritaire des événements multiples pour un spectre de ^{241}Am . Une raie à 22.1 keV est présente très faiblement sur tous les spectres des pixels voisins ainsi que sur le pixel central. Cette raie est due à la transition $K_{\alpha 1}$ de l'Ag qui est contenu dans la colle conductrice utilisée pour la grille HT et qui est déposée dans l'un des coins du pixel illuminé.

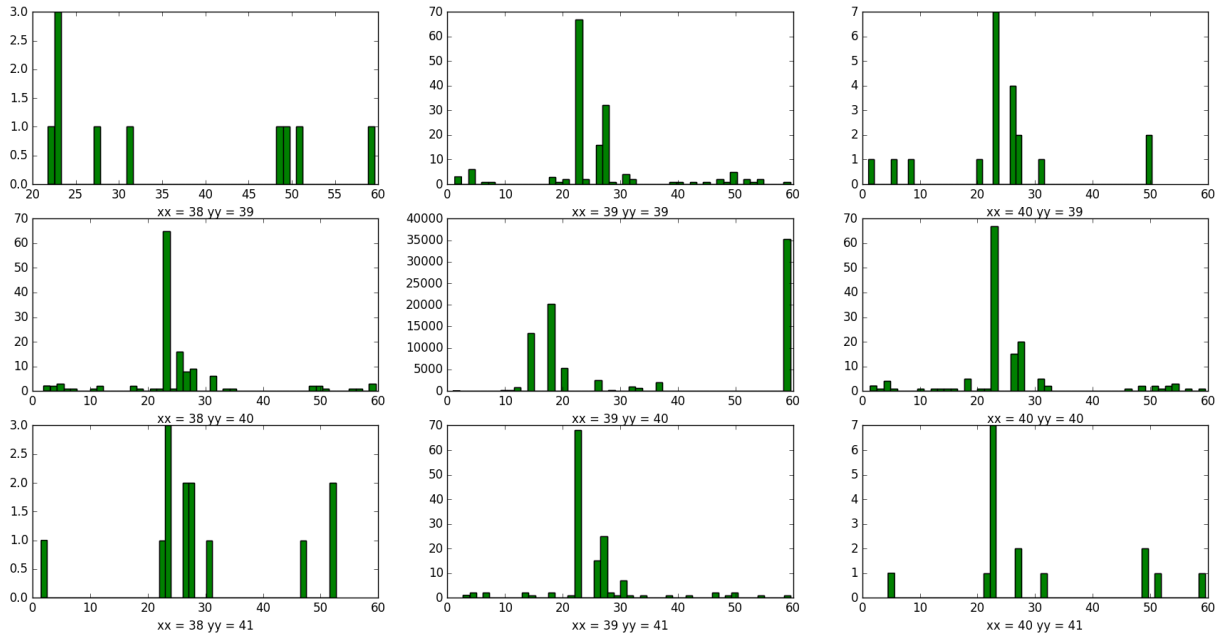


FIGURE 4.22 – Spectres obtenus par une source de ^{241}Am collimatée illuminant le pixel central. Le spectre de ^{241}Am est bien visible au centre et les pixels alentours présentent les énergies déposées par les événements multiples. Dans les quatre coins, l'amplitude des spectres est plus faible du fait de la petite surface adjacente avec le pixel central. xx et yy .

Pour calculer le taux global d'événements multiples dans un module, une source placée à l'infinie au dessus d'un module XRDPIX, illumine tout le module avec un flux de photons mono-énergétiques en incidence uni-directionnelle ($\theta = 0$ degré) tout d'abord puis dans un second temps avec un angle d'ouverture $\theta = 80$ degrés. Ceci permet de prendre en compte l'illumination des interstices entre les pixels qui représente près de 18% de la surface totale d'un module XRDPIX et qui induisent la diffusion par effet Compton. La Figure 4.23 présente les résultats obtenus pour les deux cas. Dans le cas de l'incidence normale (rond rouge), il n'y a pas d'événements multiples créés pour les très faibles énergies ($E < 28$ keV), car la transition K_{α} des atomes du détecteurs (Cd et Te) n'est pas possible. Pour des énergies supérieures à cette valeur, le taux d'événements multiples augmente avec l'énergie incidente, jusqu'à atteindre 3% à 150 keV.

Pour des énergies supérieures à 70 keV, le processus Compton est le plus probable pour créer des événements multiples et c'est à partir de cette énergie que la rétrodiffusion fait augmenter drastiquement le pourcentage d'événements multiples. Un angle d'incidence non nul augmente la probabilité que des particules secondaires interagissent dans l'interstice entre deux pixels et viennent impacter le pixel voisin. Ceci se voit surtout pour les énergies légèrement supérieures aux raies de transition où le taux d'événements multiples augmente

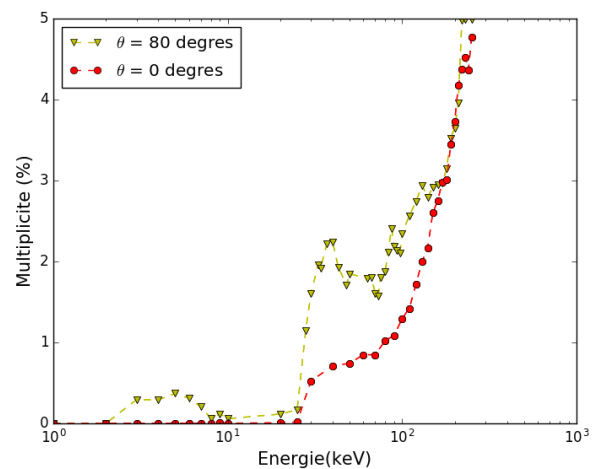


FIGURE 4.23 – Pourcentage d'événements multiples issus des processus physiques en fonction de l'angle d'incidence et de l'énergie.

nettement.

Pour les plus basses énergies, c'est la transition L qui influe sur la proportion non nulle d'événements multiples. Pour les plus hautes énergies, nous retrouvons les mêmes proportions d'événements multiples pour les deux configurations. De plus, il faut noter que pour un angle incident non nul, le rayonnement traversera une épaisseur plus importante de matériau. Ce phénomène diminue la probabilité de rétrodiffusion. Dans le cas d'une émission avec un angle incidence $\theta = 80$ degrés, le pourcentage de multiples créés par interaction physique atteint environ 2 % pour une énergie de 60 keV.

4.2.2 Modélisation de la réponse spectrale

En connaissant la façon dont notre télescope convertit les photons détectés en comptage et leur énergie déposée en signal mesurable, nous pouvons reconstruire l'intensité et le spectre d'énergie photonique de la source. Cette connaissance détaillée des caractéristiques spécifiques d'un télescope s'appelle la réponse spectrale. Pour l'analyse des données, la réponse spectrale d'un télescope est souvent représentée par une matrice contenant le spectre de comptage mesuré en réponse à une série de raies mono-énergétiques. Comme cette matrice de réponse est généralement non réversible, nous reconstruisons le spectre photonique incident. Cette section décrit alors les différentes étapes de la conception d'un modèle de réponse spectrale du plan de détection du prototype d'ECLAIRS.

Le modèle de la réponse spectrale a été construit sur trois parties successives : la construction du modèle, l'étalonnage et la matrice de réponse, comme l'indique la Figure 4.24.

Le modèle de réponse

Le modèle spectral utilisé se construit dans un premier temps à l'aide de simulations Monte-Carlo. L'énergie des photons incidents est calculée comme décrit précédemment pour un spectre de ^{241}Am (Spectre en haut à gauche de la Figure 4.24). GEANT4 procède ensuite à la simulation des interactions rayonnement-matière et les dépôts d'énergies enregistrés sont associés à la profondeur d'interaction de la particule incidente. Le spectre obtenu est un spectre idéal (Spectre en haut à droite de la Figure 4.24). Dans la Section 2.2.3, nous avons vu que les charges ne sont pas complètement collectées et le calcul de $\eta(z)$ est fait selon l'équation 2.33. Ceci permet d'une part d'estimer les paramètres de collection des électrons et des trous, respectivement $\mu\tau_e$ et $\mu\tau_h$. Ensuite, les raies sont convoluées par une gaussienne pour prendre en compte le bruit électronique ENC (voir section 3.1.2). Cette étape permet d'extraire les paramètres liés au bruit, comme la FWHM qui dépend de l'ENC_{TOT} (voir Équation 3.12) ainsi que l'amplitude des raies. De plus, le spectre est converti en canaux grâce aux coefficients de gain et d'offset selon une relation linéaire (voir section 4.3). Ceci permet d'obtenir un spectre modèle (dont un exemple est donné en bas à droite). Le modèle est décrit avec précision dans l'article publié et présenté ultérieurement.

L'étalonnage

Le modèle ainsi obtenu est ajusté aux spectres mesurés pour les 800 voies du plan de détection du prototype d'ECLAIRS. La description des tests et des résultats sera effectuée en Section 4.4. Pour comparer les données mesurées au modèle idéal, un bruit de fond environnemental est ajouté au spectre du modèle pour prendre en compte les effets non créés par la source comme les raies telluriques. Ce bruit de fond a été mesuré lors d'un test de 24 h dans le noir sans source (voir Section 4.2.3) et a été normalisé en temps pour pouvoir être ajouté au modèle. Ce fond est négligeable pour des acquisitions d'une heure, comme dans notre cas mais pas pour une acquisition d'une semaine. L'ajustement spectral se fait grâce à un ensemble de codes sous python 2.7 utilisant la librairie *LMFIT*, *Levenberg-Marquard FIT* (Newville et al., 2016). Ce langage a été choisi car c'est un langage performant et accessible dont le support logistique sera effectif aux dates ultérieures au lancement. De plus, le segment sol scientifique a choisi ce langage pour le traitement de donnée et notre code sera alors facilement exploitable. Cette librairie permet d'optimiser les ajustements de données et inclut l'utilisation de paramètres ajustables permettant de contraindre les valeurs initiales du modèle et elle estime également les erreurs de chaque paramètre ajusté. Elle calcule automatiquement les incertitudes et les corrélations à partir de la matrice de covariance. Cette méthode se base sur une minimisation du χ^2 dont les meilleurs paramètres sont enregistrés dans une base de données qui permet

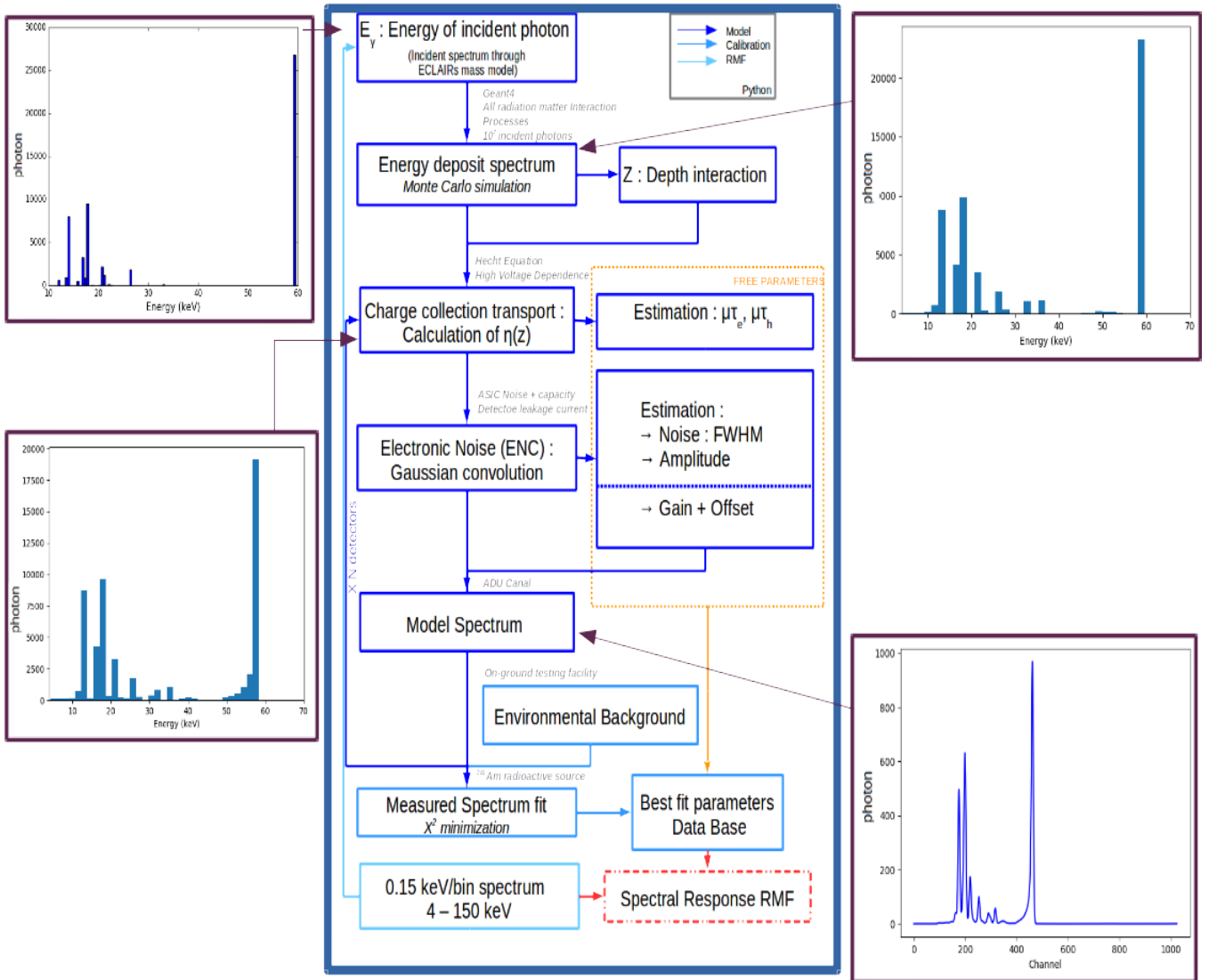


FIGURE 4.24 – *Algorithme de travail à l'établissement du modèle de réponse spectrale (bleu marine), de l'étalonnage des détecteurs (bleu clair) de la matrice de réponse (cyan). A chaque étape, un spectre est joint pour présenter les évolutions apportées et les conséquences spectrales.*

de caractériser chaque détecteur du plan pour chaque configuration de tests. Le χ^2 a donc été estimé à part suite au redimensionnement des spectres dont chaque bin doit compter un minimum de 20 cps. Une étude de ces résultats est présentée dans l'article qui suit. Elle se poursuit avec l'étude des paramètres et des résultats en Section 4.4.2.

La matrice de réponse

La matrice de réponse est obtenue avec la même méthode que pour un spectre de ^{241}Am mais en simulant des photons mono-énergétiques entre 4 et 150 keV par pas de 0.15 keV. La description complète de la méthode et des résultats est faite en section 4.2.3.

Résumé de la publication

Après la description de l'instrument et de son plan de détection, l'étude se poursuit selon les étapes suivantes :

- * **Développement du modèle de réponse spectrale** Le modèle de réponse spectrale est basé sur une méthode de simulations Monte Carlo réalisée avec GEANT4. GEANT4 est un logiciel permettant de prendre en considération tous les processus physiques d'interactions rayonnement-

matière entre la source incidente et le plan de détection de l'instrument. De plus, comme les charges ne sont pas entièrement collectées, nous devons prendre en considération la correction du transport de charges grâce à une efficacité de collection notée η . Celle-ci dépend très fortement de la profondeur d'interaction des photons incidents, du temps de vie et de la mobilité des charges (électrons et trous) et du champ électrique. L'étape suivante est de prendre en compte le bruit électronique en convoluant le spectre obtenu par une gaussienne. Finalement, nous obtenons un modèle de réponse dépendant de six paramètres libres : $\mu\tau_e$, $\mu\tau_h$, ENC_{tot} , le gain et l'offset ainsi que l'amplitude du spectre. Ces paramètres sont extraits lors de l'ajustement de ce modèle avec les spectres provenant des tests réalisés sur le prototype de l'instrument permettant de créer la réponse spectrale.

- * **Résultats de l'étude statistique** L'étude statistique des paramètres pour les différentes configurations en fonction du $t_{peaking}$ et de la haute tension montre une très grande homogénéité du plan de détection quelque soit la configuration. En revanche, le bruit ENC_{tot} n'est pas dépendant de la tension mais plus du $t_{peaking}$. Lorsque ce dernier est fixé à $4.4 \mu s$, le bruit ENC_{tot} est minimisé.

Calibration of the spectral response of the SVOM/ECLAIRs detection plane

Bajat A.^a, Godet O.^a, and Atteia JL.^a

^aInstitut de Recherche en Astrophysique et Planétologie, Université de Toulouse, CNRS, CNES, UPS, Toulouse, France

ABSTRACT

The Chinese-French space mission SVOM (Space-based multi-band Variable Object Monitor) due to be launched in 2021 is dedicated to the study of the transient sky, in particular Gamma-Ray Bursts. SVOM will play a key role in the time-domain and multi-messenger astronomy by providing regular alerts to the ground and space facilities, as well as ensuring a broadband follow-up of the sources from X-rays to near infrared. ECLAIRs is the prime instrument onboard the SVOM mission detecting automatically new transient within its field of view and providing their first localization. This telescope is a wide-field coded-mask imager working in the 4–150 keV band. It will sample the temporal and spectral properties of the detected GRBs. The detection plane of this instrument is made of 6400 Schottky CdTe detectors coupled to a low-noise front end electronics.

Building a reliable spectral response model of the detection plane is important to retrieve the appropriate spectral parameters of astrophysical sources observed by ECLAIRs. In this paper, we present our Monte-Carlo spectral response model of the ECLAIRs detection plane taking into account the main radiation-matter interactions, the physical properties of the detectors. Then, we show how we calibrated this model using lab measurements, leading to the computation of the first realistic spectral response matrix. This work also enabled us to investigate in details the physical properties of a large sample of Schottky CdTe detectors. We discuss in this paper the performances of these detectors.

Keywords: Calibration, ECLAIRs, SVOM, CdTe detectors, Spectral Response, Monte Carlo, X-rays

1. INTRODUCTION

1.1 ECLAIRs onboard the SVOM mission

SVOM¹ (Space-based multi-band Variable Object Monitor) is a 3 years (+ 2 years extension) French-Chinese mission, expected to be launched in 2021 and dedicated to the study of the transient sky in the time-domain and multi-messenger astronomy era, in particular Gamma-Ray Bursts (GRBs). These events appearing randomly over the sky are characterized by an intense and brief (a few ms to a few 10^2 s) prompt emission in X-/Gamma-rays followed by a long-lived multi-wavelength afterglow emission.² They are thought to be associated with the catastrophic formation of a black hole³ or neutron star leading to the launch of ultra-relativistic jets following the core collapse of some massive stars or the coalescence of two compact objects.^{4,5} With a launch in 2021, SVOM will operate in a very existing instrumental landscape including the most sensitive gravitational wave and particle detectors as well as new space and ground facilities. By providing regular alerts to such facilities, by ensuring a broadband follow-up coverage of the detected transients as well as by searching for electromagnetic counterparts of multi-messenger alerts, SVOM will play a key role in the multi-messenger and time domain astronomy era.

SVOM will embark a multi-wavelength scientific payload made of two wide-field instruments covering the 4 keV – 150 keV band (ECLAIRs⁶) and the 15 – 5000 keV (Gamma-Ray Monitor⁷) and two narrow-field follow-up instruments in the 0.2 – 10 keV band (Micro channel plate X-ray Telescope⁸) and in the V and R bands (Visible Telescope⁹). SVOM will also have a dedicated ground network of nIR/optical robotic follow-up telescopes located along the SVOM LEO (650 km, $i = 29^\circ$) orbit in order to refine the GRB position, to sample the GRB afterglow lightcurves and to compute photometric redshifts. Once a GRB is detected by ECLAIRs, the satellite will swiftly re-point the follow-up telescopes towards the direction of the newly found onboard transients in order to refine the GRB positions and to sample the lightcurve of the GRB afterglows. In parallel, alert

Energy Range	4 – 150 keV
Effective area	>340 cm ² @ 10 – 70 keV >200 cm ² @ 6 keV
Energy resolution @ 60 keV	<1.5 keV
Dead Time	<5%
Field of view	2.05 sr total
localization error radius	<13 arcmin (90% confidence level)

Table 1. Main scientific performances drivers for the instrument ECLAIRS.

messages including the GRB position will be sent to the ground through a network of VHF ground stations located along the SVOM orbit and they will be broadcasted to the community to start the GRB follow-up.

The GRB trigger instrument ECLAIRS (see Figure 1, left) is a ~ 2 sr coded mask camera with a 40% mask aperture and it is designed to detect around 70 GRBs/year.⁶ ECLAIRS is developed by a consortium of several French laboratories (IRAP, APC and CEA-Saclay) under the supervision of the French space agency (CNES). The geometrical area of the ECLAIRS detection plane is moderate (~ 1000 cm²) due to space and mass allocation constraints on the satellite platform. To optimize the GRB detection sensitivity, the energy threshold is lowered down to 4 keV allowing to detect faint or X-ray rich GRBs whose some of them could be high-redshift GRBs ($z > 5$). The low-energy threshold down to 4 keV is a key driver for the design of the instrument. This imposes to choose a low-noise front-end electronics and appropriate detectors with a high enough quantum efficiency over the ECLAIRS energy band and low leakage currents. We chose to use 4×4 mm² and 1 mm-thick Schottky CdTe detectors¹⁰ purchased to the Acrorad Ltd company and to couple them with a low-noise and low-consumption ASIC called IDef-X.¹¹ The Schottky CdTe detectors display very good and very homogeneous spectral performances¹² in general. The main scientific performance drivers for the ECLAIRS instrument are given in Table 1.

1.2 The ECLAIRS detection plane

The ECLAIRS detection plane is paved with 200 elementary detection modules called XRDPIX, themselves made of a 8×4 matrix of Schottky CdTe detectors (see Figure 1, right) hybridized with the low-noise IDef-X ASIC. The detection plane will be divided into 8 independent sectors, each one coupled to a readout chain.

This corresponds to a total of 6400 CdTe Schottky detectors, which have been selected¹³ in order to be compliant with the scientific and spectroscopic performance requirements of the instrument. The Schottky contact is ensured by the Indium anode, while the Platinum cathode is an ohmic contact. The detectors will be operated in flight at a temperature of -20°C and polarized with a bias voltage of -300 V. The current setting for the charge collection time ($t_{peaking}$) is equal to 2.6 μs . We will refer to this configuration as the nominal configuration hereafter.

ECLAIRS will work in photon counting mode i.e. for each detected event, its position on the detection plane, its detection time, its energy and its type will be recorded by the sector readout chain. An event is classified as a single event if there is no other detected events on the same sector during a 10 μs coincidence window. Otherwise, the events are classified as multiple events. In the present study, we consider only single events since they are the only events that will be used onboard by the scientific data process unit.

Knowing how the telescope converts photons to counts recorded by the detectors, we can infer the intensity and photon energy spectrum of the source. The transfer function that determines the conversion of measured incoming photons into counts is called the spectral response. The methods used to build and calibrate the spectral response are presented in Section 2. The Section 3 presents some spectral performances of the detectors and the electronics as measured by using our response model and experimental lab data. The last Section is devoted our concluding remarks and future prospects.

2. BUILDING OF THE SPECTRAL RESPONSE MODEL

For the calibration of the analytical model, we use a ²⁴¹Am source. This radioactive source is used to illustrate the methods and the results of the study. A typical ²⁴¹Am spectrum measured in the nominal configuration is shown in Figure 2 for one pixel.

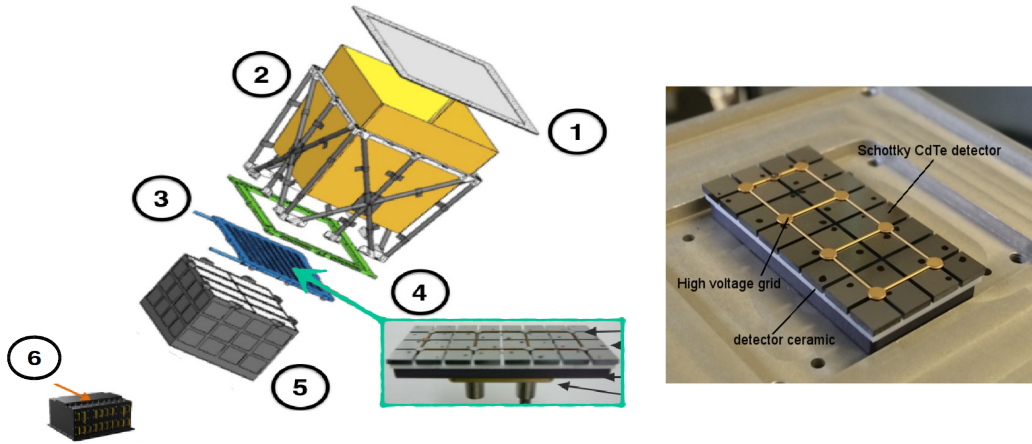


Figure 1. *Left* - The ECLAIRs camera made of: 1- the 2-D coded mask, 2- the lateral passive shield made of Pb and Cu layers, 3- the detection plane consisting of 200 modules of 8×4 Schottky CdTe detectors, divided into 8 sectors of 800 detectors each (4), 5- the readout electronics box, 6- the data processing unit called UGTS including the GRB trigger software. *Right* - Picture of an XRDPIX detection module. This elementary module consists of 8×4 ($4 \times 4 \text{ mm}^2$, 1 mm thick) Schottky CdTe detectors.

This Figure clearly shows how the energy deposits due photons interacting within the CdTe crystal are redistributed over the ECLAIRs energy range. In addition to the main photo-electric peaks (black arrows) broadened by the electronic noise contribution, several other components can be seen, some of them distorting the line profile: the Cd and Te escape peaks (green arrows), the low-energy tail for the 59.54 keV line induced by charge losses and the Compton backscattering feature (red arrow) induced by 59.54 keV photons directly interacting within the ceramic on which the detector are glued on. The charge transport properties (i.e. the carrier lifetime and their mobility) within the CdTe detectors are critical to mitigate charge losses.

The main steps to compute the spectral response are described in Figure 3. The spectral response model is based on Monte Carlo simulations made using the Geant4.¹⁴ This software allows us to compute the spectrum of energy deposits induced by the interactions of photons within the CdTe detectors by taking into account the mass-model of the detection plane (e.g. its geometry, the physical composition of the various materials of the plane) as well as the main radiation-matter interaction processes (e.g. photo-electric and Compton effects, fluorescence) at work in the 4 – 150 keV band.

The energy deposits within the CdTe crystal will be converted into clouds of electrons and holes. By polarizing the detectors, this creates an electric field that will separate the carriers and transport the charges towards the anode for electrons and the cathode for holes, respectively. However during this collection process, there will be some charge losses implying that the energy measured by the electronics will be different from that deposited by the photons. To take this into account, we calculate the charge collection efficiency η for each energy deposit. This efficiency is strongly dependent on the interaction depth, the lifetime-mobility products of electrons and holes ($\mu \tau_{e, h}$) and the electric field E . We therefore obtain the spectrum of energy deposits degraded by charge losses. Note that here we did not consider ballistic charge losses to play a major role.

We finally convolve this spectrum with a Gaussian function to take into account the electronic noise (ENC_{tot}) induced by the detectors and the electronics (see Section 2.4).

This model depends on 6 free parameters, $\mu \tau_e$, $\mu \tau_h$, the ENC_{tot} noise, the gain and offset (see Section 2.3) and the line amplitude. More details about the main steps of building the spectral response model are provided in the following sections.

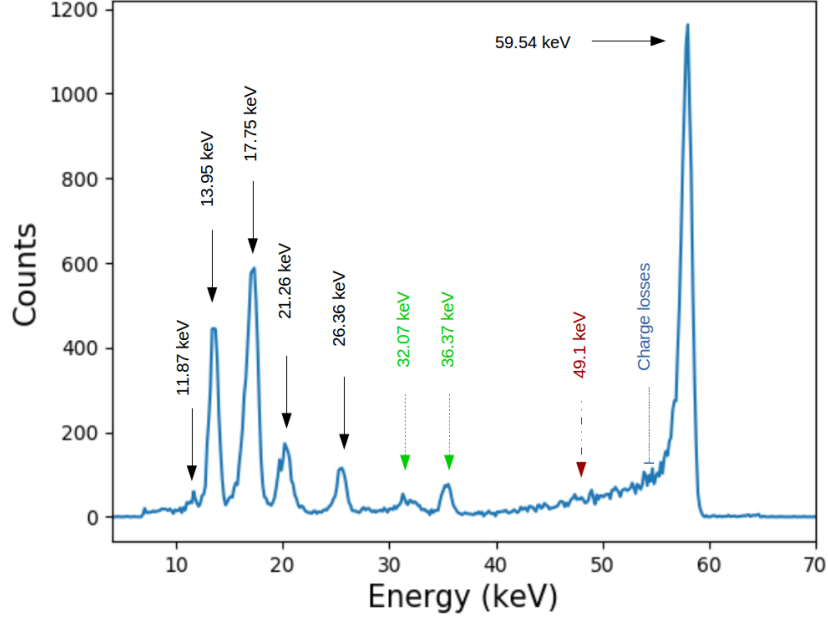


Figure 2. ^{241}Am spectrum of one pixel of the prototype measured in the nominal configuration ($HT = -300\text{ V}$, $t_{peaking}=2.6\ \mu\text{s}$ under vacuum). The black continuous arrow indicate the emission line of the source. The green arrows are the escape peaks due of Cd (36.37 keV) and Te (32.07 keV). The red dashed arrow (49.1 keV) indicates the Compton back-scattering peak created by $\sim 60\text{ keV}$ photons experimenting Compton scattering in the ceramic on which the detectors are glued on before interacting within the detectors. Finally, the blue arrow indicates the region concerned by charge losses.

2.1 Simulation input setup

Our simulations are based on using the GEANT4 software. We first built a mass model of the prototype of the detection plane (i.e. a complete sector of 800 detectors) to compare the measured spectra and the model as accurately as possible. In addition to the plane, the mass model includes a source holder, the electronic box and every material present within the thermal-vacuum chamber. To make the measurements on the prototype we made use of a ^{241}Am source placed at 45 cm above the plane (see Fig. 6).

We simulated a ^{241}Am source emitting photons within a half opening half angle of $\theta = 80^\circ$. We considered 31 photon lines in our simulations. Each photon energy emission probability has been calculated based on the branching ratio of the ^{241}Am source.¹⁵ We simulated 10^7 photons to make sure to have more than 10^4 counts under the lines corresponding to a relative error $\frac{\sigma}{N} < 1\%$ (see Figure 3, top-left spectrum). The output of Geant4 gives us a spectrum of the energy deposits (see Figure 3, top-right spectrum) for each detector as well as the depth of each interaction for each detector.

2.2 Transport charges losses

The low mobility and the short life-time of electrons and in particular holes induce charge trapping within the detectors and therefore the charge collection is incomplete¹⁶ leading to spectral degradations. For each deposited energy, we calculate the fraction of charge loss using the charge collection efficiency given by the Hecht equation¹⁷:

$$\eta(z) = \frac{\mu\tau_e E}{D} \left[1 - \exp\left(-\frac{D-z}{\mu\tau_e}\right) \right] + \frac{\mu\tau_h E}{D} \left[1 - \exp\left(-\frac{z}{\mu\tau_h E}\right) \right] \quad (1)$$

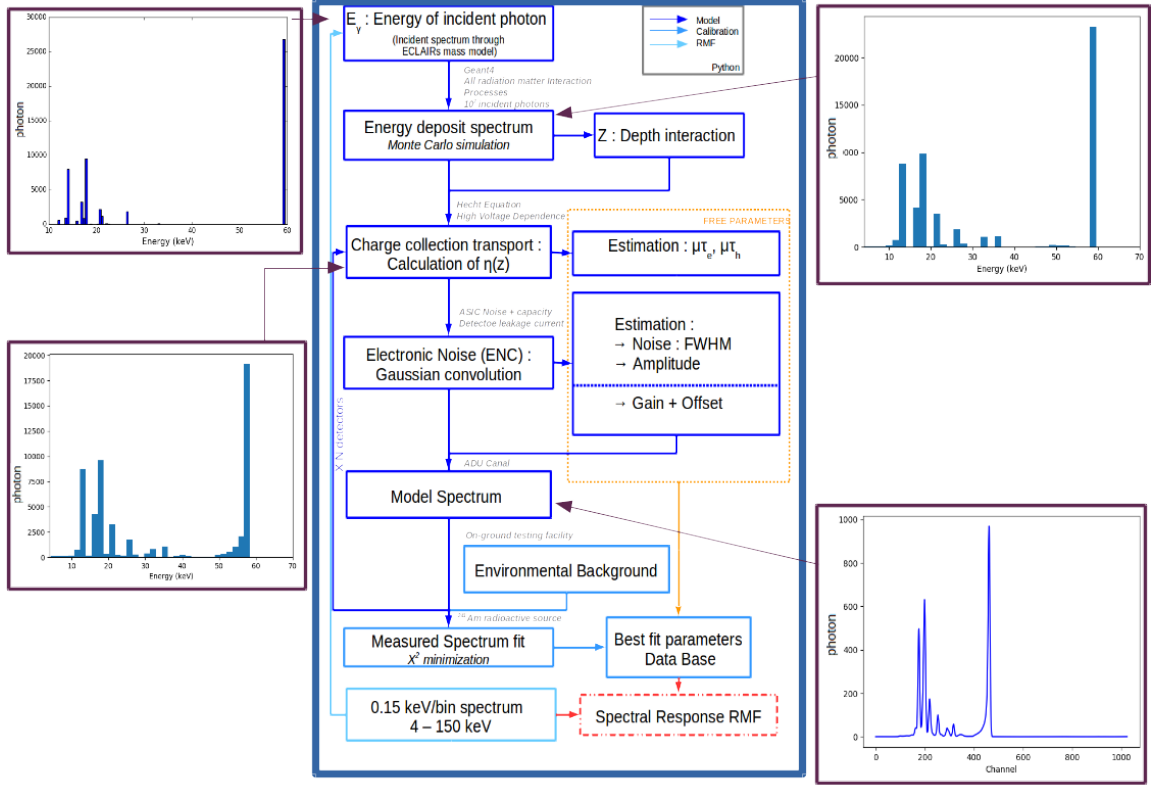


Figure 3. Flowchart explaining the different steps in computing the spectral response model, its calibration using lab data and the computation of the response matrix file (RMF). The spectra illustrate each step of building the spectral response of one detector. Here, we take the example of ^{241}Am spectra since we used such spectra to calibrate the 6 free parameters of the model: the amplitude, the electronic noise (ENC_{tot}), the energy calibration parameters (Gain + Offset), the lifetime-mobility products ($\mu\tau_e$ for electrons and $\mu\tau_h$ for holes, involved in charge losses).

with E , the electric field, z , the interaction depth from the anode, D , the thickness of the detector, $\mu\tau$, the life time mobility of electrons ($\mu\tau_e$) and holes ($\mu\tau_h$). This equation assumes long times for trapping and detrapping for both electrons and holes. Multiplying by this efficiency each energy deposit, we obtain a spectrum taking into account the charge collection correction (see Figure 3, bottom-left spectrum). The electric field is not constant through the thickness of the detector¹⁸ in the Schottky CdTe semiconductors. However, the electric field gradient is not expected to be very large and to vary significantly with time, since the CdTe detectors will be operated in such conditions ($T = -20^\circ\text{C}$, $U = -300\text{V}$) and a maximum in-flight polarization time interval of 15 h) that the polarization time of the Schottky CdTe detectors will be much larger than 1 day for a continuous polarization of the detectors. So, we assume the electric field to be constant throughout the detector thickness so that $E = \frac{U}{D}$ with U , the applied bias voltage.

As shown by the Hecht Equation (Eq. 1), the collection charge efficiency depends on the mobility lifetime, $\mu\tau$ of holes and electrons. Figure 4 shows how $\mu\tau$ products and bias voltage affects the line. $\mu\tau_h$ values induce a low-energy tail, while $\mu\tau_e$ -values modify the amplitude and shift the line centroid. The bias voltage, evolving proportionally to the electric field E , also impacts the shape of the line. The peak channel increases for the same energy line, when the bias voltage increases.

2.3 Gain and Offset

The electronics read and encode the energy of each event detected over 10 bits. So, the spectra built from events recorded by the readout chain are in units of channel. The relation between deposited energies in keV and

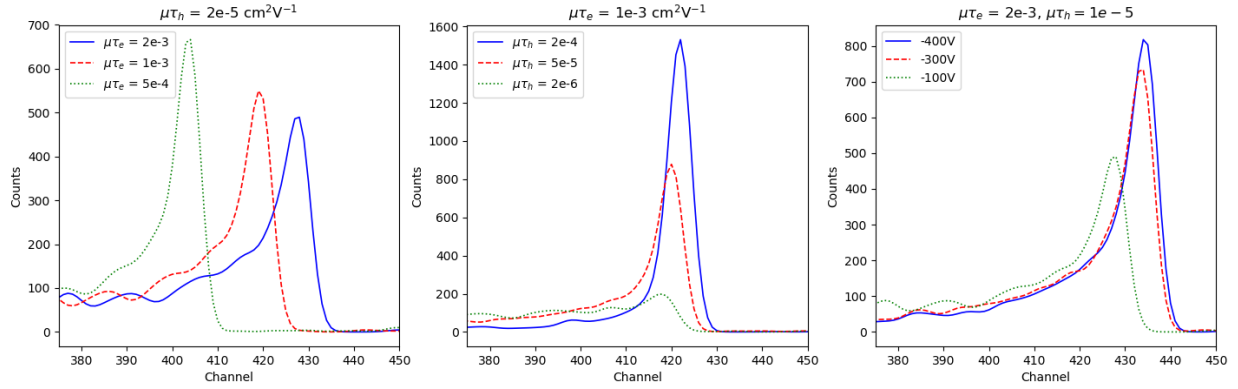


Figure 4. Simulated spectra at 59.5 keV line γ -rays. *Left* – Bias voltage at -300 V and fixed $\mu\tau_h$ product at $2 \times 10^{-5} \text{ cm}^2\text{V}^{-1}$. *Center* – Bias voltage at -300 V and fixed $\mu\tau_h$ product at $1 \times 10^{-3} \text{ cm}^2\text{V}^{-1}$. *Right* – Fixed $\mu\tau_e$ product set to $2 \times 10^{-3} \text{ cm}^2\text{V}^{-1}$ and fixed $\mu\tau_h$ product set to $1 \times 10^{-5} \text{ cm}^2\text{V}^{-1}$.

channels is expected to be linear.¹⁹ In our model, the parameters linking the count channels (C) and energies (E_X) are two free parameters: gain and offset so that $C = \text{gain} \times E_X + \text{offset}$.

2.4 Instrumental noise contribution

This electronic noise ENC_{tot} is the quadratic sum of:²⁰

- The noise due to thermal fluctuations of the number of electrons and holes in the electronics (serial noise ENC_s);
- The low frequency noise due to time-dependent fluctuations in the trapping and detrapping processes of the charge carrier number density; (called $\text{ENC}_{1/f}$).
- The parallel noise due to Poisson fluctuations in the leakage current charge carrier number density ($\text{ENC}_{||}$). The amount of leakage current depends on the bias voltage. Hence, the parallel noise depends on the bias voltage.

Figure 5 shows the evolution of the ENC_{tot} as a function of the peaking time, $t_{peaking}$. It underlines the ENC_{tot} has two major contributions : the electronic noise and the leakage current. For the smallest $t_{peaking}$, the ENC_{tot} is dominated by the serial noise (ENC_s) while for the highest $t_{peaking}$, it is dominated by the parallel noise ($\text{ENC}_{||}$) and hence the leakage current. The curve presents a minimal value for ENC_{tot} for a defined $t_{peaking}$ and bias voltage. An optimal couple (HT, $t_{peaking}$) will ensure a small noise and will warrant to reach the 4 keV threshold.

To include the ENC_{tot} -contribution in our model, we convolve the spectra with a Gaussian function with a FWHM (Full Width at Half Maximum) expressed as follows:

$$FWHM = 2.35 \sqrt{F \epsilon_\omega E_0 + \epsilon_\omega^2 \text{ENC}_{tot}^2} \quad (2)$$

with F , the Fano factor²¹ (0.15 for CdTe detectors), ϵ_ω the pair creation energy (4.42 eV), E_0 the deposited energy. The first term corresponds to the intrinsic fluctuations of electron-hole pairs and the second term is the contribution of the electronic noise.

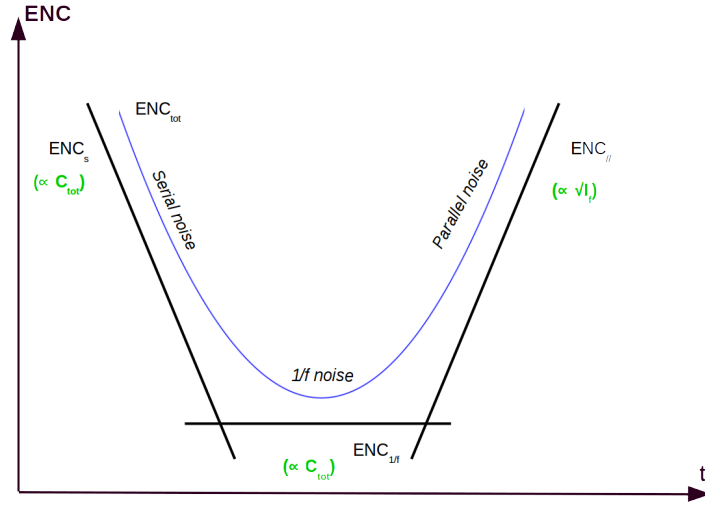


Figure 5. Evolution of the ENC_{tot} as function of the $t_{peaking}$. For small $t_{peaking}$, the ENC_{tot} is dominated by the serial noise, which depends on the total capacitance (C_{tot}). For high $t_{peaking}$, the ENC_{tot} is dominated by the parallel noise, depending on the leakage current (I_f). A minimal $t_{peaking}$ can be found to minimize the ENC_{tot} .

2.5 Fitting Process

To calibrate our response model, we made use of measurements performed with the prototype of the detection plane (see Figure 6-C) consisting of a full sector of 800 detectors. The detectors were operated at a temperature of -20°C within a thermal-vacuum chamber (see Figure 6-B). A 2 MBq ^{241}Am source placed at 45 cm above the plane (Figure 6-A) has been used to acquire the spectra and the exposure time is 30 min for each configuration, providing excellent statistics. Measurements were performed in different configurations: a bias voltage from -450 V to -200 V and $t_{peaking}$ from $1.7\ \mu\text{s}$ to $6.8\ \mu\text{s}$.

The estimation of the free model parameters was carried out through an iterative χ^2 minimization fitting process between the model and the laboratory measurements. Figure 7 shows an example of an ^{214}Am experimental spectrum for one pixel and the best-fit model with a reduced χ^2 -value of 1.15, indicating a good fit. Despite the good statistical fits, we note that the some parts of low-energy tail of the 59.54 keV line is not properly fitted by the model. We obtained similar value for the other detectors. Nevertheless, this does not seem to affect significantly the values we derived for our model parameters (see Section 3.2).

3. ANALYSIS OF THE DETECTOR AND ELECTRONICS PERFORMANCE

From our spectral fittings, we created a database containing the best-fit values of the model parameters for each configuration of the bias voltage and $t_{peaking}$ for 93.3% of 800 pixels (i.e. 746 pixels). The other pixels were disabled because they were noisy. All the errors bars quoted below are given at 1σ .

3.1 Gain and offset

The standard method to measure the gain and the offset to reconstruct the energy scale is to fit each peak with a gaussian function to derive its centroid in Channel and to associate it with the line energy and to perform a linear fit. However, high energy centroids may appear as being shifted to lower energies compared to the expected values because of the effects of $\mu\tau_{e,h}$. Because of that, this simple method can introduce some biases in the reconstruction of the energy scale.

In our model these parameters are calculated during the spectral fitting process. Figure 8 shows the distribution of the gain extracted from our response model for four different $t_{peaking}$. For technological reasons, the gain is not correlated to $t_{peaking}$.²² However, there is little dispersion for each distribution.

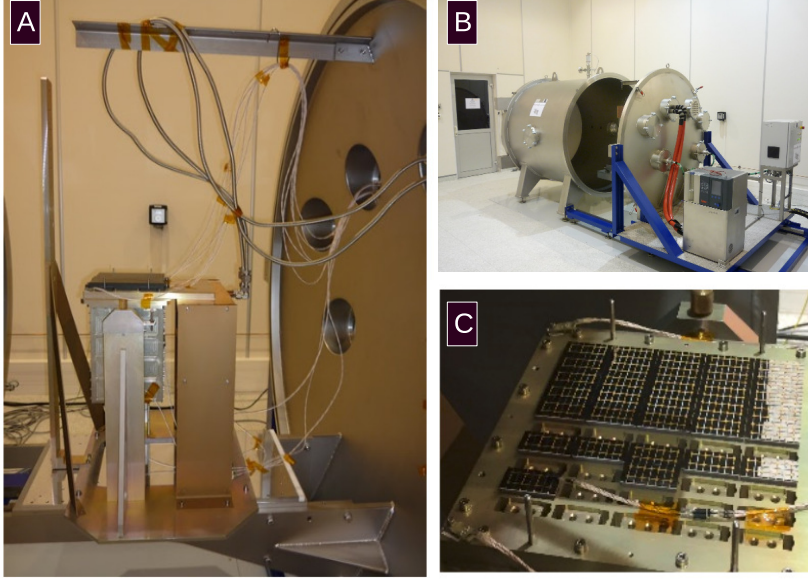


Figure 6. Experimental setup : A - Prototype of one sector with the electronics box, the detection plane and the source holder. B - Thermal-vacuum chamber (~ 2 m in diameter and $\times \sim 3$ m in length), C- The detection plane with one sector (25 module XRDPIX) and one partially filled sector with 7 modules.

The two methods to estimate the gain and offset coefficients present some differences: around 0.39% for the offset and 1.71% for the gain. To estimate the consequence of these differences on the reconstructed energy scale, we calculated by how many channels the two methods differ at a given energy. Figure 9 presents an example of the channel deviation for energies between 4 and 150 keV for one pixel. The channel deviation increases with the energy reaching 16 channels (i.e. ~ 2.2 keV) for 140 keV, while the channel deviation is less than one channel (1 channel ~ 0.14 keV) at 4 keV. The two histograms show the dispersion of the channel deviation for the 746 pixels at 4 keV in red and at 120 keV in blue for the configuration $HT = -300$ V and $t_{peaking} = 2.6$ μ s. At 4 keV, the distribution peaks around 0.6 channel but at 120 keV, the distribution is around 13 channels. This clearly shows that the charge redistribution for high energy deposits play a significant role by shifting the line centroid to lower energies.

3.2 $\mu\tau$ products

The $\mu\tau$ products have been extracted from the fit between the model and the laboratory measurements. Whatever the $t_{peaking}$, the $\mu\tau_e$ are ranging from 4×10^{-4} to 3×10^{-3} $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1}$ and from 5×10^{-5} to 2×10^{-4} $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1}$ for $\mu\tau_h$ (see Figure 10). The $\mu\tau_{e,h}$ -values are consistent with what is found in the literature.²³ For example, for the *Swift*/BAT instrument, the $\mu\tau_e$ -values range from 5×10^{-4} to 10^{-2} $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1}$ and from 1.3×10^{-5} to 1.8×10^{-4} $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1}$ for $\mu\tau_h$.²⁴ The relatively small dispersion of the $\mu\tau_{e,h}$ -values again shows the good homogeneity of the Acrorad Schottky CdTe detectors.

3.3 ENC

The Figure 11 shows the ENC_{tot} distribution depending on the bias voltage (on the left) and on the $t_{peaking}$ (on the right). The narrowest distribution is obtained for a $t_{peaking} = 2.6$ μ s and the largest is for 1.7 μ s with ENC_{tot} around 110 (e_{rms}^-). In all configurations, we note that the ENC_{tot} -values are less than the threshold value of 150 e_{rms}^- needed to have a electronic noise contribution below 4 keV. This indicates that the hybridization between

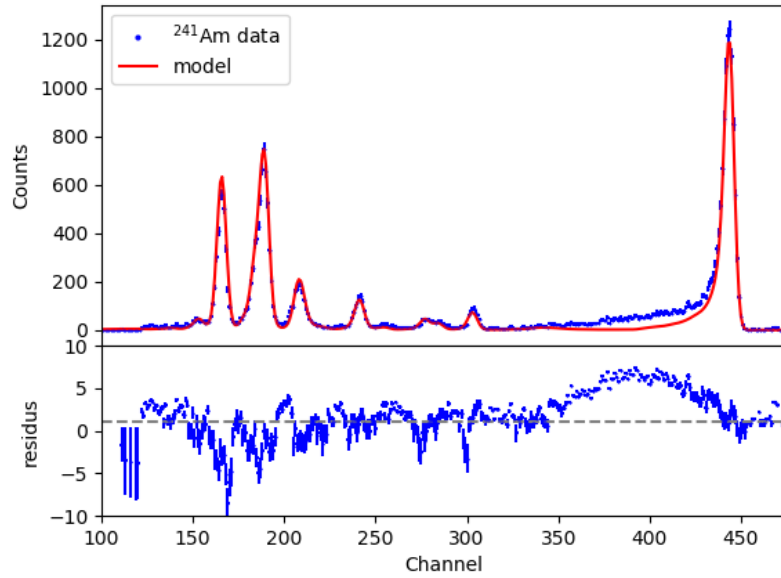


Figure 7. Plot of γ -rays from ^{241}Am measured spectrum with laboratory experiment (blue) and the spectral model with the best fit parameters (red).

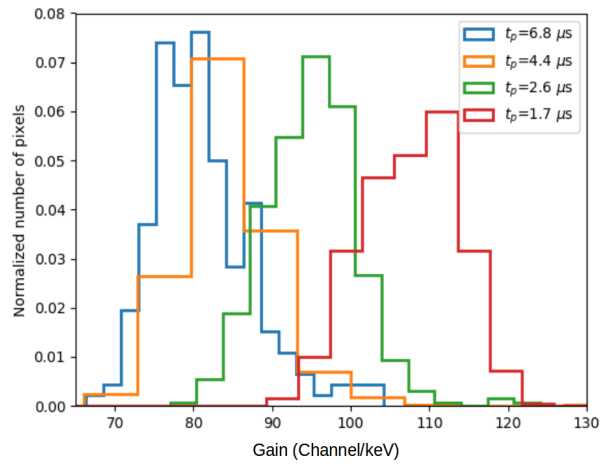


Figure 8. Histogram of gains measured on 746 pixels for HT set to -300 V and four different $t_{peaking}$.

the low-noise ASIC and the Schottky CdTe detectors work very well and that for most of our detectors we will have a low energy threshold below 4 keV.

Furthermore, the ENC_{tot} contribution is the smallest for $t_{peaking}$ -values from 4.4 to 6.8 μs even if the dispersion at 4.4 μs is smaller. The tail around 90 e_{rms}^- for the $t_{peaking} = 6.8\ \mu\text{s}$ indicates higher contribution of the leakage current for these detectors with respect to the detector bulk.

The influence of the bias voltage on the ENC_{tot} contribution is not as pronounced as the dependence on $t_{peaking}$ (see the left plot). These ENC_{tot} distributions are shown for bias voltages from -200 to -400 V and a

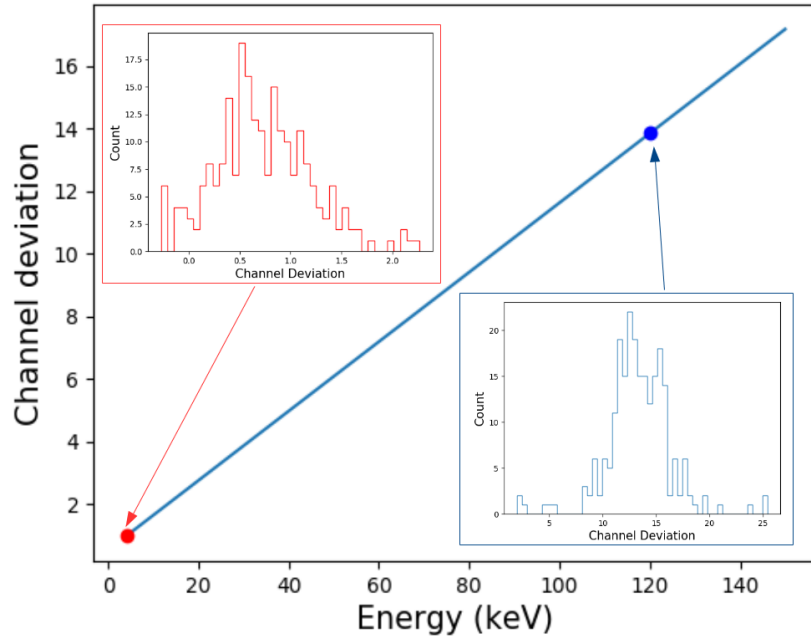


Figure 9. The linear plot represents an example of channel deviation between the parameters from the linear fit and the response model. The red histogram is the distribution of the channel deviation at 4 keV for 746 pixels and the blue histogram is the distribution at 120 keV of the channel deviation for 746 pixels.

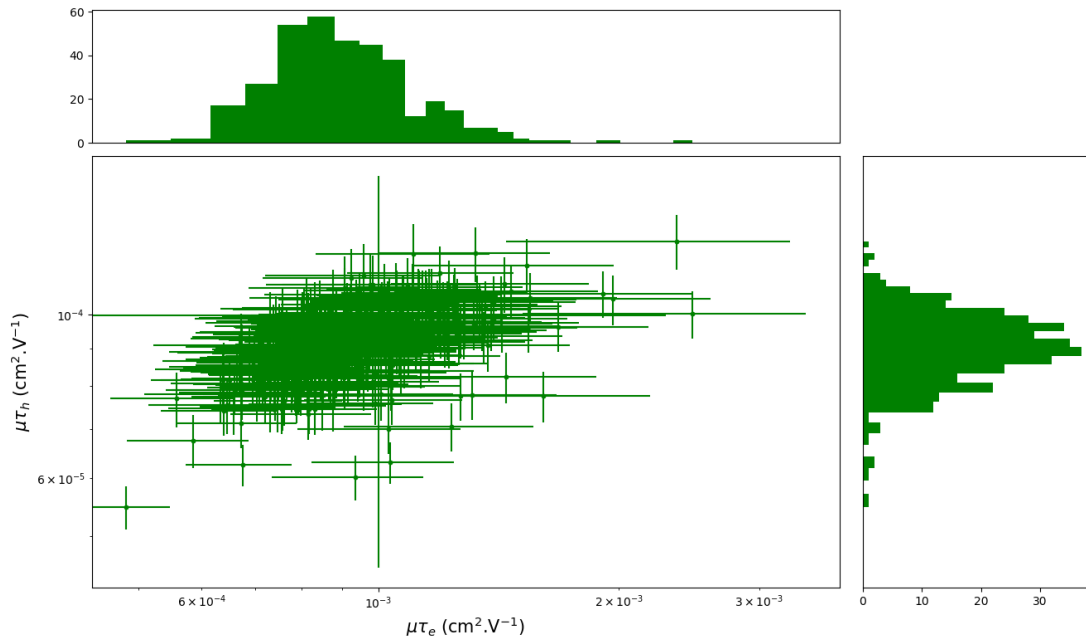


Figure 10. Cross-plot of $\mu\tau$ products.

$t_{peaking}$ -value of $2.6 \mu\text{s}$. This indicates that the leakage current has no strong influence on the electronic noise at this $t_{peaking}$ -value.

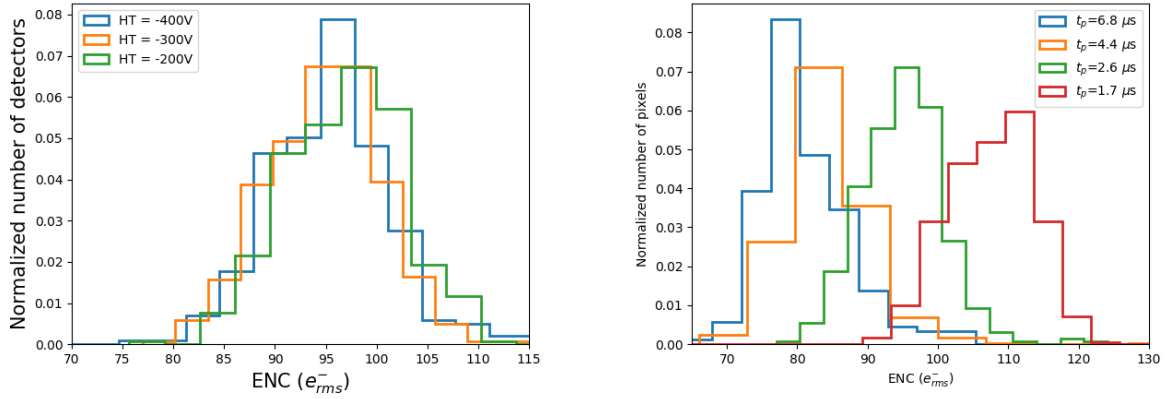


Figure 11. *Left* - Histogram of ENC_{tot} (e_{rms}^-) for three voltages ($t_{peaking} = 2.6\mu s$). *Right* - Histogram of ENC_{tot} (e_{rms}^-) for four $t_{peaking}$ ($HT = -300V$)

4. CONCLUSION

We built a GEANT4-based Monte-Carlo spectral response model for the ECLAIRs detection plane taking into account the physics of the detectors and the electronics. We also built a software enabling us to reliably calibrate the free parameters of the model through an iterative χ^2 minimizing spectral fitting process using experimental lab data collected by illuminating a prototype of the detection plane with radioactive sources. Even if the already derived results are very promising, further works are needed in order to improve the fits of our model to the experimental data.

Our study shows that the overall spectral performances of the prototype of the detection plane are very good enabling us to reach a low-energy threshold below 4 keV and also very homogeneous over a population of around 800 detectors. This illustrates that the Acrorad Schottky detectors have very homogeneous properties and very low leakage current and our ASIC has very good performances as well. We also show how the charge redistribution response can affect the calibration of the energy scale at high energies. Finally, based on our results, we note that setting $t_{peaking}$ at $4.4\mu s$ will enable to mitigate the electronic noise contribution.

REFERENCES

- [1] Wei, J., Cordier, B., Antier, S., Antilogus, P., Atteia, J.-L., Bajat, A., Basa, S., Beckmann, V., Bernardini, M., Boissier, S., et al., “The deep and transient universe in the svom era: new challenges and opportunities—scientific prospects of the svom mission,” *SVOM white Book* (2016).
- [2] Piran, T., “The physics of gamma-ray bursts,” *Reviews of Modern Physics* **76**(4), 1143 (2005).
- [3] Fryer, C. L., Woosley, S., and Hartmann, D. H., “Formation rates of black hole accretion disk gamma-ray bursts,” *The Astrophysical Journal* **526**(1), 152 (1999).
- [4] Narayan, R., Paczyński, B., and Piran, T., “Gamma-ray bursts as the death throes of massive binary stars,” in [*Astrophysical Journal*], Citeseer (1992).
- [5] Abbott, B., Abbott, R., Abbott, T., Acernese, F., Ackley, K., Adams, C., Adams, T., Addesso, P., Adhikari, R., Adya, V., et al., “Gravitational waves and gamma-rays from a binary neutron star merger: Gw170817 and grb 170817a,” *The Astrophysical Journal Letters* **848**(2), L13 (2017).
- [6] Godet, O., Nasser, G., Cordier, B., Mandrou, P., Barret, D., Triou, H., Pons, R., Amoros, C., Bordon, S., Gevin, O., et al., “The x-/gamma-ray camera eclairs for the gamma-ray burst mission svom,” in [*Space Telescopes and Instrumentation 2014: Ultraviolet to Gamma Ray*], **9144**, 914424, International Society for Optics and Photonics (2014).
- [7] Dong, Y., Wu, B., Li, Y., Zhang, Y., and Zhang, S., “Svom gamma ray monitor,” *Science China Physics, Mechanics and Astronomy* **53**(1), 40–42 (2010).
- [8] Götz, D., Adami, C., Basa, S., Beckmann, V., Burwitz, V., Chipaux, R., Cordier, B., Evans, P., Godet, O., Goosmann, R., et al., “The microchannel x-ray telescope on board the svom satellite,” *arXiv preprint arXiv:1507.00204* (2015).
- [9] Wu, C., Qiu, Y., and Cai, H., “Svom visible telescope: Performance and data process scheme,” *International Astronomical Union. Proceedings of the International Astronomical Union* **7**(S279), 421 (2011).
- [10] Tanaka, T., Kobayashi, Y., Mitani, T., Nakazawa, K., Oonuki, K., Sato, G., Takahashi, T., and Watanabe, S., “Recent achievements of the high resolution schottky cdte diode for γ -ray detectors,” *New Astronomy Reviews* **48**(1-4), 309–313 (2004).
- [11] Michalowska, A., Gevin, O., Lemaire, O., Lugiez, F., Baron, P., Grabas, H., Pinsard, F., Limousin, O., and Delagnes, E., “Idef-x hd: A low power multi-gain cmos asic for the readout of cd (zn) te detectors,” in [*Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS/MIC), 2010 IEEE*], 1556–1559, IEEE (2010).
- [12] Takahashi, T., Mitani, T., Kobayashi, Y., Kouda, M., Sato, G., Watanabe, S., Nakazawa, K., Okada, Y., Funaki, M., Ohno, R., et al., “High resolution schottky cdte diode detector,” in [*Nuclear Science Symposium Conference Record, 2001 IEEE*], **4**, 2464–2468, IEEE (2001).
- [13] Remoue, N., Lacombe, K., Amoros, C., Barret, D., Mandrou, P., and Pons, R., “Selection of cdte detectors for the detection plane of the eclairs gamma-ray burst detector,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **610**(1), 287–290 (2009).
- [14] Agostinelli, S., Allison, J., Amako, K. a., Apostolakis, J., Araujo, H., Arce, P., Asai, M., Axen, D., Banerjee, S., Barrand, G. ., et al., “Geant4a simulation toolkit,” *Nuclear instruments and methods in physics research section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **506**(3), 250–303 (2003).
- [15] Lépy, M., Plagnard, J., and Ferreux, L., “Measurement of 241am l x-ray emission probabilities,” *Applied Radiation and Isotopes* **66**(6-7), 715–721 (2008).
- [16] Sato, G., Takahashi, T., Sugiho, M., Kouda, M., Mitani, T., Nakazawa, K., Okada, Y., and Watanabe, S., “Characterization of cdte/cdznte detectors,” *IEEE Transactions on Nuclear Science* **49**(3), 1258–1263 (2002).
- [17] Hecht, K., “Zum mechanismus des lichtelektrischen primärstromes in isolierenden kristallen,” *Zeitschrift für Physik* **77**(3-4), 235–245 (1932).
- [18] Quaranta, A. A., Martini, M., and Ottaviani, G., “The pulse shape and the timing problem in solid state detectors—a review paper,” *IEEE Transactions on Nuclear Science* **16**(2), 35–61 (1969).
- [19] Gevin, O., Baron, P., Coppolani, X., Daly, F., Delagnes, E., Limousin, O., Lugiez, F., Meuris, A., Pinsard, F., and Renaud, D., “Idef-x eclairs: A cmos asic for the readout of cdte and cdznte detectors for high resolution spectroscopy,” *IEEE Transactions on Nuclear Science* **56**(4), 2351–2359 (2009).

- [20] Lütz, G., “Semiconductor radiation detectors: Device physics,” (2007).
- [21] Fano, U., “Ionization yield of radiations. ii. the fluctuations of the number of ions,” *Physical Review* **72**(1), 26 (1947).
- [22] Meuris, A., *Étude et optimisation du plan de détection de haute énergie en Cd (Zn) Te de la mission spatiale dastronomie et gamma Simbol-X*, PhD thesis, Phd thesis, Université Paris 7 Diderot, 2009. 83, 84 (2009).
- [23] Sellin, P., Davies, A., Lohstroh, A., Ozsan, M., and Parkin, J., “Drift mobility and mobility-lifetime products in cdte: Cl grown by the travelling heater method,” *IEEE transactions on nuclear science* **52**(6), 3074–3078 (2005).
- [24] Sato, G., Parsons, A., Hullinger, D., Suzuki, M., Takahashi, T., Tashiro, M., Nakazawa, K., Okada, Y., Takahashi, H., Watanabe, S., et al., “Development of a spectral model based on charge transport for the swift/bat 32k cdznte detector array,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **541**(1-2), 372–384 (2005).

4.2.3 Validation de l'étalonnage de la réponse spectrale avec une source de Cobalt

La validation de l'étalonnage de la réponse spectrale a été réalisée en appliquant les paramètres d'ajustement spectral estimés pour un détecteur à l'aide d'un test réalisé dans la même configuration ($HT = -300V$ et $t_{peaking} = 2.6 \mu s$) mais avec une autre source (voir Figure 7 de l'article précédent). Le but de cette étude est de vérifier que les paramètres estimés pour les spectres de ^{241}Am sont applicables à d'autres énergies.

En effet, tous les tests réalisés jusqu'à présents ont été faits avec la source de ^{241}Am , seule disponible actuellement. L'inconvénient de cette source est qu'elle ne couvre que la moitié de la gamme d'énergie d'ECLAIRs entre 10 et 60 keV. C'est pour cette raison qu'une mesure a été effectuée avec une source de ^{57}Co dont les raies à hautes énergies atteignent 122 et 136 keV. Des raies à plus hautes énergies permettent de mieux évaluer l'influence de la réponse spectrale dont l'effet augmente avec l'énergie. Nous avons simulé un spectre de ^{57}Co avec le logiciel GEANT4 et le même modèle de masse que précédemment (voir Section 4.2.1). La Figure 4.25.a montre un exemple de spectre simulé de 8×10^5 photons pour un pixel du prototype. Les sept raies principales du spectre émises par la source de ^{57}Co , dans la gamme en énergie 4 – 150 keV sont prises en compte (voir Tableau 4.2). Sur ce spectre, sont visibles les photo-pics (autour de 6 et 7 keV, 14 keV, 122 et 136 keV), le fond Compton (entre 80 et 100 keV) ainsi que les pics d'échappement du Cd et du Te. Le fond Compton provient des photons ayant impacté la céramique du module XRDPIX (voir Figure 2.12) et déposent une partie de leur énergie dans le détecteur après rétro-diffusion. Ce spectre ainsi simulé est ensuite convolué par notre modèle d'ajustement avec les paramètres extraits de la base de données pour la configuration $HT = -300 V$ et $t_{peaking} = 2.6 \mu s$, réalisée lors de l'étalonnage de chaque détecteur.

Les tests ont été réalisés pour une source de ^{57}Co située à 20 cm du plan de détection, sous vide à $-20^\circ C$ pour une tension de $-300 V$ et une valeur de $t_{peaking}$ de $2.6 \mu s$. Le temps d'acquisition est de 6 jours car la source avait une activité de 1 kBq. La faible activité de cette source oblige un long temps d'acquisition et une source proche du plan de détection pour obtenir des spectres ayant une statistique satisfaisante. La Figure 4.25.b montre un exemple de spectre d'événements simples obtenu pour un détecteur. Le pic central (autour du canal 550) n'apparaît pas dans les simulations mais est probablement d'origine instrumentale du fait que la perte de charge qui

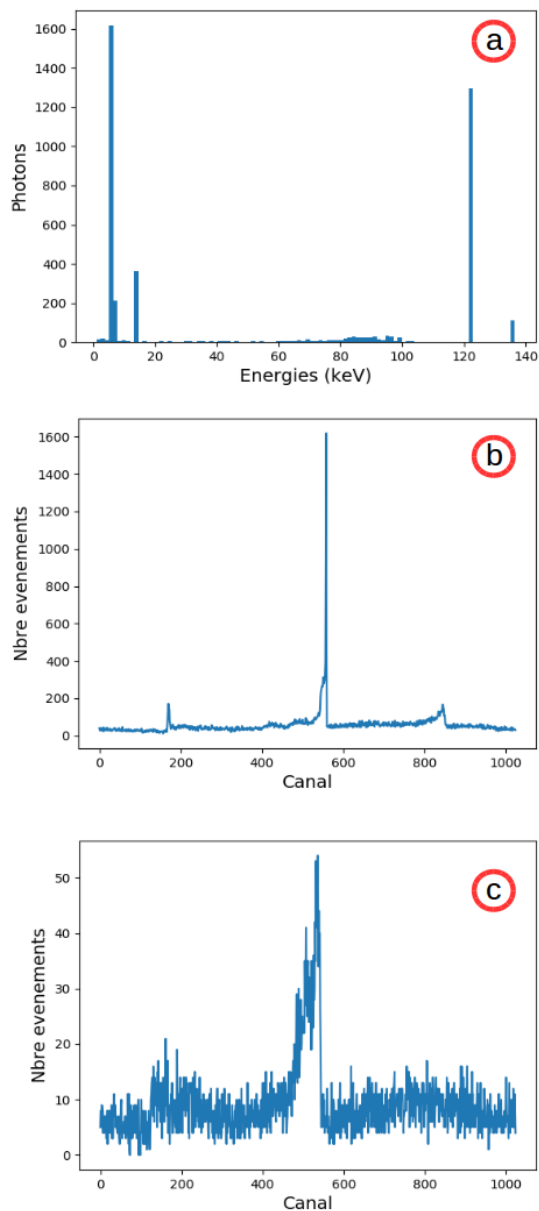


FIGURE 4.25 – A - Simulation d'un spectre de ^{57}Co avec GEANT4, B - Spectre de ^{57}Co mesuré sur un détecteur pour une acquisition de 6 jours. Le pic central (autour du canal 550) est probablement d'origine instrumentale. C - Spectre du bruit de fond mesuré pour le même pixel que B détecteur lors d'une acquisition de 24 h sans source. Le pic central est le même pic instrumentale que dans le spectre B, même si la forme est différente.

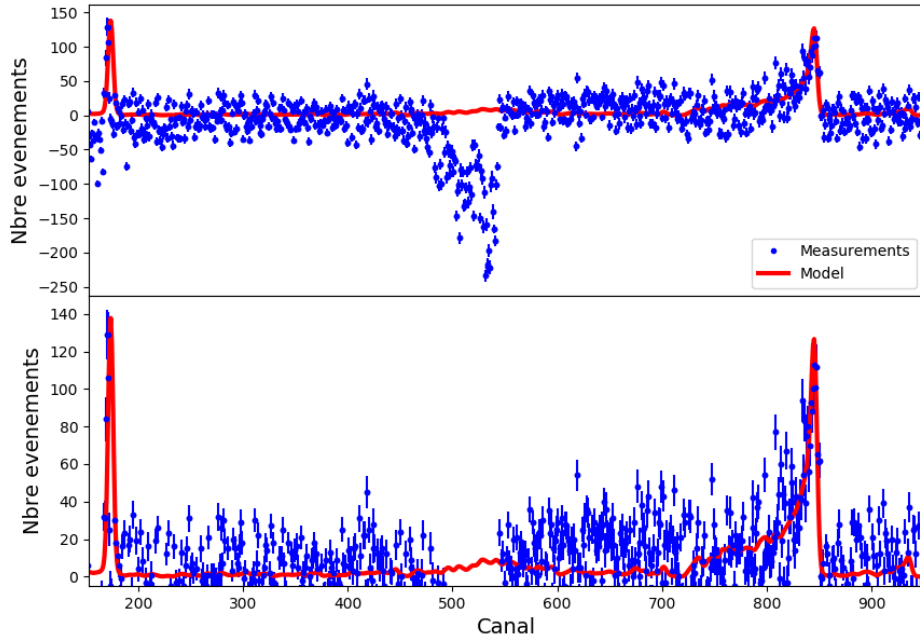


FIGURE 4.26 – En haut - Spectre d'événements simples mesuré sur un détecteur lors d'une acquisition de 6 jours avec une source de ^{57}Co (en bleu). Les barres d'erreurs sur les données sont estimées à 1σ et le bruit de fond instrumental est soustrait. En rouge, est représenté le spectre simulé par une source de ^{57}Co , calculé à partir du modèle de réponse et les paramètres obtenus par le meilleur ajustement spectral réalisé avec la source de ^{241}Am . Seule l'amplitude a été de nouveau ajustée. En bas - Zoom du spectre pour des ordonnées positives.

est très faible pour l'énergie correspondant à ce canal (> 70 keV) et d'une largeur à mi-hauteur trop petite pour cette énergie, qui devrait être autour 1 keV (autour de 10 canaux). Cette raie se retrouve sur tous les détecteurs pour ce test et présente à chaque fois les mêmes caractéristiques de largeur à mi-hauteur. Un spectre mesuré pendant une journée dans la même configuration mais sans source et pour le même pixel (voir Figure 4.25.c) est normalisé en temps et soustrait aux données expérimentales. Ceci permet de supprimer la composante du bruit de fond induite en partie par la radioactivité naturelle qui n'est pas prise en compte dans notre modèle de GEANT4.

La Figure 4.26 présente le modèle de réponse étalonné (en rouge) auquel les paramètres d'ajustement de ce détecteur ont été appliqués et en bleu les points de mesure corrigés du bruit de fond.

Sur la partie supérieure de la Figure, sur laquelle sont tracés les résultats pour les canaux entre 150 et 950, nous noterons que la raie instrumentale est mal soustraite. L'amplitude cumulée sur six jours et normalisée en temps est donc inférieure à la mesure du test réalisé sur 24 h. La partie inférieure de cette Figure montre un zoom sur les ordonnées positives. Les ordonnées négatives sont issues de la soustraction du bruit de fond trop élevé. L'acquisition se fait pour des énergies supérieures 10 keV. Le SBN a été fixé à 30 pour limiter le pic de bruit et l'impact des pixels bruyants sur une acquisition de 6 jours. Ceci explique pourquoi les raies les plus basses du spectre de ^{57}Co ne sont pas visibles. La raie détectée pour les canaux les plus faibles est la raie à 14 keV.

Énergie(keV)	Intensité (%)
6.391	16.4
6.404	32.5
7.06	5.88
14.413	9.54
122.06	85.6
129.58	0.018
136.47	10.68

TABLE 4.2 – Raies principales du spectre de ^{57}Co et leur intensité. D'après Shirley et al. (1986).

Dans cet exemple, l'étalonnage du spectre semble relativement correct. Les raies du modèle sont dans les mêmes canaux que celles de la mesure et l'épaulement dû aux pertes de charges est bien reproduit par le modèle. Le bruit de fond est très élevé par rapport aux raies de la source et ce dernier n'est pas très

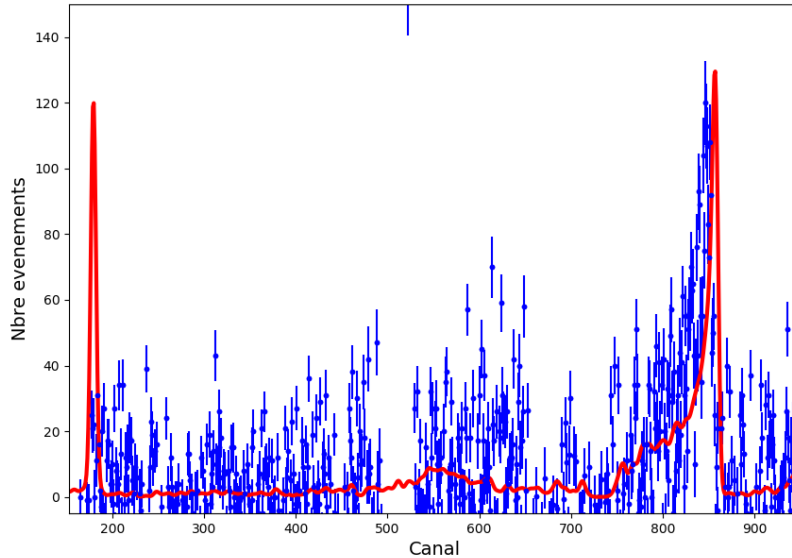


FIGURE 4.27 – Exemple de spectre pour un pixel dont les paramètres extraits du modèle de réponse spectrale ne sont pas corrects, avec en bleu les données (les barres d’erreurs sont les erreurs statistiques à 1σ) et en rouge, est représenté le spectre simulé par une source de ^{57}Co , calculé à partir du modèle de réponse et les paramètres obtenus par le meilleur ajustement spectral réalisé avec la source de ^{241}Am .

bien reconstruit. Il est donc difficile de valider le modèle et les paramètres mesurés pour tous les spectres. De plus, 45% d’entre eux ne sont pas étalonnés correctement et ceci est dû principalement à une mauvaise estimation des gains et des offsets mais la perte de charge est bien reconstruite et la largeur des raies également.

La Figure 4.27 montre un exemple d’un spectre de ^{57}Co d’un pixel pour lequel les paramètres issus de l’ajustement spectral obtenus avec ^{241}Am ne permettent pas de décrire correctement les données. Le décalage de la raie à 122 keV montre la mauvaise estimation du gain et de l’offset pour ce pixel. Les raies à basses énergies n’étant pas présentes pour de très nombreux pixels, il est difficile d’estimer la proportion de pixel dont soit le gain, soit l’offset ne sont pas correctement calculés.

Pour vérifier correctement l’étalonnage de la réponse, il serait préférable de ré-itérer ces mesures avec une source de ^{57}Co d’activité supérieure. Ceci permettrait de comparer les modèles avec plus de confiance.

4.2.4 Exemple de matrice de réponse spectrale

La matrice de réponse spectrale permet de retrouver l’énergie des photons incidents pour chaque spectre mesuré. La matrice de réponse spectrale est calculée à l’aide de notre modèle de masse sous GEANT4 en injectant 5×10^5 photons avec des énergies uniformément distribuées dans un canal de 0.14 keV de largeur et ce pour des énergies allant de 4 à 150 keV. Ces spectres normalisés sont ensuite convolués avec le modèle de réponse étalonné. Une fois que les six paramètres sont déterminés par l’ajustement spectral pour tous les pixels, la réponse spectrale peut être construite pour chacun d’entre eux.

La Figure 4.28 représente un exemple de matrice de réponse spectrale d’un détecteur avec en abscisses l’énergie des photons incidents en keV et en ordonnées les spectres mesurés en keV (à gauche) et en canal (à droite). Cette réponse est calculée pour les paramètres extraits de l’ajustement spectral d’un pixel pour une tension de -300 V , une valeur de $t_{peaking}$ égale à $2.6\ \mu\text{s}$, une valeur de produit $\mu\tau_e$ égale à $7.99 \times 10^{-4}\text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1}$, une valeur de $\mu\tau_h$ égale à $9.66 \times 10^{-5}\text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1}$, une largeur à mi-hauteur de 1.01 keV et un gain et un offset respectivement de 6.27 Canal/keV et 70.33 canaux. Cette carte de la réponse pour ce détecteur présente sur l’axe des abscisses l’énergie des photons incidents en keV et en ordonnées, les spectres des

énergies mesurées en keV à droite et les canaux à gauche. En revanche, dès 45 keV, l'effet des pertes de charges devient visible avec la présence d'un épaulement vers les plus basses énergies. Le photo-pic (bande jaune sur la Figure 4.28) se décale également avec l'énergie du fait des pertes de charges dont l'effet est de plus en plus important avec l'énergie. De plus, les deux lignes parallèles au photo-pic sont les raies d'échappement du Cd et du Te. La rétrodiffusion Compton des photons ayant impacté la céramique du module XRDPIX est visible entre 90 et 150 keV.

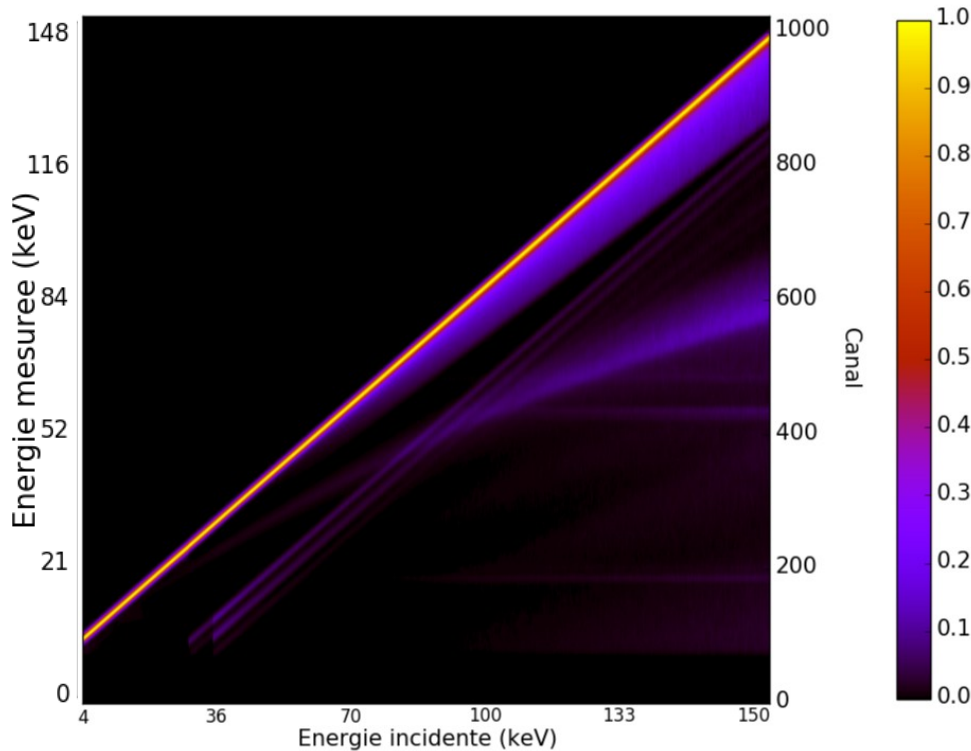


FIGURE 4.28 – Exemple de la carte de la réponse spectrale pour des événements simples pour un détecteur : en abscisses - énergies des photons incidents, en ordonnées, énergie mesurée en keV à gauche et en canal à droite. Les paramètres extraits ont respectivement une valeur de produit $\mu\tau_e$ égale à $7.99 \times 10^{-4} \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1}$, une valeur de $\mu\tau_h$ égale à $9.66 \times 10^{-5} \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1}$, une largeur à mi-hauteur de 1.01 keV et un gain et un offset respectivement de 6.27 Canal/keV et 70.33 canaux. Nous observons le photo-pic (en jaune), la perte de charge pour les plus hautes énergies, le fond Compton (issus des différentes rétrodiffusions) et les deux pics d'échappement du Cd et du Te parallèles au photo-pic.

4.3 Relation Canal-Énergie

4.3.1 Linéarité de la chaîne de codage des énergies

Nous avons vu précédemment que le gain et l'offset sont des paramètres clef de la construction de la réponse spectrale. Gevin *et al.* (2009) montre que l'ASIC a une réponse linéaire. Nous vérifions dans cette section que l'échelle en énergie en sortie de l'électronique de lecture est également linéaire pour des pixels montés sur le prototype.

Cette mesure consiste à injecter une charge connue en entrée du préamplificateur dont l'amplitude peut être reliée à l'énergie d'après l'Équation 4.3. Injecter des amplitudes grâce au signal V_{test} permet de s'affranchir des effets de la réponse spectrale, car ce signal n'est pas affecté par les pertes de charges dans les détecteurs. Ce signal correspond une impulsion sous forme de rampe de tension en entrée du préamplificateur. Un générateur est branché sur l'entrée du pré-amplificateur de charge muni d'une capacité d'injection de 200 fC et envoie une impulsion ΔV entre 40 mVpp et 360 mVpp par pas de 40 mVpp. L'énergie

envoyée est donc :

$$E_{inj} = \frac{\Delta V \times 200 \cdot 10^{-15}}{1.6 \cdot 10^{-19}} \simeq \Delta V \times 125 \cdot 10^4 \text{ eV} \quad (4.6)$$

Il est nécessaire de polariser le transistor avec un courant sortant de l'entrée de l'ASIC afin de simuler le courant de fuite des détecteurs polarisés en inverse. En sortie de la chaîne, le spectre mesuré présente des raies dont la position dépend de la charge connue injectée.

Les acquisitions réalisées sur 1 min donne une statistique suffisante (avec une erreur relative inférieure à 1%) pour pouvoir réaliser un ajustement de chaque raie avec une gaussienne et donc en déduire la position du centre de chaque raie en canal. La relation entre l'amplitude d'injection ΔV (en volt) et la position du centre de la raie est présentée sur la Figure 4.29. A gauche, sont représentés les spectres superposés normalisés en coups pour les 9 amplitudes injectées et à droite, la relation entre les centres des raies en canal et les amplitudes injectées ΔV . L'ajustement des points de mesure permet de montrer que la relation est bien linéaire.

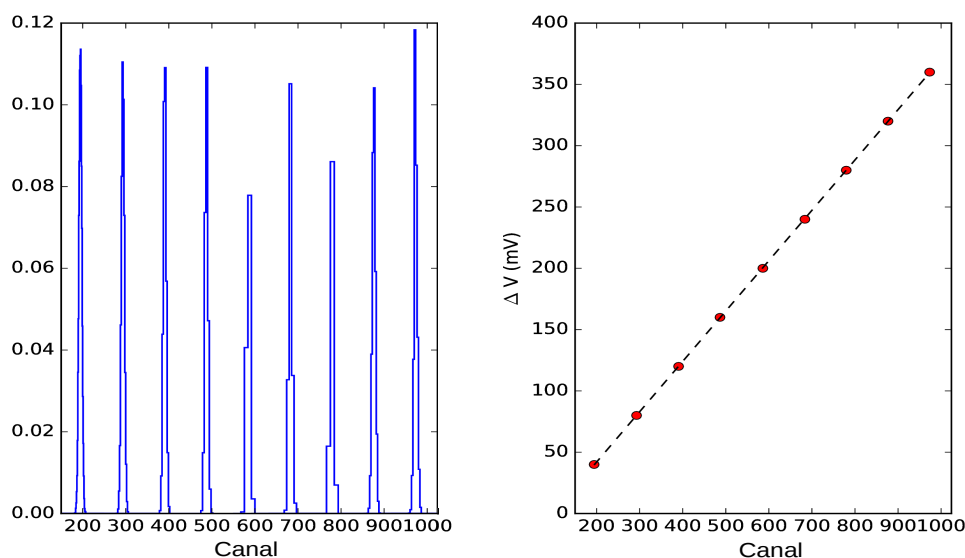


FIGURE 4.29 – A gauche - Spectres d'injection superposés du signal V_{test} . A droite - Relation linéaire entre les amplitudes d'injection et le canal mesuré.

Ce test a été réalisé 5 fois sur 5 pixels différents de 5 modules différents. A chaque fois, les résultats sont similaires attestant de la linéarité de la chaîne de codage des énergies.

4.3.2 Influence de la température sur la relation Canal-énergie

Lorsque ECLAIRS sera en vol, il pourra subir des changements de température en fonction de sa position sur son orbite créant des modifications de températures lentes par rapport à la température nominale (-20°C). L'étude qui suit est divisée en plusieurs parties, qui permettent successivement d'estimer les paramètres d'étalonnage des gains et offsets des mesures effectuées à différentes températures, puis d'estimer l'influence de l'étalonnage sur les spectres mesurés.

Les mesures ont été effectuées sur le prototype dans la configuration $HT = -300 \text{ V}$ pour une valeur de $t_{peaking}$ de $2.6 \mu\text{s}$ (voir Section 4.4). La source de ^{241}Am est placée à 45 cm du plan de détection. La température est abaissée par paliers non réguliers entre -10°C et -40°C , représentatifs des conditions de vol.

La Figure 4.30 montre les résultats des offsets en fonction des gains pour les 800 spectres pour 7 températures différentes. Ces paramètres ont été calculés par régression linéaire entre les énergies et les centres des gaussiennes pour les plus basses énergies et l'ajustement exponentiellement modifié pour la raie

à 60 keV. Les valeurs d'offset se concentrent entre 20 et 120 canaux et les valeurs de gain entre 5.6 et 6.6 keV/Canal pour toutes les configurations.

Même si les distributions se superposent, ces paramètres ne sont pas identiques pour un pixel en fonction de la température. Nous soulignons également qu'il n'y a pas de corrélations entre les valeurs d'offset et de gain.

Cette étude permet alors de déterminer s'il est possible d'étalonner un spectre mesuré à une température précise avec des paramètres extraits à des températures différentes et d'estimer l'évolution de l'échelle en énergie en fonction de la température.

L'échelle en énergie des spectres mesurés à -20°C est calculée à partir des valeurs de gain et d'offset extraits aux autres températures. L'écart en canal est calculé sur 800 voies en soustrayant pour une énergie donnée le canal estimé avec la paramétrisation à -20°C avec le canal estimé avec la paramétrisation à une autre température et les résultats obtenus sont présentés sur la Figure 4.31.

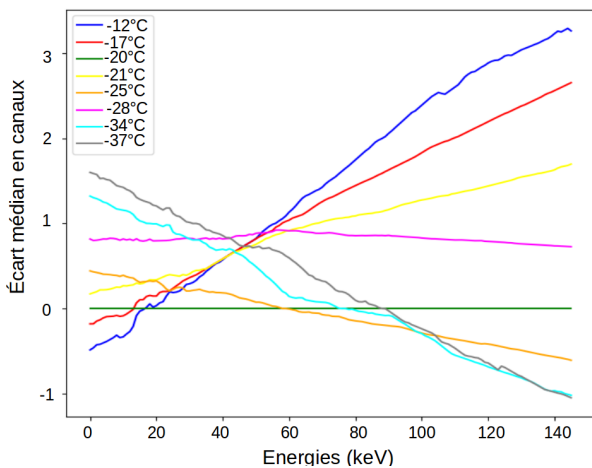


FIGURE 4.31 – Écart médian en canaux des 800 voies entre l'étalonnage réalisé à -20°C et les autres températures pour toutes les énergies entre 4 et 150 keV.

d'estimer les conséquences du changement de température sur la réponse spectrale.

4.4 Zone de fonctionnement optimisant les performances du plan

4.4.1 Nouvel ajustement spectral

La Figure 7 de l'article précédemment cité montre que l'ajustement spectral réalisé avec cette méthode présente un déficit d'événements entre 50 et 60 keV dans notre modèle. Cet effet est dû à une mauvaise simulation de notre source dans le modèle de masse de Geant4. Précédemment, la source a été simulée, encapsulée dans du plexiglas (voir Figure 4.19). Cependant, les dimensions prises pour cette source ne sont pas représentatives de celle utilisée pour les tests (voir Figure 4.32).

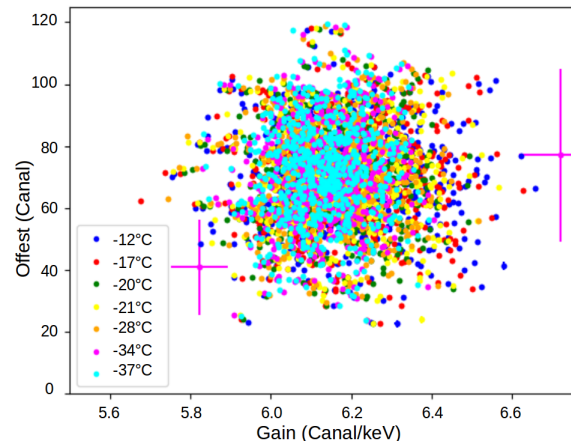


FIGURE 4.30 – Représentation croisée des coefficients d'offsets et de gains estimés pour chaque température pour 800 détecteurs dans la configuration $HT = -300\text{V}$ et $t_{\text{peaking}} = 2.6 \mu\text{s}$.

À 4 keV, l'écart médian maximal est de 1.5 canaux (correspondant approximativement à 0.21 keV) pour la température la plus extrême de -37°C . En revanche, pour 150 keV, l'écart médian maximal atteint 3.5 canaux (soit 0.5 keV) pour une température de -12°C . Ainsi, comme l'écart médian maximal est inférieur à 1 keV dans la bande en énergie d'ECLAIRS, étalonner les spectres en énergie avec des paramètres de gain et d'offset mesurés à d'autres températures que la température nominale semble possible. En vol, les tables de gain et d'offset ne pourront être modifiées qu'à une fréquence hebdomadaire depuis le sol par l'EIC. Si la température évolue sur une semaine, cette étude montre que l'étalonnage de l'échelle en énergie n'en sera que peu affecté. Cependant l'étalonnage ne se base pas uniquement sur l'échelle en énergie mais sur la réponse spectrale en entier. La suite serait alors

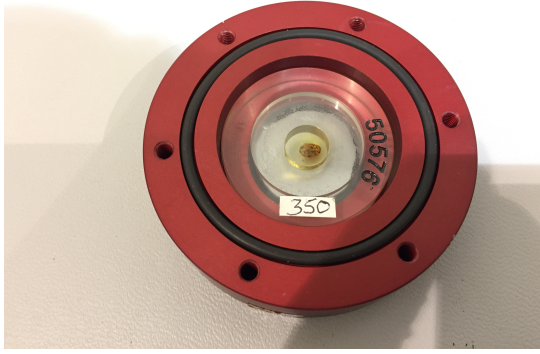


FIGURE 4.32 – Photographie de la source de ^{241}Am utilisée pour les tests réalisés sur le prototype.

La nouvelle source est alors le point de départ de notre méthode décrite en Figure 4.24. Le reste de cette méthode n'a pas changé et permet de ré-itérer les ajustements spectraux des 800 voies du plan de détection du prototype. Un exemple d'ajustement spectral est présenté sur la Figure 4.34 pour un détecteur. Les données du test réalisé pendant 1h avec une source de ^{241}Am située à 45 cm du plan pour une tension de -300V et une valeur de t_{peaking} de $2.6\ \mu\text{s}$ sont représentées en bleu. Les barres d'erreurs représentent les erreurs statistiques à 1σ et la courbe rouge, notre modèle étalonné avec les meilleurs paramètres de l'ajustement spectral. Ici, les produits $\mu\tau_e$ et $\mu\tau_h$ sont respectivement à $2.46 \times 10^{-4}\ \text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1}$ et $1.26 \times 10^{-5}\ \text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1}$. L'amplitude a été estimée à 6.14, le gain à $6.54\ \text{canal} \cdot \text{keV}^{-1}$, l'offset à $30.25\ \text{keV}$, l' ENC_{TOT} à $94.31\ \text{e}^- \cdot \text{rms}$ et le χ^2 réduit à 0.91.

Cette Figure montre un meilleur ajustement entre le modèle ajusté et les données, notamment pour l'épaule vers les plus basses énergies créé par les pertes de charges. Les résidus, présentés en bas de cette même Figure, soulignent le bon ajustement du modèle à l'exception de la raie à $13.95\ \text{keV}$. Remoué (2010) a étudié un modèle similaire d'ajustement spectral pour un module XRDPIX et a décrit ce déficit de comptage du modèle à cette énergie comme dû à une mauvaise estimation de l'épaisseur de la cathode en platine. La Figure 4.20 montre que pour les plus basses énergies, l'efficacité quantique de détection est relativement faible du fait notamment de la cathode de platine qui absorbe les énergies incidentes. Une mauvaise modélisation de l'absorption du platine dans le modèle utilisé pour les interaction rayonnement-matière pourrait également expliquer ce phénomène. En effet, à $14\ \text{keV}$, les seuils d'absorption de la couche L de Pt. Ces couches, si elles ne sont pas modélisées correctement dans le package Penelope de Geant4 peut estimer de façon incorrecte l'absorption à ces énergies.

Cette nouvelle modélisation met en évidence que la source utilisée induit des composantes spectrales supplémentaires. Pour les tests réalisés avec d'autres sources que celle de ^{241}Am utilisée jusqu'à présent, il sera alors nécessaire de reprendre la modélisation de la source, que ce soit au niveau de la capsule de plexiglas ou de la taille, de la forme et de la position des radionucléides dans la capsule. De plus, pour les tests ultérieurs, il serait préférable de choisir des sources ayant une capsule en plexiglas plus fine.

Dans ce nouveau cadre, nous avons simulé une source de ^{241}Am cylindrique d'épaisseur $1\ \mu\text{m}$ décentrée de l'axe de $2\ \text{mm}$ pour s'approcher de la source utilisée pour les tests (voir Figure 4.32). De plus, les photons issus de cette source ne sont dorénavant plus contenus dans un cône d'angle de demi-ouverture de $80\ \text{degrés}$ mais sont tirés sur $4\ \pi$.

Le plexiglas fait office de diffuseur Compton des photons émis à $60\ \text{keV}$ par la source de ^{241}Am et ainsi des photons ayant une énergie inférieure à $60\ \text{keV}$ interagissent avec les détecteurs. La nouvelle modélisation de la source a apporté de nombreux changements dans le spectre des énergies obtenues par Geant4 (Figure 4.33). Les énergies issues des différentes rétro-diffusion sont présentes dans le spectre pour les énergies comprises entre 45 et $58\ \text{keV}$.

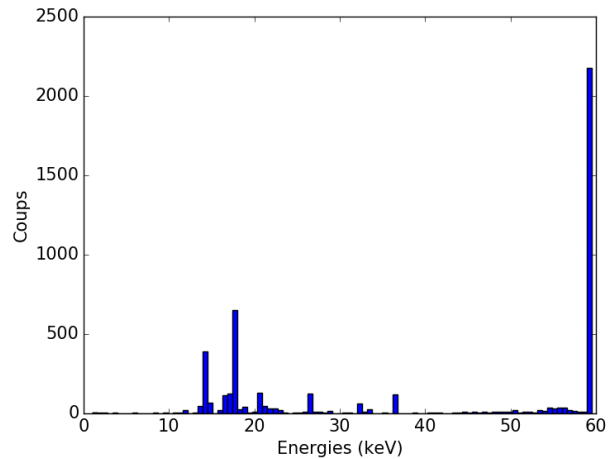


FIGURE 4.33 – Spectre simulé de ^{241}Am après la prise en compte des interactions rayonnement-matière avec Geant4.

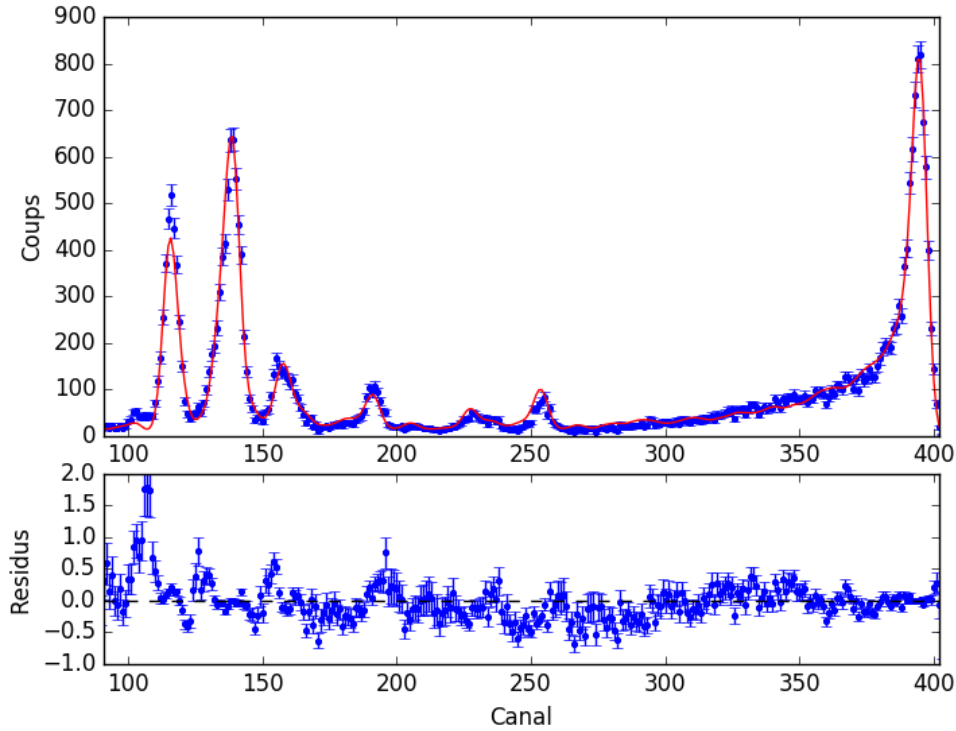


FIGURE 4.34 – En haut - En bleu, données mesurées (erreurs statiques à 1σ) pour un détecteur dans la configuration $HT = -300V$, $t_{peaking} = 2.6\mu s$ pour 1h d’acquisition avec une source de ^{241}Am . En rouge = Modèle ajusté avec les meilleurs paramètres.

4.4.2 Étude statistique des paramètres de la réponse

Cette section présente l’étude statistique réalisée sur les paramètres extraits de l’ajustement spectral réalisé sur les données expérimentales pour les 24 configurations de tests sur le prototype. Nous rappelons que les tests ont été effectués avec une durée d’acquisition de 1h et une source de ^{241}Am située à 45 cm au dessus des détecteurs du prototype d’ECLAIRS dans une cuve à vide pour une température de $-20^{\circ}C$. Les valeurs de tensions (notées HT) ont été choisies entre $-450V$ et $-200V$ par pas de 50 V et les valeurs $t_{peaking}$ entre $1.7\mu s$ et $6.8\mu s$. Nasser (2015) a mis en évidence que ces deux paramètres influent grandement sur les performances des modules en étudiant les caractéristiques de six modules XRDPIX dans 35 configurations pour une température nominale de $-20^{\circ}C$ (voir Figure 4.15), permettant d’identifier une zone de fonctionnement de ces modules. Nous explorons un sous-système de ces configurations sur un plus large échantillon statistique afin d’affiner la zone de fonctionnement du plan.

L’estimation des paramètres

La réponse spectrale et l’extraction des paramètres n’ont pu être établis pour toutes les voies dans chaque configuration. Une voie n’a pu être ajustée par le modèle si sa réponse est trop dégradée (voir Figure 4.35), donc soit à cause de la présence d’un pic de bruit (à droite) soit à cause d’une mauvaise réponse tout simplement (à gauche). L’étude statistique qui suit se porte donc sur non pas le nombre de voies du plan de détection mais le nombre de voies dont l’estimation des paramètres a pu être effectuée. De plus, nous estimons que les paramètres libres de notre modèle sont considérés comme fiables si la valeur du paramètre χ^2 réduit est compris entre 0.5 et 1.3 (voir article Section 4.2.2). Nous présentons sur la Figure 4.36 la carte des pourcentages des voies pour chaque configuration dont les paramètres ont pu être mesurés sur 750 voies actives pour les tests considérés ici (les voies 15 et 23 n’étant pas prises en compte) et présentant une valeur de χ^2 réduit proche de 1.

Les configurations à hautes valeurs de tension et de $t_{peaking}$ possèdent le plus grand nombre de voies dont le spectre est déformé, soit par un pic de bruit (voir Section 3.8) ou par la réponse spectrale. Il faut cependant souligner que quelque soit la configuration, il y a au maximum 3% des voies qui n’ont pu être

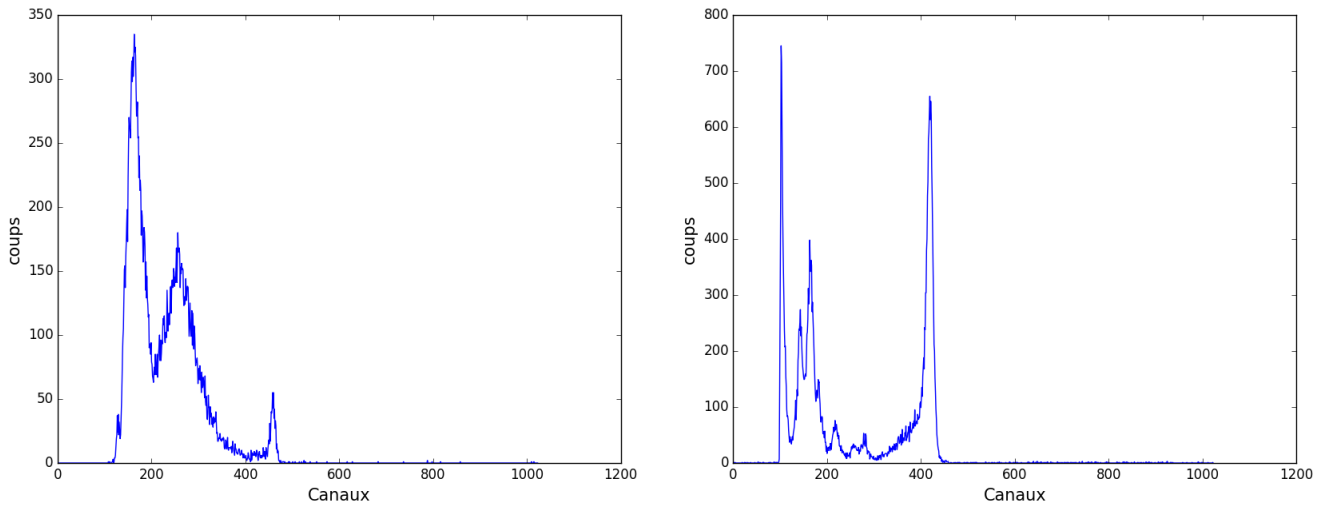


FIGURE 4.35 – Exemples de spectres de deux détecteurs dont la réponse spectrale n'a pu être étalonnée à cause de leur déformation. Ces deux spectres ont été mesurés pour une tension de -450 V et une valeur de $t_{peaking}$ égale à $1.7\ \mu\text{s}$.

ajustées par le modèle de réponse, ce qui est relativement faible. Les voies qui ne peuvent être ajustées sont pour plus de la moitié des cas, les mêmes voies pour toutes les configurations, connues comme bruyantes et présentant ainsi un pic de bruit dès le début ou au cours de l'acquisition.

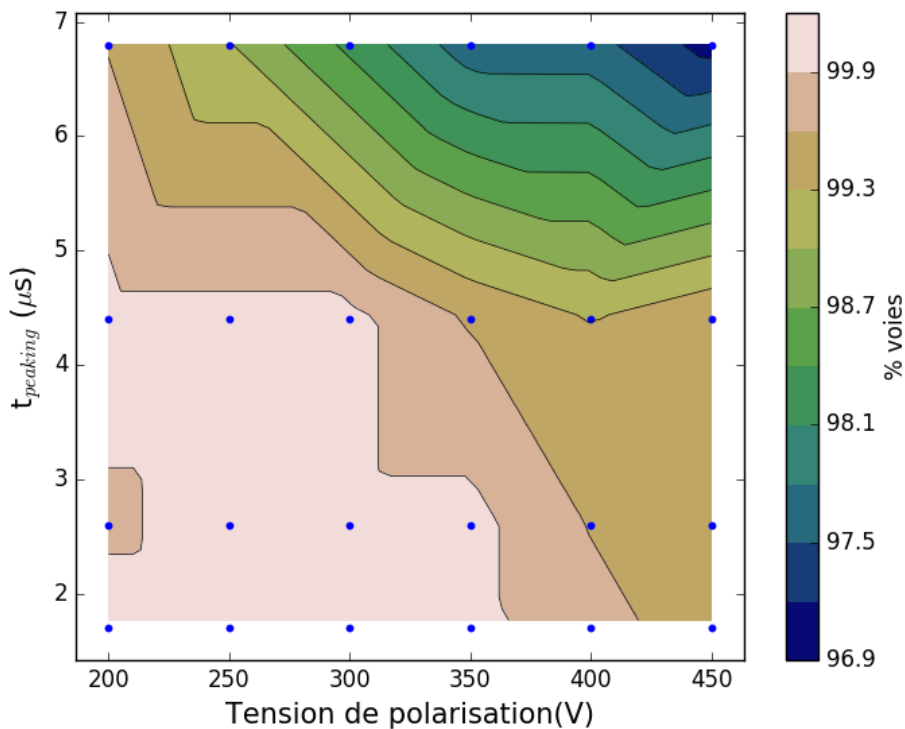


FIGURE 4.36 – Pourcentage des 750 voies pour toutes les configurations (HT , $t_{peaking}$) dont les paramètres du modèle de réponse spectral ont pu être extraits avec fiabilité, c'est-à-dire présentant un χ^2 réduit autour de 1.

Les produits $\mu\tau$

Les produits $\mu\tau$ traduisent les pertes de charges des électrons et des trous lors de la collection des charges (voir Section 2.2.3). Nous avons vu également que le modèle de réponse spectrale prend en compte ces pertes de charges en utilisant le formalisme de Hecht, dont l'Équation 2.33 montre la dépendance de l'efficacité de collection par rapport à ces produits mais également à la tension appliquée aux détecteurs. La première étude se base donc sur l'analyse des performances des détecteurs pour toutes les tensions et une valeur de $t_{peaking}$ fixe choisie arbitrairement égale à $2.6 \mu\text{s}$. La Figure 4.37 présente la corrélation entre les produits $\mu\tau_h$ en fonction des produits $\mu\tau_e$ pour toutes les valeurs de tensions et leur distribution.

Sato *et al.* (2005) et Takahashi *et al.* (2001) ont montré que dans le cas de *Swift*/BAT, les valeurs des produits $\mu\tau_e$ extraits sont compris entre 5×10^{-4} et $1 \times 10^{-2} \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1}$ et les produits $\mu\tau_h$ entre 1.3×10^{-5} et $1.8 \times 10^{-4} \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1}$ pour des détecteurs CdZnTe. Dans notre cas, les produits $\mu\tau_e$ sont compris dans toutes les configurations entre 1×10^{-4} et $8 \times 10^{-3} \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1}$ et les produits $\mu\tau_h$ sont compris entre 2×10^{-5} et $7.6 \times 10^{-5} \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1}$.

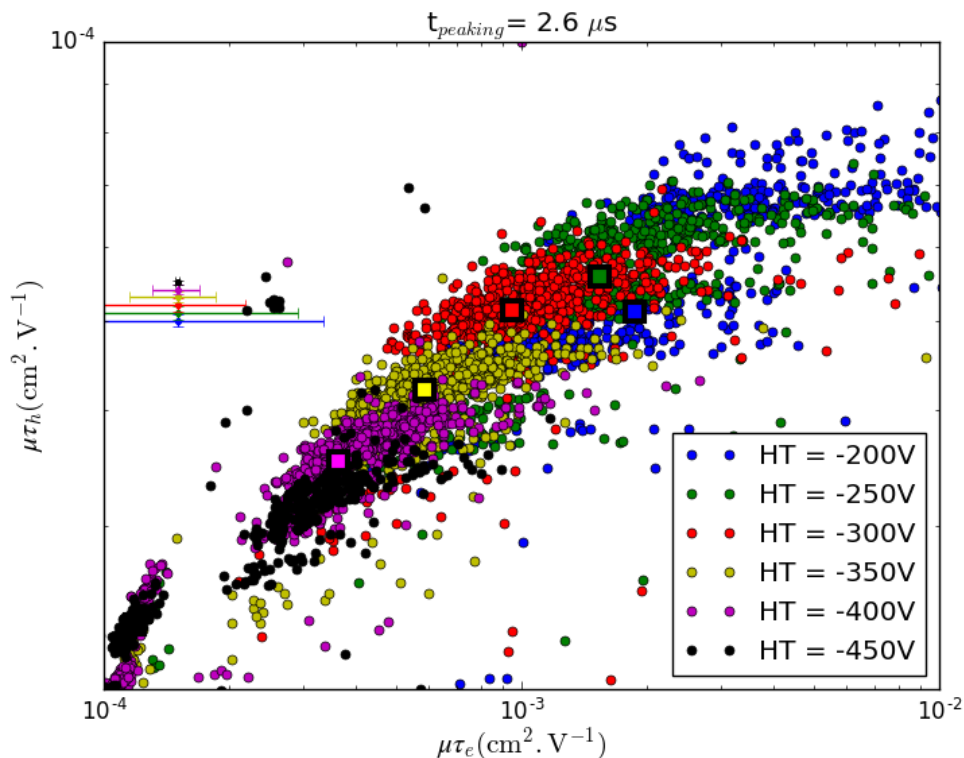


FIGURE 4.37 – Représentation croisée des valeurs des produits $\mu\tau$ pour les trous en fonction des valeurs des produits $\mu\tau$ pour les électrons pour des valeurs de tension entre -450V et -200V et une valeur de $t_{peaking}$ égale à $2.6 \mu\text{s}$. Les carrés représentent les médianes respectives des configurations et et la moyenne des barres d'erreurs est représentée en haut à gauche pour chaque valeur de tension.

Les valeurs des produits $\mu\tau$ des détecteurs CdTe à contact Schottky utilisés sur ECLAIRS sont relativement comparables à celles obtenues dans la littérature pour d'autres missions. La Figure 4.37 présente les résultats croisés des valeurs de $\mu\tau_e$ et $\mu\tau_h$ extraits pour toutes les valeurs de tension à un $t_{peaking}$ fixé. Plus la valeur absolue de la tension est élevée, plus les produits $\mu\tau$ sont faibles.

Les deux spectres présentés en Figure 4.38 montrent l'influence de la tension sur le spectre d'un même détecteur pour le même $t_{peaking}$ (ici $2.6 \mu\text{s}$) avec un zoom sur le pic à 60 keV , énergie à laquelle les pertes de charges sont les plus visibles. Plus la valeur absolue de la tension est grande, plus le pic est décalé vers les basses énergies. En reprenant la Figure 4 de l'article, nous retrouvons l'influence de la modification des produits $\mu\tau_e$, expliquant les distributions de ces derniers en fonction de la tension. Pour les produits $\mu\tau_h$, notons qu'ils sont vraiment très peu dispersés (entre 2 et $7.6 \times 10^{-5} \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1}$) et les spectres de la Figure 4.38 mettent en évidence que la différence d'épaulement vers les plus basses énergies n'est pas significatif.

La dispersion des valeurs des produits $\mu\tau$ peut être attribuée à l'angle d'incidence du flux. Un photon arrivant sur un détecteur avec un angle d'inclinaison non nul parcourt une distance plus longue dans le détecteur que s'il provenait d'un flux vertical. La profondeur d'interaction diminue dans ce cas et les électrons et les trous créés vont être plus proches de la cathode, ce qui modifie la distance de collection des trous et des électrons. Cela signifie que l'inclinaison du flux de photons augmente la probabilité d'interaction et donc que le flux ayant un angle d'incidence élevé génère un pic dans le spectre plus élevé. Le nombre d'interactions entre le photon et le matériau est donc beaucoup plus important dans ce cas, ce qui modifie la perte de charge (Suzuki *et al.*, 2002). Comme le montre la Figure 3.22, l'angle d'incidence du flux dans le cas du prototype n'est pas nul (au maximum 15° pour une source située à 45 cm) sur tout le plan de détection. L'angle d'incidence est relativement faible mais introduit une dispersion des produits $\mu\tau_h$ similaires pour toutes les tensions. Il faut également ajouter qu'il existe une dispersion naturelle d'un détecteur à l'autre compte tenu de sa composition cristalline.

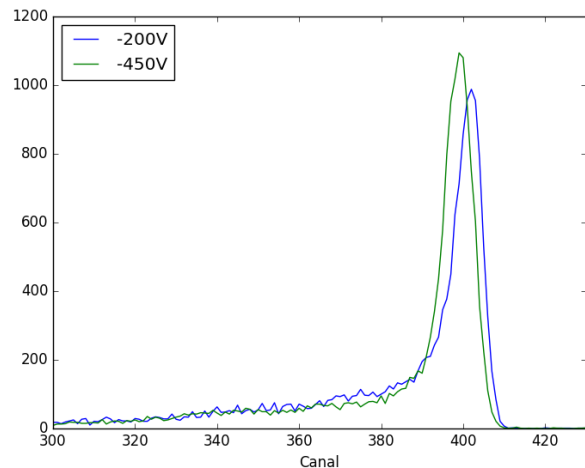


FIGURE 4.38 – Comparaison de deux spectres du même détecteur pour la même valeur de $t_{peaking}$ ($2.6\mu s$) et deux tensions : $HT = -250V$ (en bleu) et $HT = -400V$ (en vert).

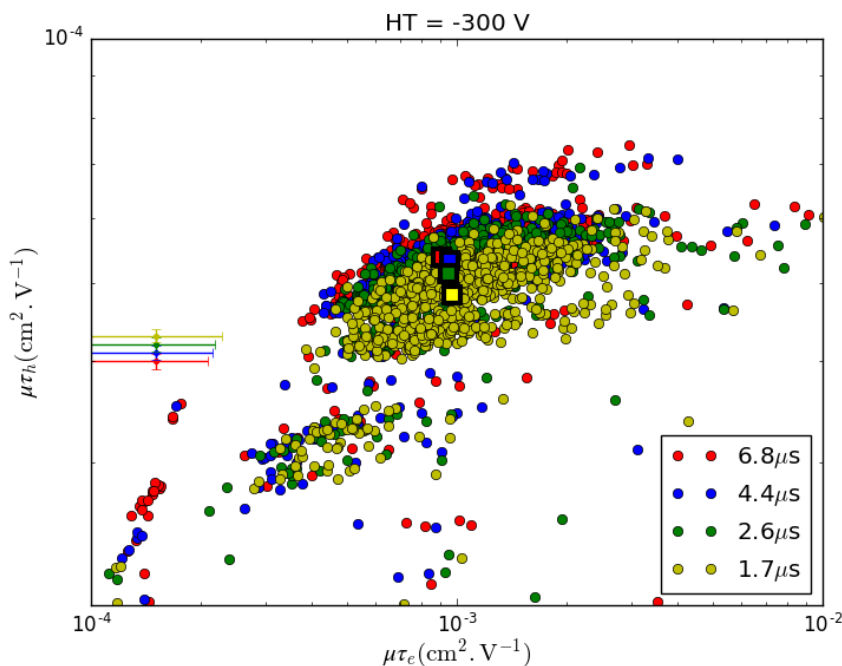


FIGURE 4.39 – Représentation croisée des $\mu\tau_h$ en fonction des $\mu\tau_e$ pour tous les $t_{peaking}$ pour une tension fixée à $-300 V$ et la moyenne des barres d'erreurs est représentée en haut à gauche pour chaque valeur de $t_{peaking}$. Les carrés représentent les médianes respectives des configurations.

La Figure 4.39 présente quand à elle les résultats obtenus pour une tension de $-300 V$ pour des valeurs de $t_{peaking}$ entre 1.7 et $6.8 \mu s$. Nous remarquons que quelque soit la valeur du $t_{peaking}$ et une tension fixée, les distributions des valeurs des produits $\mu\tau_e$ et $\mu\tau_h$ se superposent. Quelques détecteurs ont des $\mu\tau_h$ plus faibles que les autres. Ces voies sont toujours les mêmes quelque soit la configuration mais ne montrent pas de caractéristiques spectrales ou de position sur le plan particulières. La Figure 4.40 présente la superposition de deux spectres du même détecteur pour une tension de $-300V$ et deux valeurs de $t_{peaking}$. La relation transformant les canaux en énergie a été appliquée à ces deux spectres pour s'affranchir de l'influence du gain et de l'offset sur les spectres (voir Figure 4.44). Ces deux spectres montrent une

différence d'amplitude. Plus la valeur de $t_{peaking}$ est faible, moins les charges ont le temps d'atteindre les électrodes (voir Section 2.2.2). Ces pertes d'amplitude sont donc liées au déficit balistique (voir Figure 2.11).

Notre modèle prend en considération toutes les pertes de charges, sans distinction. Il serait alors opportun de différencier ces pertes pour avoir une estimation plus juste des paramètres en fonction des valeurs de tension et de $t_{peaking}$. Ces pertes balistiques sont visibles pour des valeurs de $t_{peaking}$ inférieures à $4.4 \mu s$, c'est-à-dire, pour des temps de collection des charges inférieurs au temps de vol des porteurs (environ $3 \mu s$ dans notre cas pour les trous).

Les valeurs des produits $\mu\tau$ sont donc celles attendues mais la dépendance en $t_{peaking}$ laisse à penser que le modèle de réponse spectrale doit être amélioré en prenant en compte les pertes de charges balistiques pour une meilleure estimation des produits $\mu\tau$ pour de petites valeurs de $t_{peaking}$. Les variations des produits $\mu\tau$ sont relativement faibles soulignant ainsi une certaine homogénéité du plan de détection et sont dans la gamme attendue en comparaison d'autres missions.

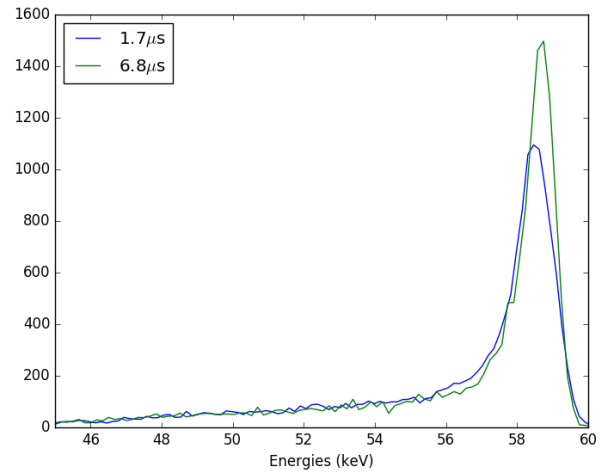


FIGURE 4.40 – Comparaison de deux spectres du même détecteur pour la même valeur de tension ($HT = -300V$) et deux valeurs $t_{peaking}$: $t_{peaking} = 1.7 \mu s$ (en bleu) et $t_{peaking} = 6.8 \mu s$ (en vert).

Le bruit électronique ENC

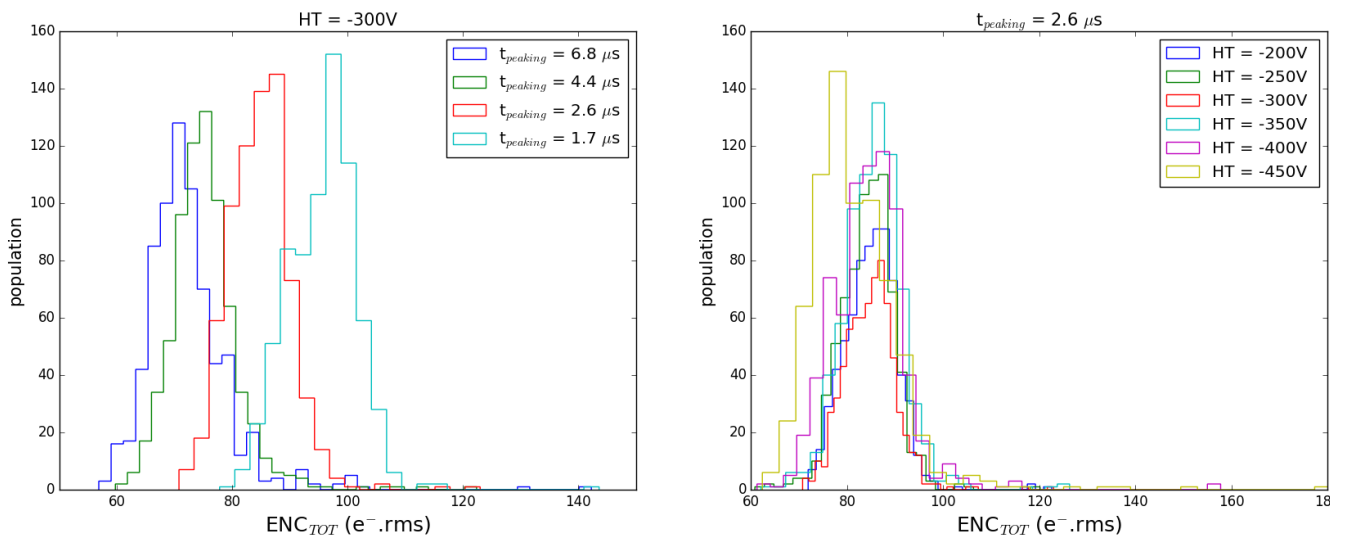


FIGURE 4.41 – A gauche - Distributions des ENC_{TOT} extraits pour les configurations des quatre $t_{peaking}$ mesurés pour une tension de $-300 V$. A droite - Distributions des ENC_{TOT} extraits pour les voies mesurées à toutes les tensions et au $t_{peaking}$ de $2.6 \mu s$.

Nous avons vu dans la Section 3.1.2 que le bruit ENC_{TOT} est la somme quadratique des différents bruits électroniques contribuant à l'élargissement des raies spectrales (voir Équation 3.11). Dans l'étude des résultats de nos paramètres extraits de la réponse spectrale, nous pouvons étudier dans les 24 configurations de tests l'évolution du bruit électronique en fonction de la tension et de $t_{peaking}$.

La Figure 4.41 présente à gauche les distributions du bruit ENC_{TOT} pour une tension de $-300 V$ et les quatre valeurs de $t_{peaking}$ et à droite, la valeur du bruit ENC_{TOT} pour une valeur de $t_{peaking}$ de $2.6 \mu s$

pour les six tensions. La déviation standard est inférieure à $12 e^-$.rms et l'erreur moyenne de l'estimation du bruit ENC_{TOT} est inférieure à $3 e^-$.rms à 1σ pour les configurations présentées sur cette Figure. La faible dispersion des distributions dans les deux cas met en évidence une bonne homogénéité des paramètres influant sur le bruit électronique, que sont le courant de fuite des détecteurs et la valeur des capacités en entrée du pré-amplificateur (voir Section 3.1.2). En comparaison avec l'étude effectuée par Nasser (2015) sur 6 modules XRDPIX testés unitairement dans les mêmes configurations, nous retrouvons des résultats similaires, c'est-à-dire que le bruit ENC_{TOT} est minimal pour les valeurs de $t_{peaking}$ de 4.4 et 6.8 μs et maximal pour la valeur de $t_{peaking}$ de 1.7 μs .

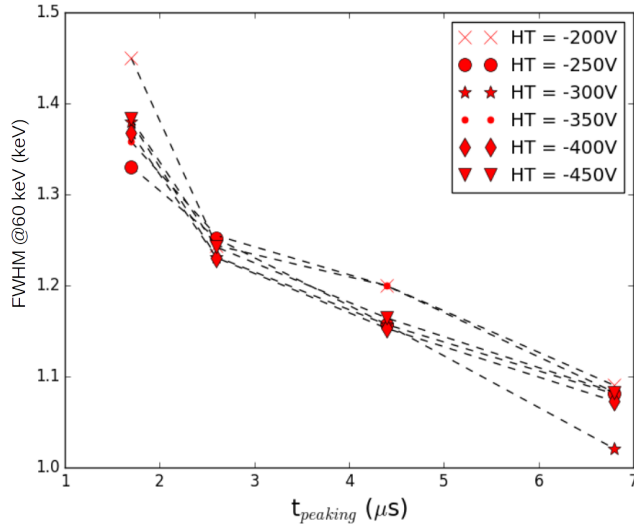


FIGURE 4.42 – Résolution à 60 keV en fonction du $t_{peaking}$ pour un unique détecteur en fonction de la tension appliquée. Les données sont traitées à partir des paramètres extraits du modèle de réponse.

mesurée pour une tension de $-300 V$. Une valeur de $t_{peaking}$ de 1.7 μs introduit des résolutions les plus élevées ($> 1.3 keV$) alors que pour une valeur de $t_{peaking}$ de 4.4 et 6.8 μs , la résolution moyenne est inférieure à 1.1 keV. Cependant, pour plus de 15% des 750 voies étudiées du plan, la résolution est supérieure pour une valeur de $t_{peaking}$ égale à 6.8 μs que pour une valeur de $t_{peaking}$ égale à 4.4 μs . Ces voies présentent alors un courant de fuite des détecteurs plus important.

Dans les deux cas présentés sur la Figure 4.41, les valeurs de bruits ENC_{TOT} sont inférieurs à $150 e^-$.rms, qui est la valeur maximale de bruit acceptable pour garantir un seuil bas de 4 keV (à 6σ) (Nasser, 2015; Remoué, 2010) :

$$Seuil_{Bas}(eV) = ENC_{TOT}(e^-.rms) \times \omega(eV/paire) \times 6 \quad (4.7)$$

avec ω , l'énergie de création d'une paire électron/trou égale à 4.42 eV. La carte 4.43 présente le pourcentage de voies, dont les paramètres ont pu être estimés de façon fiable en fonction de la configuration, pour lequel le bruit ENC_{TOT} est à 3σ de la médiane de la distribution. Comme le prédisait la Figure 4.41, les plus grandes valeurs de $t_{peaking}$ présentent les plus grandes dispersions, mais les tensions ont peu d'influence. Dans toutes les configurations, plus de 97.5 % des voies ont une distribution des bruits ENC_{TOT} très peu dispersée, ce qui indique une grande homogénéité des détecteurs.

Le gain

Comme l'a montré Meuris (2009) sur des détecteurs CdZnTe ohmiques couplés à un ASIC Idef-X, le gain n'est pas corrélé avec $t_{peaking}$. La Figure 4.44 présente les distributions de gain qui se superposent quelque soit la tension (à droite) pour une valeur de $t_{peaking}$ de 2.6 μs . Pour les offsets, nous trouvons un superposition des distributions quelque soit la configuration. En revanche, les distributions des gains ne se

La Figure 3.4 montre que le bruit électronique passe par un minimum en fonction de $t_{peaking}$. Pour les plus petites valeurs de $t_{peaking}$, c'est-à-dire, 1.7 et 2.6 μs , le bruit électronique est dominé par les bruits en $1/f$ et série, donc dépend de la capacité totale. Pour les plus grandes valeurs de $t_{peaking}$, c'est le bruit parallèle qui domine. Ce bruit dépend du courant de fuite des détecteurs. La distribution avec la valeur de $t_{peaking}$ de 6.8 μs présente les plus faibles valeurs de bruit ENC_{TOT} , mais un épaulement plus large vers les plus grandes valeurs de bruits ENC_{TOT} . Cet épaulement est dû à certaines voies présentant un courant de fuite plus important pour cette valeur de $t_{peaking}$. Compte tenu de la faible évolution du bruit ENC_{TOT} en fonction de ces deux valeurs de $t_{peaking}$, nous concluons que les courants de fuite des détecteurs sont homogènes et en moyenne faibles.

Ce constat est corroboré par la Figure 4.42 qui présente la résolution à 60 keV (voir Équation 3.12) en fonction de $t_{peaking}$ pour une voie mesurée.

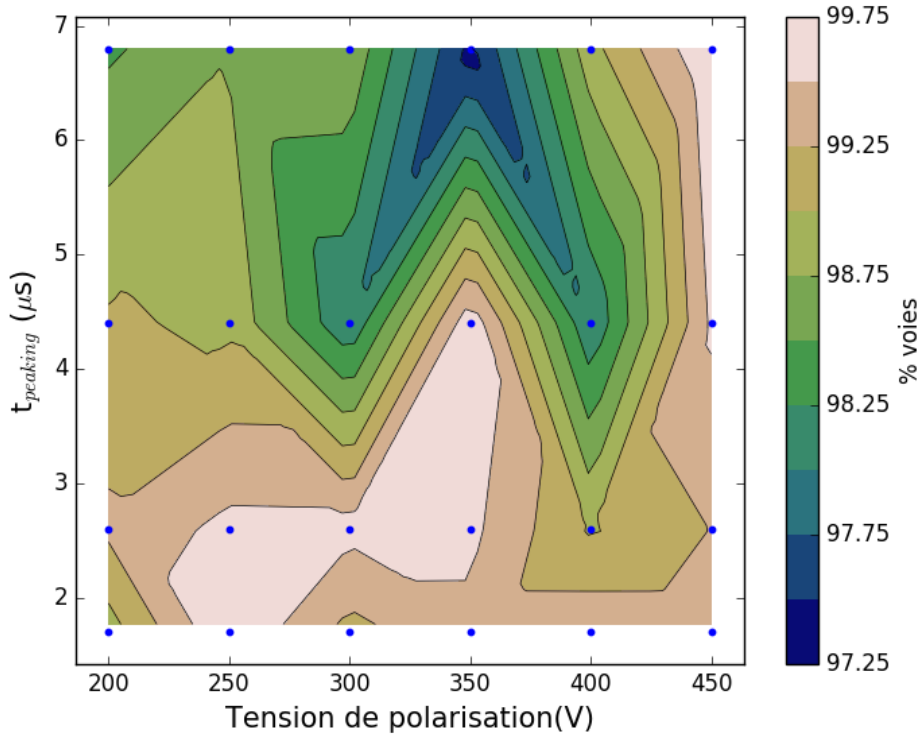


FIGURE 4.43 – Pourcentage des voies dont les paramètres du modèle de réponse spectrale ont pu être extraits et pour lesquels les ENC_{TOT} sont compris dans la distribution moyenne avec une dispersion à 3σ .

superposent pas pour les différentes valeurs des $t_{peaking}$. La distribution des gains est maximale pour une valeur de $t_{peaking}$ de $1.7 \mu s$ et minimale pour $4.4 \mu s$. Cependant, ce sont pour les plus grandes valeurs de tensions que les distributions sont les plus larges.

La Figure 4.45 met de nouveau en évidence que pour toutes les configurations, plus de 98 % des voies dont les paramètres ont pu être extraits de façon fiable, ont un gain dont la valeur est distribuée autour de la médiane ($< 3\sigma$). Les détecteurs sont donc très homogènes mais les grandes valeurs de tension et de $t_{peaking}$ présentent des distributions moins étroites que les autres. Il est est de même pour la configuration de tension $-350V$ et de valeur de $t_{peaking}$ de $2.6\mu s$.

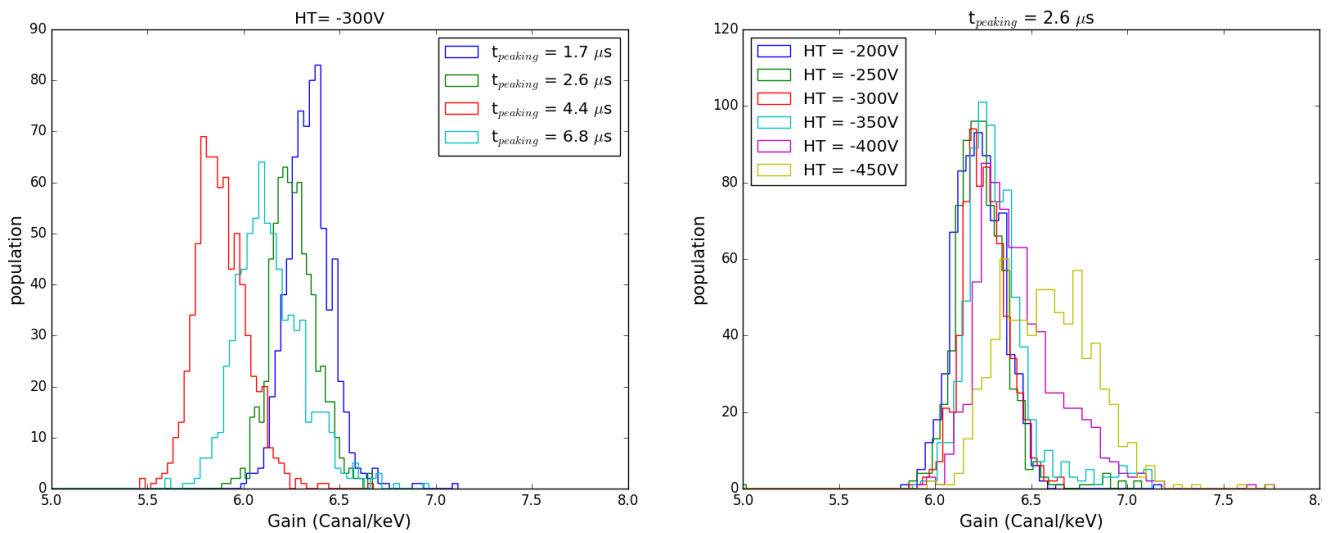


FIGURE 4.44 – A gauche - Distributions non normalisées des gains extraits pour les configurations des quatre $t_{peaking}$ mesurés pour une tension de $-300 V$. A droite - Distributions non normalisées des gains extraits pour les voies mesurées à toutes les tensions et au $t_{peaking}$ de $2.6 \mu s$.

Au vu des pourcentages très élevés de ces voies pour toutes les configurations, nous pouvons dire que le gain ne sera pas un critère déterminant pour estimer la configuration la plus favorable pour optimiser les performances de l'instrument. De plus, ceci met en évidence une bonne homogénéité des paramètres liés à l'ASIC pour chaque détecteur et donc un processus de fabrication et d'hybridation performant. L'étude des voies présentant des mauvaises valeurs de gain et d'offset permettrait de souligner un problème technologique.

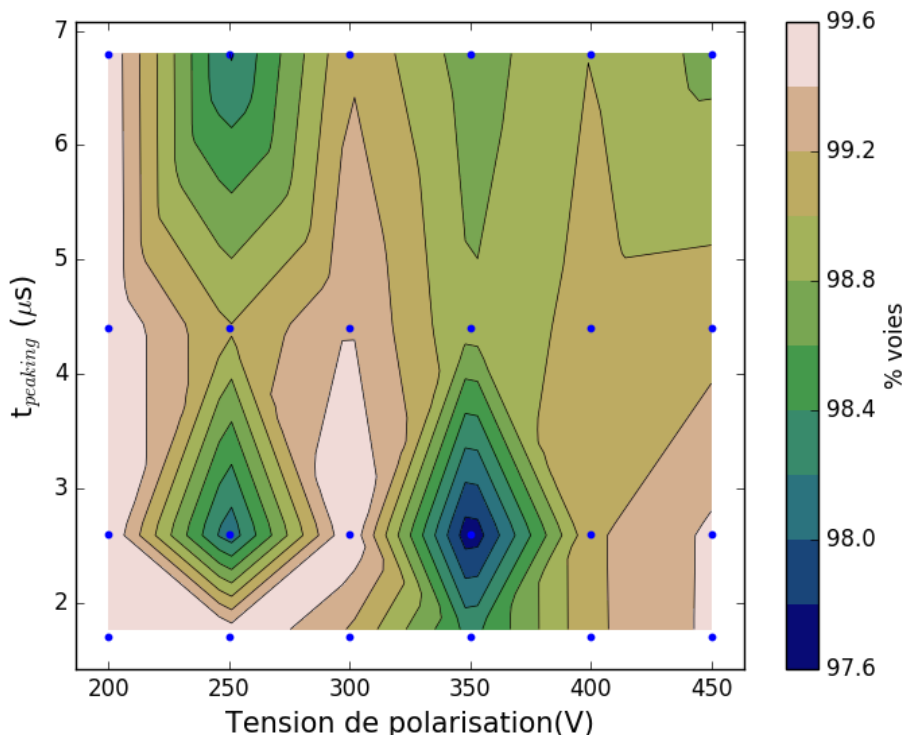


FIGURE 4.45 – Pourcentage des voies dont les paramètres du modèle de réponse spectrale ont pu être extraits et pour lesquels les gains sont compris dans la distribution moyenne avec une dispersion à 3σ .

Le seuil bas et les instabilités de comptage

Le seuil bas en énergie n'a pas pu être mesuré selon la méthode expliquée en Section 4.1.2 pour toutes les configurations. Pour palier à ceci, nous avons utilisé des mesures pour une valeur de la consigne du seuil ASIC (SBN) égal à 16, ce qui correspond à un seuil de coupure autour de 4 keV, pour une acquisition d'une heure avec une source de ^{241}Am placée à 45 cm du plan de détection du prototype, comme nous l'avons présenté dans la Section 3.8.3 et sur la Figure 3.32. Ce test permet alors d'estimer le nombre de voies présentant un pic de bruit à basse énergie comme sur le spectre montré sur la Figure 3.28. Ce pic de bruit peut soit être dû à un seuil bas en énergie intrinsèquement supérieur à 4 keV, ce qui ne respecte pas les exigences scientifiques soit à un pixel qui devient bruyant en cours d'acquisition (voir Section 3.8.3). Dans tous les cas, le seuil bas n'est plus à 4 keV. Ces voies sont comptées pour toutes les configurations, ce qui permet d'établir une carte (Figure 4.46) des pixels sommant les pixels bruyants (Figure 3.32) et les voies ayant un seuil bas trop élevé (supérieur à 4 keV).

La configuration $\text{HT} = -450 \text{ V}$ et $t_{\text{peaking}} = 6.8 \mu\text{s}$ présente le plus de voies avec un pic de bruit visible supérieur à 4 keV, soit plus de 5% des voies. Ce pourcentage est en accord avec l'étude réalisée par Nasser (2015) sur 6 modules XRDPIX, qui estime pour cette configuration un taux de voies bruyantes ou instables entre 5 et 6%. Nous avons vu en Section 3.8.4 que les pixels bruyants sont problématiques d'une part pour les comptages des événements multiples sur le secteur, pour le temps mort sur le module qui les accueille mais aussi et surtout pour l'imagerie et la détection des sources. Cette carte est donc extrêmement importante dans les critères à prendre en compte pour choisir le point de fonctionnement de l'instrument.

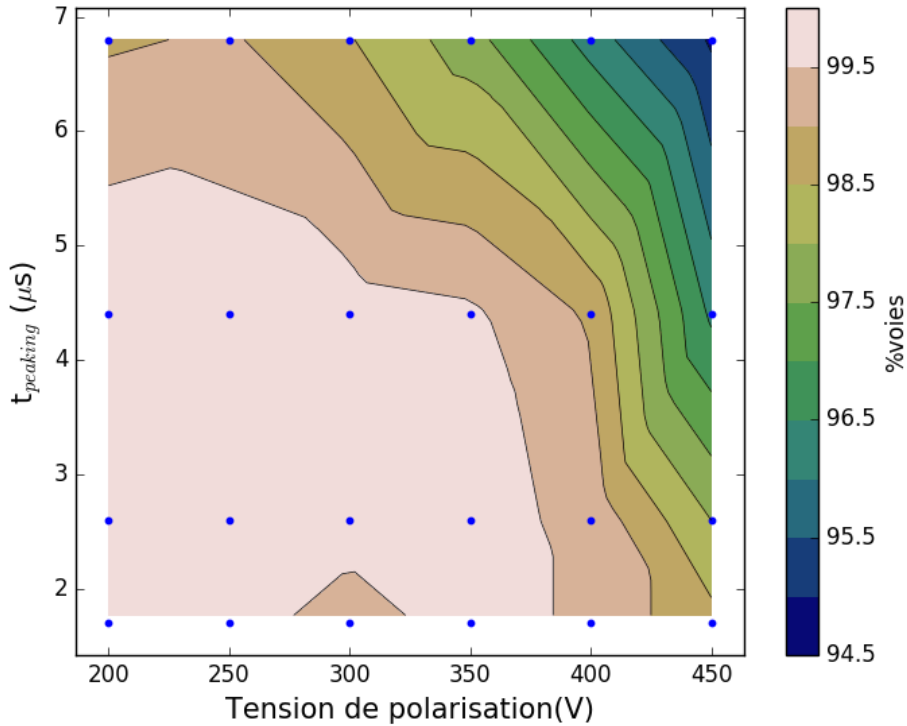


FIGURE 4.46 – Pourcentage des voies dont les paramètres du modèle de réponse spectrale ont pu être extraits et pour lesquels les spectres d'événements simples ne présentent pas de pic de bruit pour une mesure réalisée au SBN 16.

La normalisation

Le paramètre de normalisation utilisé dans le modèle de réponse spectrale est le paramètre qui permet d'estimer les comptages des détecteurs et de retrouver le flux incident de la source. La Figure 4.47 représente la carte des paramètres de normalisation estimée pour chaque détecteur, renormalisée par rapport au nombre total d'événements détectés et de l'angle solide. Ceci permet de s'affranchir des effets géométriques influant sur le comptage des pixels.

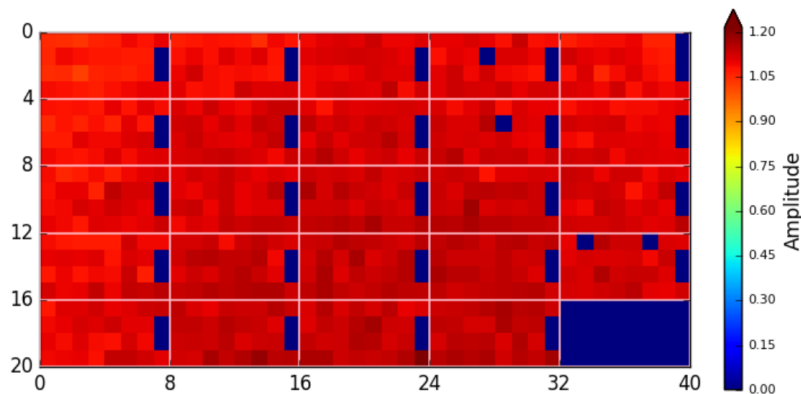


FIGURE 4.47 – Carte de la normalisation (normalisée par le nombre total de coups et de l'angle solide) extraite du modèle pour chaque détecteur pour la configuration $HT = -300V$ et $t_{peaking} = 2.6 \mu s$. Les voies en bleu sont éteintes à cause de la diaphonie (voies 15 et 23 de chaque module,) ou d'un trop grand taux de comptage et le module 24 est non fonctionnel.

Cette Figure met en évidence l'homogénéité des comptages du plan de détection. Les pixels en bleus sont éteints pour limiter les effets de diaphonie (voies 15 et 23) ou de pixels bruyants. Le module 24 n'est pas fonctionnel, il n'est donc pas traité. La Figure 4.48 représente les histogrammes des paramètres de normalisation à gauche, pour une tension fixée ($-300V$) et toutes les valeurs de $t_{peaking}$ (entre $1.7\mu s$ et $6.8\mu s$) et pour toutes les tensions (entre $-450 V$ et $-200V$) et une valeur de $t_{peaking}$ ($2.6\mu s$) fixée (à droite).

Quelque soit la configuration, tous les histogrammes se superposent, indiquant une très bonne homogénéité sur tout le plan de détection.

Ceci montre d’une part que la normalisation n’est pas un paramètre à prendre en compte dans notre caractérisation de la zone de fonctionnement optimisant les performances du plan mais surtout que les détecteurs comptent homogènement et comme attendu.

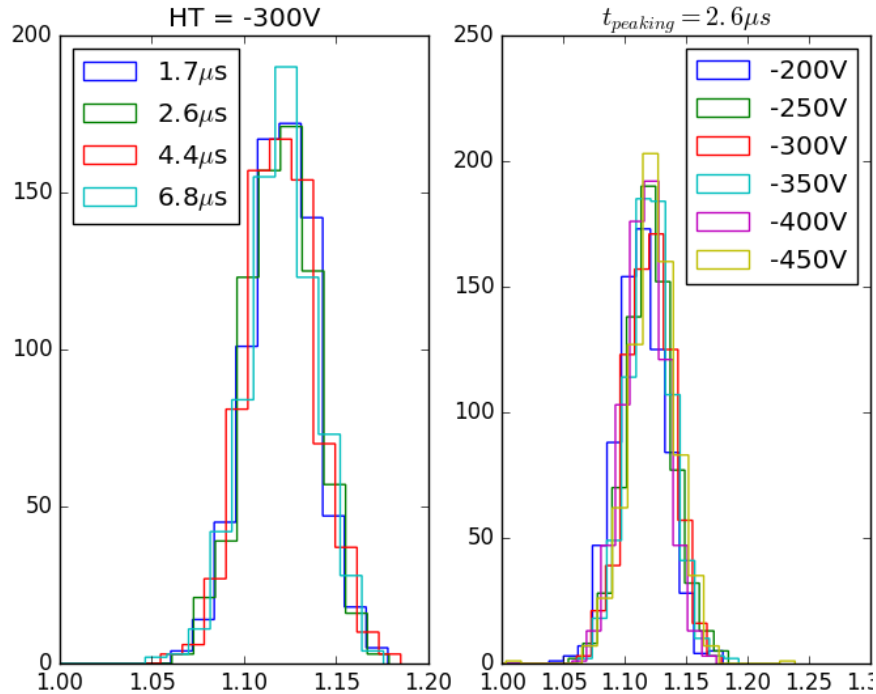


FIGURE 4.48 – Histogrammes des normalisations (normalisées par le nombre total de coups et l’angle solide) de chaque détecteur pour : A gauche - une tension fixée à $-300V$ et toutes les valeurs de $t_{peaking}$, A droite - une valeur de $t_{peaking}$ fixé à $2.6 \mu s$ et toutes les tensions.

Une étude plus approfondie de ce paramètre de normalisation pourra être effectuée pour calculer l’efficacité de détection pour chaque détecteur du plan de détection du prototype. L’efficacité quantique de détection est définie comme le rapport du nombre d’événements détectés que le nombre d’événements atteignant le détecteur. Ainsi, en comparant le nombre d’événements détectés, relatifs à la normalisation et le nombre d’événements simulés à l’aide de Geant4 pour une même durée d’acquisition, il sera possible d’évaluer pour chaque détecteur l’efficacité de détection.

4.4.3 Bilan des résultats

Cette dernière section prend en compte tous les critères de performance évoqués ci-dessus et le nombre de voies dont les paramètres ont pu être estimés avec suffisamment de confiance. La carte 4.49 présente en rose pâle les configurations ayant les meilleures performances. Nous retrouvons les mêmes configurations nominales de tension ($< -300 V$) et de $t_{peaking}$ ($< 4.4 \mu s$) que (Nasser, 2015). Cet ensemble de configurations nominales représente la zone de fonctionnement optimisant les paramètres du plan de détection. La valeur de $t_{peaking}$ égale à $1.7 \mu s$ et une valeur de tension de $-250V$ semble être une configuration possible. Cependant, la dispersion du bruit ENC_{TOT} est plus grande que pour les autres $t_{peaking}$. Les deux configurations de tension égale à $-200V$ et de valeur de $t_{peaking}$ inférieure ou égale à $4.4 \mu s$ semblent pouvoir optimiser les performances du plan de détection. Cependant, l’effet de polarisation (voir Section 2.1.2) tend à privilégier des valeurs absolues de tension plus hautes. L’étude statistique des paramètres extraits du modèle de réponse spectrale pour au moins 750 voies aboutit aux mêmes résultats que l’étude de Nasser (2015) réalisée sur six modules XRDPIX.

Les détecteurs présentent des performances très homogènes et notamment les distributions de bruits ENC_{TOT} , qui permettent d'affirmer que le seuil à 4 keV sera atteint quelque soit la configuration. Le paramètre normalisation met également en évidence que les détecteurs sont très homogènes, ce qui augure une homogénéité des comptages.

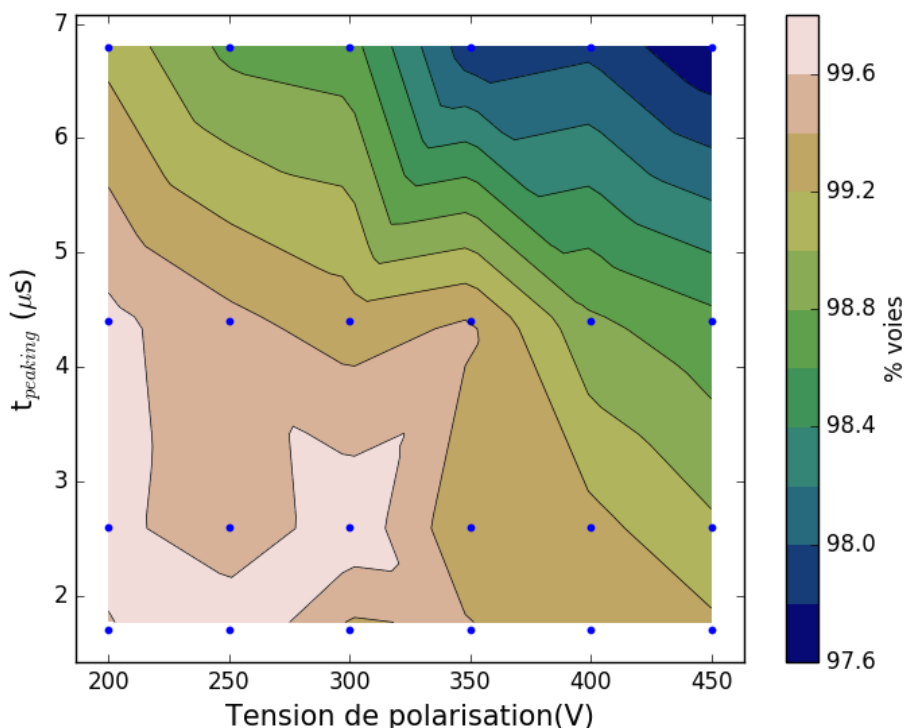


FIGURE 4.49 – Détermination de la zone de fonctionnement optimisant le plan de détection du prototype, contrainte par le pourcentage des voies dont les paramètres de réponse ont pu être estimés, par les paramètres relatifs aux pertes de charges, par les voies bruyantes, le bruit ENC_{TOT} . Cette zone de fonctionnement est la zone rose de cette carte.

Nous avons vu que ce sont les voies bruyantes qui contraignent le plus ces choix de paramétrisation. Nous notons également que la distribution de l' ENC_{TOT} est la plus étroite pour une configuration de -300 V et une valeur de $t_{peaking}$ égale à $2.6 \mu s$, cette configuration est nommée point de fonctionnement. Ce point de fonctionnement assure une bonne Stabilité temporelle des comptages et ceci sera un point essentiel durant la phase de vol. C'est également une des configurations pour laquelle le nombre de voies dont les paramètres ont pu être extraits avec suffisamment de confiance est le plus important, car elle fait partie des configurations ayant le moins de voies bruyantes mais également le plus de voies avec de bons spectres. Ainsi, il serait préférable de choisir la configuration de tension à -300 V et une valeur de $t_{peaking}$ de $2.6 \mu s$.

Chapitre 5

Conclusions générales et perspectives

Sommaire

5.1	Le contexte de la mission <i>SVOM</i>	157
5.2	ECLAIRs, sa chaîne électronique et son temps mort	157
5.3	ECLAIRs, son plan de détection et sa réponse spectrale	161
5.4	Pour aller plus loin	163

5.1 Le contexte de la mission *SVOM*

SVOM, *Space-based Variable astronomical Object Monitor*, est une mission franco-chinoise destinée à l'étude des sursauts γ et autres objets transitoires. L'instrument principal de cette mission est ECLAIRs, conçu pour scanner le ciel, détecter ainsi que de localiser de manière autonome les phénomènes transitoires apparaissant dans son champ de vue, dans la gamme en énergie 4–150 keV. ECLAIRs est une caméra à masque codé composée d'un plan de détection comptant 80×80 détecteurs regroupés en 200 matrices de 32 pixels CdTe à contact Schottky. Les 32 détecteurs sont hybridés avec un ASIC bas bruit et basse consommation. Cette technologie a été choisie car elle permet notamment de limiter la contribution de l'ENC_{TOT} et d'assurer un seuil bas en énergie à 4 keV. Le plan de détection est divisé en huit secteurs électriquement indépendants, qui comptent chacun 25 modules, donc 800 pixels. Chaque secteur est couplé à une électronique de lecture qui lui est propre et qui a été conçue pour lire et coder les événements ayant déposé de l'énergie au dessus du seuil de détection dans les détecteurs. L'ensemble de l'électronique est relié à une unité de traitement scientifique (UGTS) qui est en charge de la gestion de la caméra et du traitement des données à bord et de la détection de nouvelles sources transitoires.

C'est dans ce contexte que se situe l'ensemble des travaux présentés dans ce manuscrit. Les deux principaux axes de travail ont été la construction de modèles numériques des réponses temporelle et spectrale du plan de détection et de les valider au moyen de données simulées et expérimentales afin de caractériser pour la première fois la chaîne électronique et les performances des détecteurs composant le plan de détection du prototype de l'instrument. L'étude des caractéristiques temporelles de l'instrument a débuté par la validation du code VHDL permettant la lecture et le codage des événements. Ce dernier permet de construire des trames d'événements comprenant la date de détection, l'énergie, la multiplicité et la position de ces derniers. Le codage en énergie n'ayant été implémenté qu'après ces travaux, celui-ci n'a pu être validé dans cette thèse. Une fois ce code validé, l'estimation du taux d'événements perdus en fonction du taux de comptage incident et des paramètres de l'électronique durant le processus de lecture a permis d'établir un modèle de correction des pertes qui a ensuite été validé grâce à des mesures dédiées réalisées sur le prototype. Finalement, une étude plus poussée a permis de mettre en évidence l'impact de l'apparition des voies ayant un taux de comptage trop élevé (voies bruyantes), sur les performances de la chaîne électronique, sur le temps mort et sur les performances de l'imagerie pour la détection de sources transitoires. L'étude des caractéristiques spectrales des modules a dû attendre la construction du prototype, qui pour la première fois fait fonctionner collectivement 25 modules. Ceci a pu se faire grâce à un modèle de réponse basé sur des simulations Monte-Carlo, qui prennent en compte les interactions rayonnement-matière dominantes dans la bande en énergie d'ECLAIRs, combiné à un modèle de pertes de charges. L'étude statistique des paramètres libres du modèle de réponse spectrale a été réalisée pour un ensemble de configurations de tension et de valeurs de $t_{peaking}$ qui permet d'estimer leur influence sur les performances du prototype. Elle a permis d'établir des performances de chacun d'entre eux et leur étude préliminaire en tests de série, de trouver des critères de sélection des modules pour le modèle de vol. Les nombreuses mesures réalisées sur le prototype ont permis de faire une étude statistique des performances spectrales des 800 voies et et par conséquent définir la configuration instrumentale optimisant les performances du plan de détection.

Dans cette conclusion, nous résumons donc les méthodes et les résultats les plus saillants obtenus pendant ces travaux de thèse, d'une part lors de l'étude des performances temporelles de l'électronique puis lors de l'étude des caractéristiques spectrales du plan de détection. Enfin nous dédions la dernière partie aux futurs développements.

5.2 ECLAIRs, sa chaîne électronique et son temps mort

Pour la caractérisation de l'électronique de lecture, nous avons développé en collaboration avec les électroniciens deux moyens de tests différents : la baie de test et ELSimulator, un simulateur de l'électronique de lecture. La baie de tests reproduit électriquement et électroniquement la chaîne de lecture entre la sortie des détecteurs et l'entrée de l'unité de traitement scientifique. Elle permet de faire des validations des fonctionnalités du code VHDL de traitement des événements mais également des processus

électroniques. ELSimulator est quant à lui un simulateur de l'électronique de lecture qui permet de faire de longues simulations et reproduit le processus de lecture et de codage des événements, de leur temps, leur position sur le secteur et leur énergie en fonction de leur multiplicité. La validation des fonctionnalités du code a été effectuée en simulant des scénarii permettant de prendre en compte toutes les configurations de codage, pour tous les types d'événements quelque soit leur multiplicité ou leur temps. Cet outil a permis de quantifier ensuite le temps mort pour une configuration donnée et d'établir un modèle analytique de correction des pertes.

Avant de construire un modèle analytique de temps mort, il a été essentiel de valider le processus de lecture et de codage des événements. C'est la première fois que ce code est mis en place pour les 25 modules d'un secteur. La validation de ce dernier est donc une étape importante car il permet de s'assurer du bon fonctionnement du traitement des événements pour le reste de la mission, que ce soit pour le prototype ou le modèle de vol. La validation est réalisée en testant chaque fonctionnalité de ce code, que ce soit le codage en temps, en position ou la multiplicité des événements. Une fois chaque fonctionnalité testée, nous avons pu valider le comportement des modules collectivement et établir un modèle de temps mort.

Le temps mort définit le pourcentage d'événements perdus durant la lecture et le codage des photons incidents. Les exigences scientifiques requièrent un temps mort inférieur à 5% pour un taux de comptage de 12500 cps/s/secteur. Dans la configuration la moins favorable, c'est-à-dire la configuration pour laquelle tous les événements sont à énergie codée (SE et MEC) et pour un taux de comptage uniformément distribué sur un secteur, le temps mort mesuré est de 3.6% pour 12500 cps/s/secteur, les exigences sont donc respectées. L'ombre projetée du masque sur le plan de détection implique que certains modules ne sont pas illuminés, et donc que le temps mort va dépendre du nombre de modules (N_{illu}) ayant détectés des événements. De plus, ce modèle analytique doit permettre de retrouver le flux incident de la source, qui ne sera pas forcément connu. Le rapport du nombre d'événements simples sur le nombre d'événements multiples (MEC), rapport que nous noterons r , permet alors de s'affranchir du temps d'acquisition et de la connaissance du flux de la source. Ces deux paramètres sont donc utilisés pour la construction du modèle de temps mort. Ainsi, le modèle analytique, dont p est le pourcentage d'événements perdus, est réalisé selon des paramètres connus par l'électronique de lecture et est donc facilement applicable :

$$\ln(p) = \begin{cases} -0.05 \times N_{illu} + 3.95 - 0.97 \ln \left(\frac{ACD}{10} r \right) & : N_{illu} > 12 \\ -0.12 \times N_{illu} + 4.75 - 0.97 \ln \left(\frac{ACD}{10} r \right) & : N_{illu} \leq 12 \end{cases} \quad (5.1)$$

Cependant, ce modèle, ainsi présenté, est valide pour des valeurs de SectorLimit et AsicLimit respectivement à 25 et 32 sans prendre en compte les événements multiples issus de la fluorescence. Si la décision de ne considérer que les événements simples et les événements multiples à énergie codée issus de la fluorescence est prise, ces limites seront respectivement mises à 2 et 1, ce qui augmente considérablement le taux de MEE et MEA, pour lesquels le temps de codage est moins important. Ceci entraîne alors une modification du temps mort et ainsi de la paramétrisation du modèle. Il est alors nécessaire d'ajouter les événements multiples issus des processus physiques dans notre modèle et GEANT4 est l'outil idéal pour cela. Ceci permettrait de simuler à travers le modèle de masse d'ECLAIRS de nombreux cas astrophysiques comme les sursauts dont la distribution temporelle des événements suit une loi Poissonnienne et d'estimer les positions précises de toutes les interactions. Traiter ensuite cette liste d'événements grâce à ELSimulator permettrait de réaliser un modèle de temps mort avec paramètres AsicLimit et SectorLimit souhaités en prenant en considération les interactions physiques dans le détecteur. Les modifications à apporter sont donc relativement légères car la méthode proposée pour estimer la fraction de pertes restera identique. Seuls les fichiers d'entrée et les valeurs de AsicLimit et SectorLimit auront changé.

Notre modèle a été testé ensuite sur une courbe de lumière de sursaut γ puissant, dont le flux au pic est estimé à 392040 ph/s et montre une correction efficace des pertes ainsi qu'une bonne reconstruction de sa courbe de lumière. Nous avons également vérifié ce modèle analytique grâce à des tests réalisés à l'aide du prototype pour différents nombres de modules illuminés pour une unique hauteur de source donc un unique taux de comptage. Dans ce cas, la source de ^{241}Am a été placée à 20 cm du plan de détection engendrant

un taux de comptage moyen de 21000 cps/s/secteur, à la limite supérieure de notre modèle. Les données mesurées sont comparées aux taux de comptage attendus dans une telle configuration afin d'estimer le pourcentage de pertes. La comparaison du pourcentage de pertes obtenus en fonction du rapport r avec le modèle analytique montre une adéquation, permettant de le valider expérimentalement. Dans l'idéal, il faudrait vérifier avec d'autres hauteurs de source afin de s'assurer de la validité de notre modèle pour toute la gamme de comptage soit entre 100 et 22000 cps/s/secteur et notamment lorsque le temps mort est notable, comme par exemple sur le plan de détection avec un taux de comptage de 800 cps/s/secteur pour une source de ^{241}Am située à 45 cm du plan.

Comme une source n'illumine pas toujours un secteur en entier, il serait opportun d'estimer un modèle de temps mort, non pas au niveau secteur mais au niveau module. Au niveau pixel, ceci peut être très compliqué, car pour l'instant le processus de codage gère les modules en totalité et non pixel par pixel. Ceci a également été mis en évidence par l'étude des pixels bruyants qui souligne le fait que tout le module est affecté par le temps mort et non juste le pixel touché. Notre modèle est donc efficace pour modéliser le comportement du prototype et il devra être adapté au fur et à mesure de l'évolution vers le modèle de vol. De plus, si les nouvelles trames sont approuvées, le modèle de temps mort pourrait simplement être modifié en n'utilisant non plus le rapport r comme le rapport du nombre d'événements simples sur le nombre d'événements multiples mais comme le rapport entre les événements à traiter et les autres.

Ce modèle de temps mort a pu être estimé suite à la validation du processus de lecture et de codage des événements. Cette étape de validation est importante pour caractériser correctement les performances du prototype. Ainsi, des tests de performances des comptages du prototype ont été réalisés en illuminant le secteur avec une source de ^{241}Am située à 45 cm du plan.

Lors de ces tests dédiés à l'étude des comptages, des anomalies électroniques ont été soulignées comme par exemple la diaphonie des voies 15 et 23 du module XRDPIX avec le module adjacent. Le trop grand taux de comptage des voies 15 et 23 est issu de la diaphonie entre les signaux parasites détectés et amplifiés par la ligne de haute tension qui est distribuée au module à partir d'un point situé entre ces deux voies. Cette diaphonie provient d'un rayonnement électro-magnétique et ne peut pas être résolue par une modification de design, comme par exemple le blindage de la ligne haute tension. Cette diaphonie n'engendre pas de perturbation de comptages d'événements simples mais d'événements multiples qui seront stockés en trop grand nombre dans la mémoire de masse inutilement. Une solution serait d'inhiber les voies 15 et 23 tout simplement, mais elle n'est guère satisfaisante car elle amputerait le plan de détection de 6.25% de ses voies. De plus, la disposition des voies engendre un motif particulier qui complique le processus de reconstruction des images du ciel pour l'imagerie. Il est alors proposé de modifier le processus de lecture des modules puisque le comptage de ces voies dépend étroitement du taux de comptage du module adjacent. A chaque événement détecté sur un module, il est proposé de figer le module adjacent, évitant ainsi le redéclenchement des voies 15 et 23. Il faut alors reconstruire le code VHDL de lecture des événements et il faut estimer de nouveau le temps mort qui serait engendré par cette solution. Pour les plus bas taux de comptage, le temps mort ne devrait pas être modifié, mais il est nécessaire de l'estimer pour les plus forts. De plus, une source détectée s'étend à minima sur 34 pixels entièrement illuminés. Ainsi, si les 34 pixels touchés se répartissent sur deux modules adjacents, il faut estimer la perte de photons issus de la source. La dernière solution pour résoudre ce problème de comptage des voies 15 et 23 est de ne traiter que les événements simples, car ces deux voies font majoritairement des événements multiples entre elles. Cependant, ceci implique de revoir le traitement du code VHDL et l'élaboration du modèle de temps mort qui se base sur le nombre d'événements simples et multiples. Pour finir, les électroniciens ont montré que cette diaphonie n'est pas circonscrite à un secteur mais peut s'étendre à des secteurs adjacents. Comme les secteurs sont électriquement indépendants, le post-traitement des données ne peut se faire qu'au niveau UGTS qui traite les huit secteurs. Cependant, ce post-traitement ne résout pas la cause de ce problème qui doit être investigué avec attention. L'optimisation des réglages des ASICs et du code FPGA sont les solutions les plus appropriées pour minimiser ce problème. Cet effet de diaphonie est délicat et la solution choisie doit être traitée sur le prototype EQM pour s'assurer que les modifications n'engendrent pas d'autres problèmes. La correction de la diaphonie entre les modules pourrait nécessiter de bloquer la détection des événements à des temps spécifiques, introduisant un temps mort supplémentaire qu'il faudra modéliser.

Une autre anomalie a été mise en évidence lors de ces tests de validation : l'effet de colonne. Cet effet se définit par le fait qu'une voie bruyante puisse entraîner l'augmentation du taux de comptage d'autres voies de modules appartenant à cette même colonne du secteur. Ceci se passe notamment lorsque le plan de détection est soumis à un très fort taux de comptage mais surtout lorsque la configuration choisie (haute tension et haut $t_{peaking}$) favorise les instabilités et donc les pixels bruyants. La solution la plus simple serait évidemment de se placer dans une configuration (HT et $t_{peaking}$) limitant les instabilités. L'autre solution est la coupure des pixels bruyants qui provoquent cette augmentation de comptage.

Les vois bruyantes sont des voies ayant un taux de comptage trop important, instable et imprévisible. Le taux de comptage de la voie peut être si important que l'ensemble du module est affecté par le temps mort, présentant ainsi un taux de comptage inférieur à celui attendu, alors que le secteur est préservé de cet effet. Les voies bruyantes perturbent également l'imagerie en faisant apparaître un pic de comptage qui peut être vu comme une source mais qui contamine aussi un quart du secteur lors de la déconvolution des images du ciel. Ceci affecte alors la détection de la source et peut même provoquer des fausses alertes d'objets transitoires. De nombreux paramètres entrent en jeu dans la détection de source lors de la présence de voies bruyantes : la position de la voie bruyante sur le plan de détection, son taux de comptage, le bruit de fond ainsi que la position du sursaut ou encore son flux. La position de la voie bruyante est très importante car, située au centre du plan, elle impacte plus l'imagerie qu'une voie bruyante située au bord et c'est un paramètre à ne pas négliger lors de la conception du plan de détection. Le principal problème d'une voie bruyante est le fait qu'elle puisse déclencher une alerte ou une demande de repointage de la plate-forme sans détection de source, mais elle peut aussi empêcher la détection d'une source. La principale préoccupation se situe pour les sursauts faibles, ceux qu'ECLAIRS veut détecter en priorité et qui peuvent être masqués par la présence d'une voie bruyante. Au niveau de l'algorithme de déconvolution d'image, enlever la voie bruyante avant la déconvolution suffit à reconstruire une image du ciel normale, et donc de détecter la source.

Comme la présence de voies bruyantes est imprévisible, il a été proposé de mettre en place un logiciel de coupure de ces voies lorsqu'elles apparaissent. Ce logiciel compte le nombre d'événements simples détectés par un pixel sur un temps défini et si ce taux de coups est supérieur à un seuil fixé, la voie est inhibée, c'est-à-dire que la valeur de son seuil SBN est mise à 63. Le problème de ce logiciel est qu'il lit séquentiellement les voies et les modules. Ce n'est donc pas la voie la plus bruyante qui est coupée en premier. Ceci implique qu'une partie de la mémoire sera remplie par ces comptages inutiles. De plus, il sera nécessaire de faire du retraitement de données pour supprimer les pixels bruyants dans l'algorithme de déclenchement sur les taux de comptages. Ceci peut également avoir un impact sur l'effet de colonne. Alors qu'une voie devenue bruyante à cause de cet effet pourrait retrouver un taux de comptage attendu lors de la coupure du pixel responsable, dans la configuration actuelle, ce logiciel l'inhibe. Une autre catégorie de voies bruyantes est à prendre en compte : les voies moyennement bruyantes. Ces dernières peuvent avoir un taux de comptage à la limite du seuil et peuvent être influencées par d'autres pixels bruyants qui les entretiennent. Si la voie dominante est coupée en premier, la voie moyennement bruyante peut se calmer et compter de nouveau normalement ne nécessitant donc pas une coupure. Il serait alors nécessaire d'établir un logiciel de coupure qui ne lise pas séquentiellement les pixels et les modules mais qui au contraire les coupe en fonction de leur taux de comptage.

La présence de voies bruyantes est fort probable, malgré toutes les précautions prises lors de la fabrication du plan et la sélection des modules et devra être gérée au plus vite à bord. Celles-ci peuvent être coupées par le logiciel bord ou enlevées des images lors du post-traitement. Cependant, une étude approfondie devra être effectuée sur les voies bruyantes pour trouver une possible corrélation entre la position de la voie bruyante et son taux de comptage, la position et le flux de la source ainsi que le fond. Une étude statistique sur la diversité des sursauts permettrait d'estimer les dégradations induites en terme de détection et de localisation par la présence de pixel bruyant sur le plan en l'absence de logiciel permettant le retraitement des *shadowgrams*.

5.3 ECLAIRS, son plan de détection et sa réponse spectrale

La deuxième partie de notre travail est axée sur l'étude des performances spectrales des détecteurs du plan de détection. La caractérisation du plan de détection s'est effectuée en deux étapes. La première d'entre elles a été la caractérisation des modules individuellement, permettant d'évaluer les performances de chaque pixel et de chaque module. De plus une classification basée sur un compromis des performances de chaque pixel formant un module a été réalisée pour classer et sélectionner les modules pour le prototype en fonction des caractéristiques que nous souhaitons favoriser. Cette méthode automatique traitant les paramètres extraits dans une base de données issue des tests de pré-série est très rapide. Ceci lui confère un grand intérêt pour estimer les 200 meilleurs modules à sélectionner pour le modèle de vol de l'instrument. L'avantage de cette méthode réside également dans le fait que chaque paramètre peut être pondéré lui affectant une importance plus ou moins grande. Ceci permet de mettre en haut de liste les modules ayant les meilleures performances pour les configurations de vol et les priorités des performances instrumentales. L'inconvénient de cette méthode présentée telle quelle est le temps de traitement nécessaire pour traiter 200 modules lorsque les performances de plusieurs configurations doivent être considérées.

La deuxième étape a été de caractériser le plan de détection du prototype avec l'établissement de la réponse spectrale. Pour cela, une suite de codes Monte Carlo a été établie pour prendre successivement en compte les processus d'interaction rayonnement matière, les pertes de charges, le gain de la chaîne et l'élargissement gaussien à cause du bruit électronique. Ce modèle de réponse, une fois ajusté aux spectres d'événements simples des 800 pixels acquis pour 24 configurations lors de tests réalisés sur le prototype à l'aide d'une source de ^{241}Am permet d'extraire 6 paramètres caractérisant chaque détecteur, dont deux sont relatifs à la perte de charge ($\mu\tau_e$ et $\mu\tau_h$), deux sont relatifs à l'étalonnage en énergie (gain et offset), un associé au comptage (amplitude) et un associé au bruit électronique (ENC_{TOT}). Le principal problème de cette méthode est sa lenteur puisque environ 40 h sont nécessaires à extraire les paramètres des 25 modules pour une configuration.

Le modèle de réponse spectrale et les paramètres extraits ont été appliqués à une des mesures réalisées avec une source de ^{57}Co présentant des raies à plus haute énergie (dont une principale à 122 keV) et deux à plus basses énergies (autour de 6 keV), mais ne sont pas détectées dans ce cas à cause d'un seuil SBN trop élevé (à 30). L'application des paramètres extraits lors de l'étalonnage à un spectre de ^{57}Co a permis de mettre en évidence que le modèle estime correctement les pertes de charges. Cependant, la faible activité de la source, entraînant une faible résolution des raies, ne permet pas de valider entièrement ce modèle. En outre, plus de 45% des voies présentent une mauvaise reconstruction de l'échelle en énergie, c'est à dire une mauvaise estimation du gain et de l'offset. Il serait alors préférable de ré-itérer cette mesure avec une source ayant une activité nettement plus importante pour obtenir des mesures où le rapport signal sur bruit sera considérablement amélioré et d'estimer correctement la fiabilité des paramètres extraits. De plus, si cette nouvelle mesure atteste le problème de la reconstruction de l'échelle en l'énergie, il sera alors nécessaire d'effectuer l'étalonnage non pas avec une source de ^{245}Am mais avec une source de ^{57}Co afin d'estimer les gains et les offsets pour une gamme en énergie plus élevée, où les effets de non linéarité sont plus importants. Il faut ajouter que ces tests ont mis en évidence la présence d'une raie instrumentale non attendue. Les effets pouvant créer cette raie ne sont pour l'instant pas expliqués. Cependant, le fait qu'elle ne soit pas soumise aux pertes de charges et qu'elle ne soit pas présente dans les simulations Monte-Carlo justifie le fait que ce ne soit pas une raie issue de processus physiques. Deux raisons peuvent expliquer ce phénomène. La première serait un phénomène parasite issu de l'instrumentation, comme un couplage des signaux qui pourrait provoquer une fausse détection lors du processus de lecture et par conséquent un faux événement. Pour vérifier cette hypothèse, il faudrait étudier les variations des signaux régissant le processus de lecture qui pourrait expliquer ce faux déclenchement à l'aide d'oscilloscope. La seconde hypothèse, moins probable, serait que des événements ayant une énergie nettement supérieure à la gamme d'ECLAIRS impactent le plan de détection et, soit déposent une partie de leur énergie, soit provoquent des re-déclenchements. Ainsi, cette énergie déposée serait détectée comme une énergie saturante et serait codée comme telle. Il faut ajouter que pour l'instant, la limite supérieure de l'énergie de codage n'est pas encore fixée dans le code de traitement des énergies. Ceci signifie qu'il est possible pour l'instant de détecter des énergies supérieures à 150 keV mais elles ne seront pas codées correctement car elles seront lues comme des

énergies codées dans les plus petits canaux. Ceci explique pourquoi certains pixels présentent des coups sous le seuil de détection et pourquoi la raie au centre du spectre pourrait provenir d'événements saturants. Pour vérifier cette hypothèse, il faudrait modifier le code de traitement des énergies pour s'assurer que les énergies saturantes soient dans le canal 1024.

L'ajustement spectral est réalisé pour les 800 pixels du plan de détection pour 24 configurations de tension (entre -450 V et -200 V par pas de 50 V) et quatre valeurs $t_{peaking}$ (1.77, 2.6, 4.4 et 6.8 μ s). Une étude statistique a permis alors de comparer les performances des différents pixels du secteur et d'estimer la meilleure configuration maximisant les performances du secteur.

De cette étude, nous avons déduit que l'estimation des produits $\mu\tau$, relatifs aux pertes de charges sont proches de celles estimées pour les autres missions. L'augmentation de la valeur du $t_{peaking}$ accroît le temps de collection des charges et diminue les pertes balistiques, ce qui augmente les valeurs des produits $\mu\tau$. En deçà de 4.4 μ s, les pertes balistiques ne sont pas négligeables et doivent être prises en compte dans notre modèle de réponse spectrale. De plus, l'hypothèse initiale d'un champ électrique constant est imparfaite et une modification de l'évolution de ce champ électrique avec la profondeur d'interaction pourrait être prise en compte. Dans un premier temps, il serait peut-être préférable d'évaluer l'influence d'un gradient de tension au sein du détecteur sur le produit $\mu\tau$ des porteurs. Cependant, ceci implique de prendre en compte les équations de diffusion des charges dans le cristal, ce qui relativement lourd à implémenter.

L'étude statistique des résultats relatifs au bruit électronique montre les mêmes conclusions que l'étude effectuée par (Nasser, 2015) sur six modules indépendants. C'est pour une valeur de $t_{peaking}$ de 6.8 μ s que les distributions des ENC_{TOT} sont minimales mais pour de 2.6 μ s qu'elles sont les plus étroites où plus de 98 % des voies sont incluses dans une distribution avec une dispersion inférieure à 3σ pour une tension de -300 V. Ceci indique que les détecteurs sont très homogènes sur tout le secteur. De même, pour une valeur de $t_{peaking}$ de 6.8 μ s, le nombre de voies instables est plus grand et cette configuration favorise l'augmentation du courant de fuite. Cette affirmation se retrouve dans l'étude du gain où plus de 96% des voies dont la réponse a pu être estimée ont un gain compris dans une distribution moyenne avec une dispersion à 3σ .

Il faut cependant souligner que plus la valeur absolue de la tension est élevée, plus le pourcentage de voies pour lequel le modèle de réponse a pu extraire les paramètres est faible car le spectre est dégradé. Concernant les voies ayant un pic de bruit visible à basses énergies, que ce soit à cause d'un pic qui descend au delà de 4 keV ou d'une voie devenue bruyante, la configuration pour une tension de -450 V et une valeur de $t_{peaking}$ de 6.8 μ s est la plus défavorable et entraîne un grand nombre de voies instables.

Finalement, cette étude de la réponse spectrale a permis d'analyser les évolutions des paramètres en fonction de la valeur du $t_{peaking}$ et de la tension. Lorsque tous les critères présentés précédemment sont combinés, le couple HT = -300 V et $t_{peaking} = 2.6$ μ s présente les meilleures performances pour le plan de détection et met en avant une grande homogénéité des détecteurs. Cette configuration est également celle retrouvée par l'étude de Nasser (2015). Ainsi toutes les étapes réalisées depuis le choix de la technologie des détecteurs CdTe Schottky hybridés à une ASIC bas bruit jusqu'à l'étude des performances individuelles des céramiques détecteurs, des modules ou du plan de détection ont permis d'assurer un secteur homogène et performant.

Il faut ajouter que la réponse spectrale est très sensible à la combinaison de chaque paramètre et malgré la grande homogénéité des détecteurs, il n'est pas possible de les étalonner en estimant une moyenne des paramètres. Nous avons également vu que la température des tests, entre -35°C et -12°C induisait une modification de l'estimation des paramètres de gain et d'offset. Même si l'écart médian est inférieur à 1 keV (3 canaux) pour une énergie de 150 keV, il ne faut pas négliger le fait que les paramètres de réponse spectrale ne sont pas estimés indépendamment. Dès lors, pour évaluer le véritable impact du changement de température sur la réponse spectrale, il est nécessaire d'ajuster tous les spectres avec le modèle de réponse et d'effectuer une analyse des résultats plus complète que celle présentée. Pour finir, cette grande sensibilité de la réponse spectrale posera également un problème pour tous les spectres légèrement dégradés. Ce modèle ne permettra donc pas d'évaluer l'évolution des paramètres avec l'effet de polarisation par exemple.

Les mesures réalisées avec 800 détecteurs ont montré que six paramètres suffisent à modéliser la

réponse spectrale. Dans la meilleure configuration ces paramètres sont peu dispersés autour d'une valeur moyenne. Cependant, la grande sensibilité de notre modèle oblige de construire une réponse pour chaque détecteur individuellement. Finalement, les tests effectués et leur analyse ont permis de mettre en évidence les effets essentiels à l'étalonnage du plan de détection et la phase de *commissioning* en vol.

5.4 Pour aller plus loin

L'étude qui a été réalisée propose une analyse des caractéristiques spectrales et temporelles des détecteurs et de l'électronique de lecture sur un secteur.

Une méthode de classification des modules a été présentée pour sélectionner les meilleurs modules pour le prototype et le modèle de vol. D'autre part, les voies bruyantes sur l'imagerie perturbent plus la détection des sources quand ils sont au bord du plan de détection. A cela vient s'ajouter le travail réalisé par A. Gros, qui montre que les pixels ayant les moins bonnes efficacités de détection engendrent des perturbations plus importantes s'ils sont situés au bord. Il semble alors important de réaliser une étude pour corrélérer tous ces paramètres et positionner les modules sur le plan de détection du modèle de vol en fonction de leurs performances et de leur nombre de voies instables. Tout d'abord, il faut réaliser un classement des meilleurs modules. Deux points devront être pris en compte dans cette classification : le nombre de voies susceptibles de devenir bruyantes ou qui sont connues comme telle ainsi que l'efficacité de détection. Il serait également important de prendre en considération les effets de colonne. En effet, il ne faudrait pas mettre sur la même colonne les modules dont certaines voies se laissent entraîner par des pixels bruyants pour éviter de contaminer le plan de détection par cet effet. De plus, il faut estimer par simulation s'il est judicieux pour l'imagerie de mettre tous les pires modules au centre.

Ce travail est assez complexe car de nombreux paramètres seront à prendre en compte. Il faudra tout d'abord mesurer l'efficacité de détection pour les 6400 pixels des modules choisis, ce qui peut être estimé avec les tests de recette dont les données sont accessibles. Ensuite il faudra simuler toutes les positions possibles, au bord, au centre ou des positions aléatoires. L'un des points principaux de cette simulation est de prendre en compte les modules dont on connaît la proportion de pixels susceptibles de devenir bruyant. Ces positions devront être estimées pour tous les sursauts détectables, qu'ils soient forts ou faibles, sur l'axe ou hors axe, quelque soit le fond. Le principal inconvénient de ces simulations est le délai d'intégration de modèle de vol, relativement court, qui ne permettra certainement pas l'optimisation du placement des modules sur le plan de détection. Il serait alors judicieux de placer les modules aléatoirement et de développer les méthodes de coupure des pixels bruyants ou du traitement des *shadowgrams* pour résoudre ces problèmes.

Il est possible d'effectuer des simulations Monte-Carlo de sursauts. Cette étude nécessite de reprendre les codes mis en place pendant ces travaux de thèse simulant les comptages sur le plan de détection, un sursaut γ et la présence d'une ou plusieurs voies bruyantes. Ces simulations doivent être associées à un bruit de fond, simulé par l'équipe en charge des simulations (L. Bouchet et S. Mate). Ensuite, le traitement par l'électronique permet de prendre en compte tout le processus de lecture et de codage. Une fois tous les processus physiques pris en compte, la liste de photons peut être traitée par ELSimulator pour simuler le processus de lecture et de codage de la chaîne. Les trames ainsi codées par la chaîne peuvent être envoyées à l'unité de traitement scientifique afin d'être traitées, ce qui permet d'estimer les performances de l'algorithme d'imagerie (A.Gros) en général, dans un contexte réaliste de vol et conjointement sur la sensibilité du *trigger* (S.Schanne). Si les pixels bruyants sont simulés, il sera alors possible d'estimer lequel de ces deux algorithmes est le plus performant pour détecter la source en présence de ce type de pixel. Ceci peut avoir un impact sur le système ECLAIRs et même sur la mission en entier car une demande de repointage peut être faite. Comme nous l'avons vu précédemment, un pixel bruyant peut enclencher de fausses détections et une fausse localisation. Il sera alors possible d'estimer la stratégie à adopter, entre la suppression du pixel bruyant lors du traitement par l'imagerie ou l'inhibition du pixel par le logiciel de coupure. Cette étude pourrait également permettre d'estimer le seuil minimal du logiciel de coupure des pixels bruyants en présence d'une source. De plus, la gestion des pixels bruyants doit être prise en compte, car ces derniers peuvent occuper un très large volume de mémoire de masse, qui est limité pour ECLAIRs.

Il faut alors les couper pour s'assurer de ne pas perdre des données utiles au profit de pixels bruyants. Pour finir, il faudrait également simuler la présence d'un effet de colonne pour estimer les conséquences possibles lors de la détection de sources pour les deux algorithmes.

Finalement, les deux travaux réalisés sur les caractéristiques temporelles et spectrales de l'instrument peuvent être appliqués à des sources astrophysiques. Alors que le modèle analytique de correction du temps mort a été appliqué à un sursaut fort, il serait opportun de l'appliquer à des courbes de lumière d'autres objets transitoires (comme les TGF ou les SGR par exemple) que *SVOM* pourra observer afin d'estimer la validité du modèle pour tout type d'objet détectable par ECLAIRs. Ceci permettrait également d'explorer d'autres gammes de taux de comptage et de valider notre modèle pour ces derniers. Il en est de même pour la réponse spectrale. Ce modèle et l'étalonnage effectué pourraient être appliqués à des spectres d'objets connus comme le Crabe ou le modèle du bruit de fond d'ECLAIRs en orbite dans un premier temps afin d'estimer les simulations de l'étalonnage à effectuer lors de la phase de vol et de valider notre modèle de réponse. Finalement, si tous ces travaux sont combinés, il sera possible d'effectuer une simulation d'un sursaut et de simuler sa détection par la chaîne électronique, d'estimer son taux de pertes à cause du processus de lecture, de corriger sa courbe de lumière et de l'autre côté de simuler le spectre détecté grâce aux paramètres d'étalonnage du modèle de réponse. Les deux algorithmes de détection nous diront finalement si en fonction des différentes anomalies comme les pixels bruyants ou l'effet de colonne, du flux du sursaut et du fond du ciel et de la position du sursaut, une alerte ou un repointage sont demandés. Finalement, le spectre du bruit de fond instrumental peut être convolué avec une réponse réaliste pour estimer les dégradations éventuelles sur les raies instrumentales qui seront utilisées pour suivre l'évolution de l'échelle en énergie au sol par l'EIC.

Bibliographie

- The swift burst analyser — grb 060115. http://www.swift.ac.uk/burst_analyser/00177408/.
- ABBASI, ABDU, ABU-ZAYYAD, ADAMS, AGUILAR, AHLERS, ANDEEN, AUFFENBERG, BAI, BAKER *et al.* : Search for muon neutrinos from gamma-ray bursts with the icecube neutrino telescope. *The Astrophysical Journal*, 710(1):346, 2010.
- ABBOTT, ABBOTT, ABBOTT, ABERNATHY, ACERNESE, ACKLEY, ADAMS, ADAMS, ADDESSO, ADHIKARI *et al.* : Observation of gravitational waves from a binary black hole merger. *Physical review letters*, 116(6):061102, 2016.
- ABBOTT, ABBOTT, ADHIKARI, AJITH, ALLEN, ALLEN, AMIN, ANDERSON, ANDERSON, ARAIN *et al.* : Ligo : the laser interferometer gravitational-wave observatory. *Reports on Progress in Physics*, 72(7):076901, 2009.
- Benjamin P ABBOTT, R ABBOTT, TD ABBOTT, F ACERNESE, K ACKLEY, C ADAMS, T ADAMS, P ADDESSO, RX ADHIKARI, VB ADYA *et al.* : Gravitational waves and gamma-rays from a binary neutron star merger : Gw170817 and grb 170817a. *The Astrophysical Journal Letters*, 848(2):L13, 2017.
- ACTIS, AGNETTA, AHARONIAN, AKHPERJANIAN, ALEKSIĆ, ALIU, ALLAN, ALLEKOTTE, ANTICO, LA ANTONELLI *et al.* : Design concepts for the cherenkov telescope array cta : an advanced facility for ground-based high-energy gamma-ray astronomy. *Experimental Astronomy*, 32(3):193–316, 2011.
- AGOSTINELLI, ALLISON, Amako AL, APOSTOLAKIS, ARAUJO, ARCE, ASAI, AXEN, BANERJEE, BARRAND *et al.* : Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear instruments and methods in physics research section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3):250–303, 2003.
- Van ALLEN : The geomagnetically trapped corpuscular radiation. *Journal of Geophysical Research*, 64(11):1683–1689, 1959.
- AMATI, FRONTERA, TAVANI, ANTONELLI, COSTA, FEROCI, GUIDORZI, HEISE, MASETTI, MONTANARI *et al.* : Intrinsic spectra and energetics of beposax gamma-ray bursts with known redshifts. *Astronomy and Astrophysics*, 390(1):81–89, 2002.
- ANTIER-FARFAR : *La détection des sursauts gamma par le télescope ECLAIRs pour la mission spatiale SVOM*. Thèse de doctorat, Université Paris-Saclay, 2016.
- ATWOOD, ABDO, ACKERMANN, ALTHOUSE, ANDERSON, AXELSSON, BALDINI, BALLETT, BAND, BARBIELINI *et al.* : The large area telescope on the fermi gamma-ray space telescope mission. *The Astrophysical Journal*, 697(2):1071, 2009.
- BAND, MATTESON, FORD, SCHAEFER, PALMER, TEEGARDEN, CLINE, BRIGGS, PACIESAS, PENDLETON *et al.* : Batse observations of gamma-ray burst spectra. i-spectral diversity. *The Astrophysical Journal*, 413:281–292, 1993.
- BARDEEN : Surface states and rectification at a metal semi-conductor contact. *Physical Review*, 71(10):717, 1947.
- BARTHELMY, BARBIER, CUMMINGS, FENIMORE, GEHRELS, HULLINGER, KRIMM, MARKWARDT, PALMER, PARSONS *et al.* : The burst alert telescope (bat) on the swift midex mission. *Space Science Reviews*, 120(3-4):143–164, 2005.

- BERNARDINI, XIE, SIZUN, PIRON, DONG, ATTEIA, ANTIER, DAIGNE, GODET, CORDIER *et al.* : Scientific prospects for spectroscopy of the gamma-ray burst prompt emission with svom. *Experimental Astronomy*, 44(1):113–127, 2017.
- BLANDFORD et PAYNE : Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 199(4):883–903, 1982.
- BLOOM, KULKARNI et DJORGOVSKI : The observed offset distribution of gamma-ray bursts from their host galaxies : a robust clue to the nature of the progenitors. *The Astronomical Journal*, 123(3):1111, 2002.
- BOELLA, BUTLER, PEROLA, PIRO, SCARSI et BLEEKER : Bepposax, the wide band mission for x-ray astronomy. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 122(2):299–307, 1997.
- BOLDT : The cosmic x-ray background. *Physics Reports*, 146(4):215–257, 1987.
- BRIGGS : Four years of batse gamma-ray burst observations. *Astrophysics and Space Science*, 231(1-2):3–10, 1995.
- BRIGGS, BAND, KIPPEN, PREECE, KOUVELIOTOU, Van PARADIJS, SHARE, MURPHY, MATZ, CONNORS *et al.* : Observations of grb 990123 by the compton gamma ray observatory. *The Astrophysical Journal*, 524(1):82, 1999.
- BRIGGS, PACIESAS, PENDLETON, MEEGAN, FISHMAN, HORACK, BROCK, KOUVELIOTOU, HARTMANN et HAKKILA : Batse observations of the large-scale isotropy of gamma-ray bursts. *The Astrophysical Journal*, 1996.
- BROMM et LOEB : High-redshift gamma-ray bursts from population iii progenitors. *The Astrophysical Journal*, 642(1):382, 2006.
- CARILLI et RAWLINGS : Science with the square kilometer array : Motivation, key science projects, standards and assumptions. Rapport technique, 2004.
- CHRISTENSEN, HJORTH et GOROSABEL : Uv star-formation rates of grb host galaxies. *Astronomy and Astrophysics*, 425(3):913–926, 2004.
- COLA et FARELLA : The polarization mechanism in cdte schottky detectors. *Applied Physics Letters*, 94(10):102113, 2009.
- CORDIER, GÖTZ et MOTCH : The svom mission, a pathfinder for theseus. *arXiv preprint arXiv:1802.01681*, 2018.
- COWARD, HOWELL, PIRAN, STRATTA, BRANCHESI, BROMBERG, GENDRE, BURMAN et GUETTA : The swift short gamma-ray burst rate density : implications for binary neutron star merger rates. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 425(4):2668–2673, 2012.
- CROWTHER : Physical properties of wolf-rayet stars. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 45:177–219, 2007.
- de JONG, Representing the KM3NET CONSORTIUM *et al.* : The km3net neutrino telescope. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 623(1):445–447, 2010.
- DIRKS : Study and modelling of the new generation cd (zn) te x and gamma-ray detectors for space applications. 2006.
- DOBLER, FINKBEINER, CHOLIS, SLATYER et WEINER : The fermi haze : a gamma-ray counterpart to the microwave haze. *The Astrophysical Journal*, 717(2):825, 2010.
- DONG, WU, LI, ZHANG et ZHANG : Svom gamma ray monitor. *Science China Physics, Mechanics and Astronomy*, 53(1):40–42, 2010.
- DUTTA et HORN : Low-frequency fluctuations in solids : 1 f noise. *Reviews of Modern physics*, 53(3):497, 1981.

- EINSTEIN : Cosmological considerations on the general theory of relativity. *The Principle of Relativity. Dover Books on Physics. June 1, 1952. 240 pages. 0486600815, p. 175-188, pages 175–188, 1952.*
- EVANS, CENKO, KENNEA, EMERY, KUIN, KOROBKIN, WOLLAEGER, FRYER, MADSEN, HARRISON *et al.* : Swift and nustar observations of gw170817 : Detection of a blue kilonova. *Science*, 358(6370):1565–1570, 2017.
- FANO : Ionization yield of radiations. ii. the fluctuations of the number of ions. *Physical Review*, 72(1):26, 1947.
- FEROCI : Observation of gamma-ray bursts by beposax. *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 70:905–931, 1999.
- FERRARESE et FORD : Supermassive black holes in galactic nuclei : past, present and future research. *Space Science Reviews*, 116(3-4):523–624, 2005.
- FERRY : *Semiconductor transport*. CRC Press, 2000.
- FISHMAN et MEEGAN : The batse era. *Gamma-ray Bursts*, 51:19, 2012.
- FLORIOT, MARCOS, FUENTES-FERNÁNDEZ, WATSON, CARDONA, LEE, BASA, CORRE, FERRARI, HUGOT *et al.* : Primary and secondary mirror manufacturing for colibri ground follow-up telescope of the svom mission. *In Advances in Optical and Mechanical Technologies for Telescopes and Instrumentation III*, volume 10706, page 107060M. International Society for Optics and Photonics, 2018.
- FOX, YOST, KULKARNI, TORII, KATO, YAMAOKA, SAKO, HARRISON, SARI, PRICE *et al.* : Early optical emission from the γ -ray burst of 4 october 2002. *nature*, 422(6929):284, 2003.
- FRENKEL : On the theory of electric breakdown of dielectrics and electronic semiconductors. *Tech. Phys. USSR*, 5(1):938, 1938.
- FRUCHTER, LEVAN, STROLGER, VREESWIJK, THORSETT, BERSIER, BURUD, CERÓN, CASTRO-TIRADO, CONSELICE *et al.* : Long γ -ray bursts and core-collapse supernovae have different environments. *Nature*, 441(7092):463, 2006.
- FRYER, WOOSLEY et HARTMANN : Formation rates of black hole accretion disk gamma-ray bursts. *The Astrophysical Journal*, 526(1):152, 1999.
- FRYER, WOOSLEY et HEGER : Pair-instability supernovae, gravity waves, and gamma-ray transients. *The Astrophysical Journal*, 550(1):372, 2001.
- FUNAKI, ANDO, JINNAI, TACHIBANA et OHNO : Development of cdte detectors in acrorad. *In International Workshop on Semiconductor PET*, 2007.
- GALAMA, GROOT, van PARADIJS, KOUVELIOTOU, ROBINSON, FISHMAN, MEEGAN, SAHU, LIVIO, PETRO *et al.* : The decay of optical emission from the γ -ray burst grb970228. *Nature*, 387(6632):479–481, 1997.
- GARDNER, MATHER, CLAMPIN, DOYON, GREENHOUSE, HAMMEL, HUTCHINGS, JAKOBSEN, LILLY, LONG *et al.* : The james webb space telescope. *Space Science Reviews*, 123(4):485–606, 2006.
- GEHRELS et CANNIZZO : High-energy transients. *Phil. Trans. R. Soc. A*, 371(1992):20120270, 2013.
- GEHRELS, CHINCARINI, GIOMMI, MASON, NOUSEK, WELLS, WHITE, BARTHELMY, BURROWS, COMINSKY *et al.* : The swift gamma-ray burst mission. *The Astrophysical Journal*, 611(2):1005, 2004.
- GEHRELS, SARAZIN, O'BRIEN, ZHANG, BARBIER, BARTHELMY, BLUSTIN, BURROWS, CANNIZZO, CUMMINGS *et al.* : A short γ -ray burst apparently associated with an elliptical galaxy at redshift $z=0.225$. *Nature*, 437(7060):851, 2005.
- GEHRELS, SPERGEL, WFIRST SDT *et al.* : Wide-field infrared survey telescope (wfirst) mission and synergies with lisa and ligo-virgo. *In Journal of Physics : Conference Series*, volume 610, page 012007. IOP Publishing, 2015.

- GEVIN, BARON, COPPOLANI, DALY, DELAGNES, LIMOUSIN, LUGIEZ, MEURIS, PINSARD et RENAUD : Idef-x eclairs : A cmos ASIC for the readout of cdte and cdznte detectors for high resolution spectroscopy. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 56(4):2351–2359, 2009.
- GEVIN, LUGIEZ, LIMOUSIN, BARON, BLONDEL, COPPOLANI, DIRKS et DELAGNES : Idef-x v1. 0 : A new 16-channel low-noise analog front-end for cd (zn) te detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 567(1):140–144, 2006.
- GILMOZZI et SPYROMILIO : The european extremely large telescope (e-elt). *The Messenger*, 127(11):3, 2007.
- GODET, SIZUN, BARRET, MANDROU, CORDIER, SCHANNE et REMOUÉ : Monte-carlo simulations of the background of the coded-mask camera for x-and gamma-rays on-board the chinese–french grb mission svom. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 603(3):365–371, 2009.
- GOLDSTEIN, VERES, BURNS, BRIGGS, HAMBURG, KOCEVSKI, WILSON-HODGE, PREECE, POOLAKKIL, ROBERTS *et al.* : An ordinary short gamma-ray burst with extraordinary implications : Fermi-gbm detection of grb 170817a. *The Astrophysical Journal Letters*, 848(2):L14, 2017.
- GÖTZ, OSBORNE, CORDIER, PAUL, EVANS, BEARDMORE, MARTINDALE, WILLINGALE, O’BRIEN, BASA *et al.* : The microchannel x-ray telescope for the gamma-ray burst mission svom. In *Space Telescopes and Instrumentation 2014 : Ultraviolet to Gamma Ray*, volume 9144, page 914423. International Society for Optics and Photonics, 2014.
- GRESSLER, DEVRIES, HILEMAN, NEILL, SEBAG, WIECHA, ANDREW, LOTZ et SCHOENING : Lsst telescope and site status. In *Ground-based and Airborne Telescopes V*, volume 9145, page 91451A. International Society for Optics and Photonics, 2014.
- HALPERN, THORSTENSEN, HELFAND et COSTA : Optical afterglow of the γ -ray burst of 14 december 1997. *Nature*, 393(6680):41, 1998.
- HANGGI et CARR : Errors in exponentially modified gaussian equations in the literature. *Analytical Chemistry*, 57(12):2394–2395, 1985.
- HECHT : Zum mechanismus des lichtelektrischen primärstromes in isolierenden kristallen. *Zeitschrift für Physik*, 77(3-4):235–245, 1932.
- HEIRTZLER : The future of the south atlantic anomaly and implications for radiation damage in space. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 64(16):1701–1708, 2002.
- HIRATA, KAJITA, KOSHIBA, NAKAHATA, OYAMA, SATO, SUZUKI, TAKITA, TOTSUKA, KIFUNE *et al.* : Observation in the kamiokande-ii detector of the neutrino burst from supernova sn1987a. *Physical Review D*, 38(2):448, 1988.
- HJORTH et BLOOM : The grb-supernova connection. *Gamma-ray bursts*, 51:169, 2012.
- JANKA, EBERL, RUFFERT et FRYER : Black hole-neutron star mergers as central engines of gamma-ray bursts. *The Astrophysical Journal Letters*, 527(1):L39, 1999.
- KALOGERA, KIM, LORIMER, BURGAY, D’AMICO, POSSENTI, MANCHESTER, LYNE, JOSHI, MCLAUGHLIN *et al.* : The cosmic coalescence rates for double neutron star binaries. *The Astrophysical Journal Letters*, 601(2):L179, 2004.
- KAWABE, LIGO COLLABORATION *et al.* : Status of ligo. In *Journal of Physics : Conference Series*, volume 120, page 032003. IOP Publishing, 2008.
- KIREEV : *Semiconductor physics*. Moscow : Mir Publishers, 1978.
- KLEBESADEL, STRONG et OLSON : Observations of gamma-ray bursts of cosmic origin. *The Astrophysical Journal*, 182:L85, 1973.

- KNOLL : *Radiation detection and measurement*. John Wiley and Sons, 1989.
- KNOLL : *Radiation detection and measurement*. John Wiley and Sons, 2000.
- KOBAYASHI, PIRAN *et al.* : Can internal shocks produce the variability in gamma-ray bursts? *The Astrophysical Journal*, 490(1):92, 1997.
- KOSYACHENKO, SKLYARCHUK, SKLYARCHUK, MASLYANCHUK, GNATYUK et AOKI : Higher voltage ni/cdte schottky diodes with low leakage current. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 56(4):1827–1834, 2009.
- KRIVONOS, REVNIVTSEV, LUTOVINOV, SAZONOV, CHURAZOV et SUNYAEV : Integral/ibis all-sky survey in hard x-rays. *Astronomy and Astrophysics*, 475(2):775–784, 2007.
- KUNIEDA, INOUE, MITSUDA et TAKAHASHI : New x-ray telescope mission (next). In *SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation*, pages 187–196. International Society for Optics and Photonics, 2004.
- LASSABATERE : Formation et propriétés de l’interface métal-semiconducteur et de la barrière de schottky. *Revue de physique appliquée*, 22(11):1469–1484, 1987.
- LAUREIJS, DUVET, SANZ, GONDOIN, LUMB, OOSTERBROEK et CRIADO : The euclid mission. In *Space Telescopes and Instrumentation 2010 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, volume 7731, page 77311H. International Society for Optics and Photonics, 2010.
- LÉPY, PLAGNARD et FERREUX : Measurement of 241am l x-ray emission probabilities. *Applied Radiation and Isotopes*, 66(6-7):715–721, 2008.
- LEVAN : Tidal disruption events. In *The X-ray Universe 2014*, 2014.
- L’HOIR : Study of the asymmetrical response of silicon surface barrier detectors to mev light ions. application to the precise analysis of light ions energy spectra i. helium ions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 223(2-3):336–345, 1984.
- LIMOUSIN : *Mise en oeuvre et étude des propriétés spectrales de la gamma-caméra ISGR*. Thèse de doctorat, Toulouse 3, 2001.
- LIMOUSIN, GEVIN, LUGIEZ, CHIPAUX, DELAGNES, DIRKS et HOREAU : Idef-x asic for cd (zn) te spectro-imaging systems. *IEEE transactions on nuclear science*, 52(5):1595–1602, 2005.
- LÜTZ : *Semiconductor radiation detectors : Device physics*, 2007.
- LUTZ *et al.* : *Semiconductor radiation detectors*, volume 40. Springer, 1999.
- MANGANO, La PAROLA, TROJA, CUSUMANO, MINEO, BURROWS, CAMPANA, CAPALBI, CHINCARINI, GEHRELS *et al.* : Rest frame light curves of swift grbs (). In *Paper presented at the Workshop on “Swift and GRBs : Unveiling the Relativistic Universe*, volume 100, 2006.
- MEEGAN, LICHTI, BHAT, BISSALDI, BRIGGS, CONNAUGHTON, DIEHL, FISHMAN, GREINER, HOOVER *et al.* : The fermi gamma-ray burst monitor. *The Astrophysical Journal*, 702(1):791, 2009.
- METZGER, DJORGOVSKI, KULKARNI, STEIDEL, ADELBERGER, FRAIL, COSTA et FRONTERA : Spectral constraints on the redshift of the optical counterpart to the γ -ray burst of 8 may 1997. *Nature*, 387 (6636):878, 1997.
- MEURIS : *Etude et optimisation du plan de détection de haute énergie en Cd (Zn) Te pour la mission spatiale d’observation astronomie X et gamma SIMBOL-X*. Thèse de doctorat, Paris 7, 2009.
- MICHALOWSKA, GEVIN, LEMAIRE, LUGIEZ, BARON, GRABAS, PINSARD, LIMOUSIN et DELAGNES : Idef-x hd : A low power multi-gain cmos asic for the readout of cd (zn) te detectors. In *Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS/MIC)*, 2010 IEEE, pages 1556–1559. IEEE, 2010.
- NAKAR : Short-hard gamma-ray bursts. *Physics Reports*, 442(1-6):166–236, 2007.
- NASSER : *Caractérisation des modules de détection de la caméra ECLAIRs pour la mission SVOM*. Thèse de doctorat, Université de Toulouse, Université Toulouse III-Paul Sabatier, 2015.

- NEWVILLE, STENSITZKI, ALLEN, RAWLIK, INGARGIOLA et NELSON : Lmfit : non-linear least-square minimization and curve-fitting for python. *Astrophysics Source Code Library*, 2016.
- NOMOTO : Accreting white dwarf models for type i supernovae. i-presupernova evolution and triggering mechanisms. *The Astrophysical Journal*, 253:798–810, 1982.
- NOUSEK, KOUVELIOTOU, GRUPE, PAGE, GRANOT, RAMIREZ-RUIZ, PATEL, BURROWS, MANGANO, BARTHELMI *et al.* : Evidence for a canonical gamma-ray burst afterglow light curve in the swift xrt data. *The Astrophysical Journal*, 642(1):389, 2006.
- O'BRIEN et SMARTT : Interpreting signals from astrophysical transient experiments, 2013.
- PACIESAS, MEEGAN, Pendleton and BRIGGS, KOUVELIOTOU, KOSHUT, LESTRADE, MCCOLLOUGH, BRAINERD, HAKKILA *et al.* : The fourth batse gamma-ray burst catalog (revised). *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 122(2):465, 1999.
- PANAITESCU et KUMAR : Fundamental physical parameters of collimated gamma-ray burst afterglows. *The Astrophysical Journal Letters*, 560(1):L49, 2001.
- Van PARADIJS, GROOT, GALAMA, KOUVELIOTOU, STROM, TELTING, RUTTEN, FISHMAN, MEEGAN, PETTINI *et al.* : Transient optical emission from the error box of the γ -ray burst of 28 february 1997. *Nature*, 386(6626):686, 1997.
- PAUL et LAURENT : *Astronomie gamma spatiale*. Gordon and Breach, 1997.
- PERLMUTTER, ALDERING, GOLDHABER, KNOP, NUGENT, CASTRO, DEUSTUA, FABBRO, GOOBAR, GROOM *et al.* : Measurements of ω and λ from 42 high-redshift supernovae. *The Astrophysical Journal*, 517(2):565, 1999.
- PIRAN et NAKAR : On the external shock synchrotron model for gamma-ray bursts'gev emission. *The Astrophysical Journal Letters*, 718(2):L63, 2010.
- PIRAN, SHEMI et NARAYAN : Hydrodynamics of relativistic fireballs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 263(4):861–867, 1993.
- Tsvi PIRAN : Gamma-ray bursts and the fireball model. *Physics Reports*, 314(6):575–667, 1999.
- POPHAM, WOOSLEY et FRYER : Hyperaccreting black holes and gamma-ray bursts. *The Astrophysical Journal*, 518(1):356, 1999.
- PREECE, BRIGGS, MALLOZZI, PENDLETON, PACIESAS et BAND : The batse gamma-ray burst spectral catalog. i. high time resolution spectroscopy of bright bursts using high energy resolution data. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 126(1):19, 2000.
- PROCHASKA, CHEN, DESSAUGES-ZAVADSKY et BLOOM : Probing the interstellar medium near star-forming regions with gamma-ray burst afterglow spectroscopy : gas, metals, and dust. *The Astrophysical Journal*, 666(1):267, 2007.
- RAMO : Currents induced by electron motion. *Proceedings of the IRE*, 27(9):584–585, 1939.
- REES et MÉSZÁROS : Unsteady outflow models for cosmological gamma-ray bursts. *The Astrophysical Journal*, vol. 430, no. 2, pt. 2, p. L93-L96, 1994.
- REMOUÉ : *Caractérisation de détecteurs CdTe Schottky pour la Caméra X/Gamma d'ECLAIRs*. Thèse de doctorat, Université de Toulouse, Université Toulouse III-Paul Sabatier, 2010.
- RENAUD, GROS, LEBRUN, TERRIER, GOLDWURM, REYNOLDS et KALEMCI : Imaging extended sources with coded mask telescopes : Application to the integral ibis/isgri instrument. *Astronomy and Astrophysics*, 456(1):389–394, 2006.
- RHODERICK et WILLIAMS : Metal semicond contacts. *Clarendon, Oxford*, 1988.

- RICKER, ATTEIA, CREW, DOTY, FENIMORE, GALASSI, GRAZIANI, HURLEY, JERNIGAN, KAWAI *et al.* : The high energy transient explorer (hete) : mission and science overview. *In AIP Conference Proceedings*, volume 662, pages 3–16. AIP, 2003.
- ROSSWOG, LIEBENDÖRFER, THIELEMANN, DAVIES, BENZ et PIRAN : Mass ejection in neutron star mergers. *Arxiv preprint astro-ph/9811367*, 1998.
- SALVAT, FERNÁNDEZ-VAREA et SEMPAU : Penelope-2006 : A code system for monte carlo simulation of electron and photon transport. *In Workshop proceedings*, volume 4. Nuclear Energy Agency, Organization for Economic Co-operation and Development Barcelona, Spain, 2006.
- Rubén SALVATERRA, Della VALLE, CAMPANA, CHINCARINI, COVINO, D’AVANZO, FERNÁNDEZ-SOTO, GUIDORZI, MANNUCCI, MARGUTTI *et al.* : Grb 090423 at a redshift of z 8.1. *Nature*, 461(7268):1258, 2009.
- SANSEN et CHANG : Limits of low noise performance of detector readout front ends in cmos technology. *IEEE transactions on circuits and systems*, 37(11):1375–1382, 1990.
- SATO, PARSONS, HULLINGER, SUZUKI, TAKAHASHI, TASHIRO, NAKAZAWA, OKADA, TAKAHASHI, WATANABE *et al.* : Development of a spectral model based on charge transport for the swift/bat 32k cdznte detector array. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 541(1-2):372–384, 2005.
- SCHANNE, ANTIER, BRESCHI, CHÂTEAU, CORDIER, DALY, GÖTZ, GROS, Le PROVOST, LACHAUD *et al.* : The gamma-ray burst trigger system onboard svom/eclairs, design and simulations. *In Eighth Huntsville Gamma-Ray Burst Symposium*, volume 1962, 2016.
- SCHANNE, Le PROVOST, KESTENER, GROS, CORTIAL, GOTZ, SIZUN, CHÂTEAU et CORDIER : A scientific trigger unit for space-based real-time gamma ray burst detection i-scientific software model and simulations. *In Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC), 2013 IEEE*, pages 1–5. IEEE, 2013.
- SCHMIDT, SUNTZEFF, PHILLIPS, SCHOMMER, CLOCCHIATTI, KIRSHNER, GARNAVICH, CHALLIS, LEIBUNDGUT, SPYROMILIO *et al.* : The high- z supernova search : measuring cosmic deceleration and global curvature of the universe using type ia supernovae. *The Astrophysical Journal*, 507(1):46, 1998.
- SCHOENFELDER, AARTS, BENNETT, De BOER, CLEAR, COLLMAR, CONNORS, DEERENBERG, DIEHL, Von DORDRECHT *et al.* : Instrument description and performance of the imaging gamma-ray telescope comptel aboard the compton gamma-ray observatory. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 86:657–692, 1993.
- SHIRLEY, BROWNE et FIRESTONE : Table of radioactive isotopes, 1986.
- SHOCKLEY : Currents to conductors induced by a moving point charge. *Journal of applied physics*, 9 (10):635–636, 1938.
- SIMMONS : Poole-frenkel effect and schottky effect in metal-insulator-metal systems. *Physical Review*, 155 (3):657, 1967.
- SODERBERG, BERGER, KASLIWAL, FRAIL, PRICE, SCHMIDT, KULKARNI, FOX, CENKO, GAL-YAM *et al.* : The afterglow, energetics, and host galaxy of the short-hard gamma-ray burst 051221a. *The Astrophysical Journal*, 650(1):261, 2006.
- Del SORDO, ABBENE, CAROLI, MANCINI, ZAPPETTINI et UBERTINI : Progress in the development of cdte and cdznte semiconductor radiation detectors for astrophysical and medical applications. *Sensors*, 9 (5):3491–3526, 2009.
- SPIELER : *Semiconductor detector systems*, volume 12. Oxford university press, 2005.
- STANEK, MATHESON, GARNAVICH, MARTINI, BERLIND, CALDWELL, CHALLIS, BROWN, SCHILD, KRISCIUNAS *et al.* : Spectroscopic discovery of the supernova 2003dh associated with grb 030329. *The Astrophysical Journal Letters*, 591(1):L17, 2003.

- STARLING, WIERSEMA, LEVAN, SAKAMOTO, BERSIER, GOLDONI, OATES, ROWLINSON, CAMPANA, SOL-
LERMAN *et al.* : Discovery of the nearby long, soft grb 100316d with an associated supernova. *Monthly
Notices of the Royal Astronomical Society*, 411(4):2792–2803, 2011.
- STERN et HOWARD : Properties of semiconductor surface inversion layers in the electric quantum limit.
Physical Review, 163(3):816, 1967.
- SU, SLATYER et FINKBEINER : Giant gamma-ray bubbles from fermi-lat : active galactic nucleus activity
or bipolar galactic wind? *The Astrophysical Journal*, 724(2):1044, 2010.
- SUZUKI, SETO, SAWADA et IMAI : Carrier transport properties of hpb cdznte and thm cdte : Cl. *IEEE
Transactions on Nuclear Science*, 49(3):1287–1291, 2002.
- SZE et KWOK : *Physics of semiconductor devices*. John wiley and sons, 2006.
- TAKAHASHI, HIROSE, MATSUMOTO, TAKIZAWA, OHNO, OZAKI, MORI et TOMITA : Performance of a new
schottky cdte detector for hard x-ray spectroscopy. In *Hard X-Ray and Gamma-Ray Detector Physics
and Applications*, volume 3446, pages 29–38. International Society for Optics and Photonics, 1998.
- TAKAHASHI, MITSUDA et KELLEY : The astro-h mission. In *AIP Conference Proceedings*, volume 1248,
pages 537–542. AIP, 2010.
- TAKAHASHI, TADAYUKI, WATANABE et SHIN : Recent progress in cdte and cdznte detectors. *IEEE
Transactions on Nuclear Science*, 48(4):950–959, 2001.
- TAM : The very bright and nearby grb130427a : the extra hard spectral component and implications for
very high-energy gamma-ray observations of gamma-ray bursts. In *International Journal of Modern
Physics : Conference Series*, volume 28, page 1460174. World Scientific, 2014.
- TONEY, SCHLESINGER et JAMES : Optimal bandgap variants of cd 1- x zn x te for high-resolution x-
ray and gamma-ray spectroscopy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A :
Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 428(1):14–24, 1999.
- VADAWALE, PUROHIT, SHANMUGAM, ACHARYA, GOSWAMI, SUDHAKAR et SREEKUMAR : Characterization
and selection of czt detector modules for hex experiment onboard chandrayaan-1. *Nuclear Instruments
and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated
Equipment*, 598(2):485–495, 2009.
- VERNOV, GORCHAKOV, SHAVRIN et SHARVINA : Radiation belts in the region of the south-atlantic magnetic
anomaly. *Space Science Reviews*, 7(4):490–533, 1967.
- VIANELLO, OMODEI, VASILEIOU, PIRON, GUIRIEC et Fermi LARGE AREA TELESCOPE : 2.5 years of
observation of grbs with fermi lat. In *AAS/High Energy Astrophysics Division*, volume 12, 2011.
- VOLONTERI : Formation of supermassive black holes. *The Astronomy and Astrophysics Review*, 18(3):279–
315, 2010.
- WANG, QIU, CAI et DENG : A fast onboard star-extraction algorithm optimized for the svom visible
telescope. *Science China Physics, Mechanics and Astronomy*, 53(1):51–55, 2010.
- WARD : Ultra-luminous x-ray sources. *Proceedings of the International Astronomical Union*, 1(S230):271–
277, 2005.
- WAXMAN et BAHCALL : High energy neutrinos from cosmological gamma-ray burst fireballs. *Physical
Review Letters*, 78(12):2292, 1997.
- WEI, CORDIER, ANTIER, ANTILOGUS, ATTEIA, BAJAT, BASA, BECKMANN, BERNARDINI, BOISSIER *et al.* :
The deep and transient universe in the svom era : new challenges and opportunities-scientific prospects
of the svom mission. *arXiv preprint arXiv :1610.06892*, 2016.
- WINKLER, Di COCCO, GEHRELS, GIMÉNEZ, GREBENEV, HERMSEN, MAS-HESSE, LEBRUN, LUND, PA-
LUMBO *et al.* : The integral mission. *Astronomy & Astrophysics*, 411(1):L1–L6, 2003.

WOOSLEY et HEGER : The progenitor stars of gamma-ray bursts. *The Astrophysical Journal*, 637(2):914, 2006.

Auteur : Armelle BAJAT

Titre : Étude des réponses temporelle et spectrale de l'instrument ECLAIRs pour la mission SVOM

École doctorale : SDU2E, Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de l'Espace

Spécialité : Astrophysique, Instrumentation

Directeurs de Thèse : Jean-Luc ATTEIA et Olivier GODET

Résumé

La mission Franco-chinoise SVOM (*Space based multi-band Variable astronomical Object Monitor*), est dédiée à l'étude des sursauts γ , intenses et brèves bouffées de photons en X et γ , associées à la formation catastrophique de trous noirs. SVOM embarquera en 2021 quatre instruments observant du visible jusqu'aux rayonnements γ . ECLAIRs, télescope principal, est une caméra à masque codé capable de détecter et localiser, environ 200 sursauts pendant les trois années de vie de la mission. Son plan de détection compte 6400 détecteurs CdTe à contact Schottky, qui sont regroupés en matrice de 32 formant un module. Le plan est divisé en huit secteurs électroniquement indépendants, composés chacun de 25 modules. Chaque électronique est dédiée à la lecture et au codage du temps, de la position, de la multiplicité et des énergies des événements détectés sur un secteur. La validation des fonctionnalités de l'électronique de lecture a permis de s'assurer du bon codage des événements, d'estimer les limites de l'électronique et de construire un modèle analytique de correction efficace des événements perdus. Une application à une courbe de lumière d'un sursaut brillant a permis de valider théoriquement ce modèle et des mesures réalisées sur le prototype ont permis de le valider expérimentalement. D'autre part, un modèle complet de la réponse spectrale a été construit afin de caractériser chaque détecteur pavant le secteur du prototype et d'estimer la réponse du plan de détection des photons mono-énergétiques. Les processus physiques des interactions rayonnement-matière ont été simulés ainsi qu'un modèle de perte de charges puis une convolution gaussienne permet de considérer le bruit électronique. Ce modèle, comptant six paramètres libres, est ajusté à des spectres réalisés sur le prototype. L'étude des paramètres extraits caractérise les performances de chaque détecteur dans toutes les configurations de tension et de $t_{peaking}$ et permet d'optimiser les performances de l'instrument.

Mots clés : Sursaut Gamma – SVOM – ECLAIRs – Temps mort – détecteurs CdTe Schottky – Semi-conducteurs – Électronique – Réponse spectrale

Abstract

The french-chinese mission SVOM (Space-based multi-band variable Astronomical Object Monitor), is dedicated to the study of γ -rays bursts, brief and intense X and γ photons flashes, associated with the catastrophic formation of black holes. SVOM will embark in 2021 four instruments observing from the visible to γ rays. ECLAIRs, the main telescope, is a coded mask camera able to detect and locate, about 200 bursts during the three years nominal life time of SVOM. Its detection plan counts 6400 Schottky CdTe detectors, grouped into a matrix of 32 pixels forming a module. The plan is divided into eight electronically independent sectors, each consisting of 25 modules. Each electronic is dedicated to read and encode, the time, the position, the multiplicity and the energies of the detected events on a sector. The validation of each functionality of the readout electronics allows to ensure the correct encoding of the events, to estimate the limits of the electronics and to build an analytical model of lost events efficient correction. An application to a lightcurve of a bright GRB permits to validate theoretically this model and measurements carried out on the prototype validates it experimentally. On the other hand, a complete model of the spectral response has been established to characterize each detector on the sector of the prototype and to estimate the response of the plan of detection of the mono-energetic photons. The physical processes of the radiation-matter interactions are simulated as well as a model of lost charges then a Gaussian convolution takes into account the electronic noise. This model, counting six free parameters, is fitted to spectra measured on the prototype. The study of the extracted parameters characterizes the performance of each detector in every voltage and $t_{peaking}$ configurations optimizing the performance of the instrument.

Keywords : Gamma-Rays Bursts – SVOM – ECLAIRs – Dead Time – CdTe Schottky Detectors – Semi-conductors – Electronics – Spectral Response
