



HAL
open science

Caractérisation des détecteurs infrarouges de la mission spatiale Euclid.

Benoît Florian Jean-Baptiste Elio Serra

► **To cite this version:**

Benoît Florian Jean-Baptiste Elio Serra. Caractérisation des détecteurs infrarouges de la mission spatiale Euclid.. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Aix-Marseille Université, 2016. Français. NNT: . tel-01311027

HAL Id: tel-01311027

<https://theses.hal.science/tel-01311027v1>

Submitted on 3 May 2016

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

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

UNIVERSITÉ d'AIX-MARSEILLE
ECOLE DOCTORALE
PHYSIQUE ET SCIENCES DE LA MATIERE

T H È S E

pour le titre de

Docteur en Instrumentation

Présentée et soutenue par :

Benoît SERRA

Caractérisation des détecteurs infrarouges de la mission spatiale Euclid.

Étude des performances des détecteurs infrarouges
H2RG

Thèse dirigée par Anne EALET

préparée au Centre de Physique des Particules de Marseille

soutenue le - 21/03/2016

<i>Rapporteurs :</i>	Ken GANGA	- APC
	Rémi BARBIER	- IPNL
<i>Directrice :</i>	Anne EALET	- CPPM
<i>Président :</i>	Eric KAJFASZ	- CPPM
<i>Examineurs :</i>	Warren HOLMES	- JPL
	Cédric CERNA	- CENBG
	Aurélia SECROUN	- CPPM
<i>Invité :</i>	Jean-Claude CLÉMENS	- CPPM

À Elio Serra

Remerciements

J'ai eu le plaisir de travailler pendant trois ans au sein du CPPM, et je tiens pour cela à remercier son directeur Eric Kajfasz pour m'y avoir accueilli.

Je tiens à remercier ma directrice de thèse Anne Ealet, pour sa confiance en mon travail durant ma thèse. Elle a dirigé mon travail le long de ces trois années et m'a consacré beaucoup de temps malgré sa charge de travail en tant que responsable de groupe et scientifique instrument. Merci pour ses conseils, sa gentillesse et ses explications me permettant de mieux cerner les problématiques scientifiques auxquelles il me fallait répondre. Enfin, ses nombreuses relectures du manuscrit ainsi que ses corrections ont été très utiles pour la qualité du manuscrit. Pour tout cela, merci.

Je remercie mes rapporteurs, Rémi Barbier et Ken Ganga, qui à travers leur lecture poussée de ce manuscrit, ont apporté des corrections précieuses pour sa cohérence ; ainsi que des remarques très instructives pour mes connaissances générales sur la physique des détecteurs et la cosmologie. Je tiens aussi à remercier des membres du jury pour avoir accepté d'assister à ma soutenance : Cédric Cerna et Warren Holmes qui s'est déplacé depuis les États-Unis.

Je voudrais ensuite remercier particulièrement Aurélia Secroun et Jean-Claude Clémens, pour leur aide pendant ces trois années de thèse et pour leurs retours sur mon travail qui m'ont permis d'améliorer à la fois le contenu du manuscrit ainsi que mes connaissances personnelles.

Merci à Smain Kermiche, qui a été un collègue de bureau hors pair pour ses compétences qui ont rendu mon travail beaucoup plus efficace. Merci aussi pour sa bonne humeur habituelle ainsi que ses très bonnes références culinaires à Marseille.

Merci à André Tilquin, avec qui j'ai eu la chance de pouvoir travailler, et qui a contribué à la partie analyse pendant ma thèse avec de nombreuses discussions qui m'ont permis d'améliorer ma compréhension des tests statistiques, et avec qui j'ai beaucoup apprécié de travailler.

Je remercie également William Gillard pour m'avoir consacré du temps pour discuter de problèmes d'analyse et de rédaction.

Un grand merci à tout le groupe Euclid au CPPM et en particulier Mathieu, Philippe et Laurence, qui ont toujours le sourire malgré le fait que je leur apportais du travail à chaque visite.

Merci à tout le groupe Renoir pour m'avoir accueilli, et avec qui j'ai eu l'occasion de discuter ainsi que de partager de très bons moments pendant ma thèse.

Et un énorme merci à tout le personnel du CPPM, qui m'ont accueilli et ont tous contribué à faire de ma thèse une expérience enrichissante, pleine d'enseignements et de gentillesse (et de viennoiseries les premiers mardis du mois!).

Merci à Arnaud Chapon et à Julien Zoubian, qui m'ont permis de connaître quelques bonnes adresses ici à Marseille et sont venus de loin pour assister à ma soutenance!

Je tiens aussi à remercier les gens qui m'ont permis d'oublier pendant quelques instants le travail lors de soirées, sorties et repas : Georges, Romain, Florian, Soh-pih, Joanna, Carolina, Maria, Xanthippi...

Je remercie enfin toute ma famille, en particulier mes grands-parents, mes parents, ma sœur et mon oncle qui ont toujours été là pour me soutenir pendant toute la durée de ma thèse et surtout pendant la dernière ligne droite de rédaction. Merci pour votre soutien.

Introduction

La cosmologie moderne, qui décrit l'histoire de notre Univers, à fortement évoluée au cours du XXème siècle en devenant une science de plus en plus précise. Par la confrontation de modèles à des observations de plus en plus nombreuses, un modèle cosmologique concordant a émergé qui est toujours en accord avec les données actuelles [Planck Collaboration et al. (2014)]. Ce modèle décrit un Univers en expansion accélérée, et dominé par deux composantes majeures : la matière noire et l'énergie noire. Comprendre la nature des ces composantes et leur évolution est devenue une des grandes questions de la cosmologie moderne. Euclid est une mission spatiale de l'ESA dédiée à cette question. Cette mission réalisera un relevé photométrique et spectrométrique de millions de galaxies lointaines dans le visible et l'infrarouge proche sur 15000deg^2 de ciel. Euclid va ainsi étudier, en détails et avec une grande précision, ces galaxies situées à différentes époques de l'Univers et en déduire des mesures précises de la géométrie de l'Univers ainsi que de son évolution.

Pour effectuer les observations dans le domaine de l'infrarouge proche, Euclid embarquera un spectro-photomètre proche infrarouge, le NISP, doté d'un système de détection comprenant 16 détecteurs H2RG. C'est dans le cadre du développement de cet instrument que se situe cette thèse, et plus particulièrement sur l'étude des performances liées aux détecteurs infrarouges.

Le plan de ce manuscrit va ainsi suivre trois axes : dans une première partie, nous nous placerons dans le contexte de la cosmologie moderne et rappellerons le modèle cosmologique actuel. Nous expliciterons la découverte de l'accélération de l'Univers par l'observation de supernovae et la problématique de l'énergie noire [Perlmutter et al. (1999), Riess et al. (1998)]. Ensuite, nous décrirons la mission Euclid, en détaillant ses objectifs scientifiques et les observables cosmologiques choisies pour répondre à cette question. La charge utile du satellite comprenant les deux instruments embarqués sera décrite. Nous focaliserons ensuite notre étude sur le mode spectrométrique de l'instrument NISP et présenterons les performances nécessaires pour atteindre les objectifs scientifiques de la mission. Nous finirons cette partie par l'utilisation d'une étude de signal sur bruit nous permettant de dériver les spécifications pour les détecteurs proche-infrarouge. Dans une deuxième partie, nous étudierons plus en détail la méthode de détection utilisée par l'instrument. Après avoir rappelé le fonctionnement de détecteurs à semi-conducteurs en général, nous décrirons l'application de cette technologie aux détecteurs H2RG utilisés pour Euclid. Nous détaillerons ensuite leur propriétés intrinsèques et les contraintes de fonctionnement du au spatial. Nous en dériverons le besoin d'une caractérisation pixel par pixel des détecteurs de vol, ainsi que des moyens qui sont mis en place pour l'effectuer. Les résultats d'une première caractérisation avec un détecteur H2RG type Euclid seront exposés, nous permettant de préparer le travail de caractérisation des détecteurs de vol.

La troisième partie concerne les analyses menées pendant cette thèse. D'abord, nous étudierons l'impact du rayonnement cosmique sur les détecteurs H2RG en terme de population de pixels impactés et de dégradation du signal science. Ensuite, nous montrerons comment il sera possible d'exclure les pixels impactés en vol par l'utilisation du critère de qualité des données envoyés par l'instrument. A partir

de données acquises avec des détecteurs utilisés au sol (pendant la caractérisation et le modèle de démonstration de l'instrument), nous étudierons l'impact des cosmiques sur ces détecteurs. Enfin, nous aborderons l'analyse menée dans le cadre de l'étude de l'effet de persistance affectant les détecteurs H2RG d'Euclid. Dans un premier temps nous décrirons les objectifs de cette étude. Nous décrirons les données qui ont été acquises pour estimer du flux incident sur l'image rémanente, qui peut rester plusieurs heures après l'exposition. Nous verrons que le niveau de la persistance dépend du niveau de saturation du détecteur. Nous nous servirons d'une interprétation physique du phénomène pour établir avec les données une première modélisation empirique. Les paramètres de cette modélisation seront ensuite implémentés dans une simulation de l'instrument NISP pour évaluer la criticité de cet effet sur la mission.

Table des matières

Introduction	1
I La mission Euclid	9
1 Les objectifs scientifiques de la mission Euclid	11
1.1 Les problématiques de la cosmologie moderne	12
1.1.1 Le modèle cosmologique actuel	12
1.1.2 L’Univers sombre	15
1.1.3 La découverte de l’accélération de l’expansion de l’Univers	16
1.1.4 Interprétation de l’accélération de l’Univers	17
1.2 La mission Euclid	19
1.2.1 Les objectifs scientifiques	20
1.2.2 Les sondes cosmologiques	20
1.2.3 La mission	24
1.2.4 Les instruments	26
1.2.5 Séquence d’observation du NISP	31
1.3 Conclusions	33
2 Les performances de l’instrument NISP	35
2.1 Les objectifs scientifiques	35
2.2 La spectroscopie dans Euclid	37
2.2.1 Les spécifications optiques	37
2.2.2 Les spécifications spectro-photométriques	38
2.3 Étude de la sensibilité spectro-photométrique du NISP	40
2.3.1 Définition du rapport signal sur bruit	41
2.3.2 Le modèle de l’instrument NISP	44
2.3.3 Évaluation des bruits	44
2.3.4 Étude du SNR et de la sensibilité	47
2.4 Conclusions	55
II Détecteurs infrarouges pour Euclid	57
3 Les détecteurs infrarouges pour Euclid	59
3.1 Principes de détection proche-infrarouge	59
3.1.1 Principe de fonctionnement des photodétecteurs	60
3.1.2 Les détecteurs pixélisés	67
3.2 Les détecteurs de l’instrument NISP	69
3.2.1 Le choix des H2RG pour le NISP	69
3.2.2 La matrice de détection : Sensor Chip Assembly (SCA)	71

3.2.3	L'électronique de lecture : Sensor Chip Electronics (SCE) . . .	72
3.2.4	La chaîne de détection : Silicon Chip Sensor (SCS)	73
3.2.5	Les modes de lecture des détecteurs H2RG	73
3.2.6	La correction de mode commun	79
3.3	Propriétés intrinsèques des détecteurs	82
3.3.1	Bruit total	82
3.3.2	Gain	82
3.3.3	Non-linéarité	83
3.3.4	Capacité inter pixel (IPC)	83
3.3.5	Capacité de puit	84
3.3.6	Persistance	84
3.4	Conclusions	84
4	Le traitement en vol des détecteurs du NISP	87
4.1	Les spécifications des détecteurs Euclid	87
4.2	Le choix des modes de lectures pour le NISP	88
4.2.1	Le temps de pose	89
4.2.2	Réduction du bruit de lecture	89
4.2.3	Les modes de lecture MACC du NISP	90
4.3	Calcul du flux des pixels	92
4.3.1	Signal et erreur des images moyennées	92
4.3.2	L'ajustement du flux avec le χ^2	93
4.3.3	La correction du maximum de vraisemblance \mathcal{L}	94
4.3.4	Application dans le cas d'Euclid	96
4.4	L'électronique embarquée pour le NISP	97
4.4.1	Description	97
4.4.2	Pré-traitement des données en vol	99
4.5	Conclusions	100
5	La caractérisation des détecteurs Euclid	101
5.1	La caractérisation des détecteurs infrarouges pour Euclid	102
5.1.1	Traitement des données au sol et objectifs de la caractérisation	102
5.1.2	Les besoins pour la caractérisation	104
5.1.3	Résumé des besoins de la caractérisation	108
5.2	Moyens de caractérisation	109
5.2.1	L'environnement	109
5.2.2	Les cryostat Pégase et Andromède	110
5.2.3	Moyens de tests dédiés à la caractérisation dans les cryostats	113
5.2.4	Les logiciels	116
5.2.5	Le cryostat de tests Altair	118
5.3	Caractérisation d'un SCS Euclid	119
5.3.1	Le courant d'obscurité	119
5.3.2	Le bruit total	122
5.3.3	Mesures avec illuminations	126

5.3.4	Résultats de la caractérisation	127
5.4	Conclusion	127
III	Analyse	129
6	Détection et correction de rayons cosmiques	131
6.1	Les rayons cosmiques	132
6.1.1	Origine et composition	132
6.1.2	Simulation du flux de rayons cosmiques sur un détecteur H2RG	133
6.1.3	L'impact sur les mesures du NISP	137
6.2	Algorithme de détection des cosmiques en vol	139
6.2.1	Mesure du flux en présence de rayons cosmiques	139
6.2.2	Le χ^2_{Euclid} comme critère de détection	141
6.2.3	La probabilité du χ^2_{Euclid}	141
6.3	Méthode de détection et correction pour la caractérisation	142
6.3.1	Description de la méthode	142
6.3.2	Performances de la méthode	145
6.4	Application aux données	148
6.4.1	Les données utilisées et l'analyse	149
6.4.2	Étude sur le détecteur 17187 dans Altair	150
6.4.3	Étude sur le modèle de démonstration	153
6.5	Conclusions	158
7	Persistence et H2RG	159
7.1	La persistance dans les détecteurs à semi-conducteurs	160
7.1.1	Historique	160
7.1.2	Première interprétation	160
7.1.3	Impact sur la mission	161
7.2	Les données de persistance	163
7.2.1	Spécifications du banc de test	163
7.2.2	Plan des acquisitions	163
7.2.3	Validation des données	165
7.3	Analyse des données de persistance	168
7.3.1	Étude de la persistance en fonction de l'illumination	168
7.3.2	Impact de la saturation sur la réponse de persistance	171
7.3.3	Étude de la décroissance de la persistance	172
7.4	Interprétation physique	177
7.5	Modèle d'ajustement du signal de persistance	179
7.5.1	Le modèle de réponse de persistance	179
7.5.2	Vérifications de l'ajustement sur un pixel	181
7.5.3	Résultats sur le détecteur	181
7.6	Applications au simulateur pixel	192
7.6.1	Le simulateur pixel	192

7.6.2	Implémentation du modèle	193
7.6.3	Simulation d'une séquence d'observation	194
7.6.4	Conclusion	195
7.7	Modèle de caractérisation de l'effet	195
7.7.1	Acquisition des données	196
7.8	Conclusions	197
Conclusion		199
Bibliographie		203
VI Annexes		211
A	Les sous-systèmes de l'instrument NISP	213
A.1	Optique : NI-OMA	213
A.2	Plan focal : NI-DS	214
B	Applications de l'ETC	217
B.1	Problématique de la simulation du NISP	217
B.1.1	Simulations complètes	217
B.1.2	Modèles probabilistes	217
B.2	Application de l'ETC	217
B.3	Quelques résultats	218
C	Minimisation du χ^2 pour l'ajustement du flux	221
D	Élimination partielle de l'effet des corrélations entre différences de groupes sur la distribution de la valeur P	223
E	Logiciel de VISualisation et d'ANALyse rapide	225
E.1	Interfacage	225
E.2	Fonctionnalités	226
F	Simulation	229
G	Résumé des données utilisées pour la détection de cosmiques	231
G.1	Les données utilisées	231
G.2	Cartes d'impacts de rayons cosmiques sur les détecteurs H2RG	231
H	Résumé des données de persistance	235

I	Capacité de puits du détecteur 17187	237
I.1	Définition de la capacité de puit	237
I.2	La mesure de la capacité de puits	237
I.3	Résultat	237

Première partie

La mission Euclid

Les objectifs scientifiques de la mission Euclid

Contents

1.1	Les problématiques de la cosmologie moderne	12
1.1.1	Le modèle cosmologique actuel	12
1.1.2	L’Univers sombre	15
1.1.3	La découverte de l’accélération de l’expansion de l’Univers . .	16
1.1.4	Interprétation de l’accélération de l’Univers	17
1.2	La mission Euclid	19
1.2.1	Les objectifs scientifiques	20
1.2.2	Les sondes cosmologiques	20
1.2.3	La mission	24
1.2.4	Les instruments	26
1.2.5	Séquence d’observation du NISP	31
1.3	Conclusions	33

La cosmologie est l’étude de la nature, des propriétés et de l’évolution de notre Univers. Beaucoup d’efforts ont été faits pour comprendre ses différents aspects, notamment par l’utilisation de missions spatiales dédiées ou de grands projets d’astronomie au sol. Le modèle standard adopté en cosmologie est le modèle théorique le plus adéquat décrivant les grandes étapes de l’évolution de l’Univers observable en accord avec les observations astronomiques actuelles. Ce modèle est basé sur deux hypothèses : un univers homogène, isotrope à grande échelle et en expansion. L’Univers évolue sous l’action de la gravitation avec des lois décrites par la relativité générale. À terme, ce modèle doit pouvoir concilier l’état primordial de notre Univers (pendant le Big-Bang) et les grandes structures d’amas de galaxies qu’on observe actuellement.

Dans ce chapitre, nous effectuerons un état des mesures actuelles en cosmologie et donnerons un aperçu des questions ouvertes, en particulier sur la découverte inexplicée de l’accélération de l’expansion de l’Univers. Puis, nous détaillerons la mission spatiale Euclid dédiée à la compréhension de la nature de l’accélération de l’Univers, dont nous décrirons les objectifs scientifiques ainsi que la charge utile composée des deux instruments VIS et NISP.

1.1 Les problématiques de la cosmologie moderne

Notre connaissance de l'Univers a beaucoup changée pendant le dernier siècle. Il y a cent ans, notre vision de celui-ci était limitée à la connaissance de notre galaxie, la Voie Lactée. La découverte de l'expansion de l'Univers par **Hubble (1926)** en se servant de l'observation de galaxies proches implique un Univers ayant connu un commencement et en expansion continue. Ceci a été un avancement majeur de l'astronomie qui nous a permis de changer notre vision de la place de l'homme dans l'espace. Aux alentours des années 2000, plusieurs missions d'observation du ciel ont permis l'émergence d'un modèle cosmologique liant ainsi des phénomènes observés à une théorie les décrivant.

1.1.1 Le modèle cosmologique actuel

Le modèle de référence d'évolution de l'Univers est illustré en Figure 1.1. Il repose sur les observations actuelles de l'Univers et sur le "Big Bang". Contrairement à ce que son nom indique, le Big Bang ne se représente pas par une explosion mais plutôt par une période d'inflation rapide de l'Univers à partir d'une singularité.

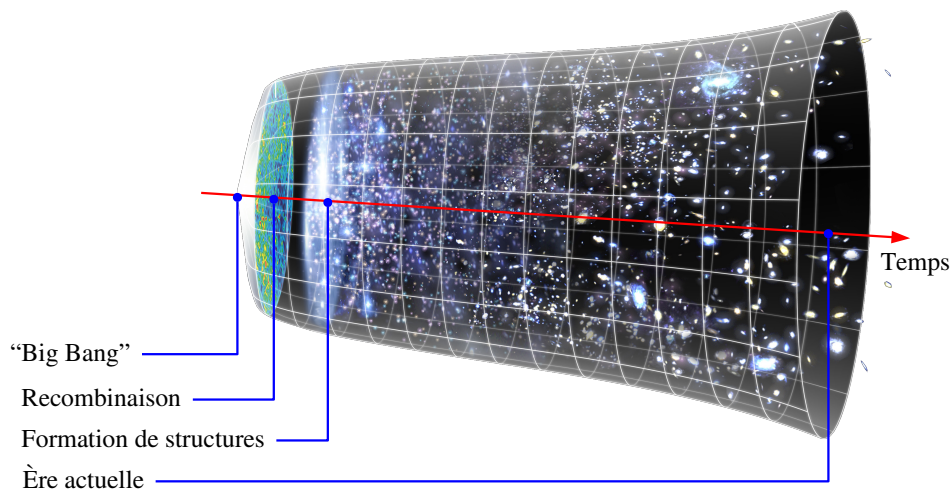


FIGURE 1.1 : *Illustration de l'évolution de l'Univers à partir du Big Bang (Crédits : NASA/WMAP Science Team)*

Ce modèle peut se décomposer en différentes périodes :

Le "Big Bang" définit le début de l'expansion de notre Univers il y a 13,7 milliards d'années

L'inflation primordiale commence 10^{-44} secondes après le Big Bang (temps de Planck), temps à partir duquel l'Univers était homogène et isotrope. C'est

pendant cette période d'expansion rapide qu'il y a création de matière avec formation des particules de matière noire ainsi que des premiers baryons et leptons.

La nucléosynthèse primordiale intervient ≈ 1 seconde après le Big Bang, pendant cette phase, les premiers noyaux légers se forment (deutérium, hélium, lithium et béryllium) pendant trois minutes dans un plasma dense et chaud ($\approx 10^9$ K).

L'Univers opaque est la période recouvrant jusqu'à 380000 ans après le Big Bang. L'Univers est à ce moment toujours en expansion mais beaucoup trop dense (libre distance des photons trop petite, ils sont très rapidement absorbés par la matière). Les photons créés par les différents mécanismes à très haute température interagissent immédiatement avec la matière environnante (milieu ionisé).

La recombinaison est le moment à partir duquel l'Univers possède une température assez basse (3000 K) pour que la distribution en énergie des photons émis à cette période voit une partie de la distribution passer en-dessous des énergies d'ionisation des noyaux légers, permettant ainsi la capture du cortège d'électrons par les noyaux formés et ainsi créer les premiers atomes. C'est à ce moment que l'Univers devient transparent. Les premiers photons émis sont dans le domaine de l'infrarouge et constituent le fond diffus cosmologique (CMB).

L'âge sombre recouvre la période pendant laquelle aucun processus astrophysique ne permet de produire de rayonnement électromagnétique.

La formation des structures se déroule environ 1 milliard d'années après le Big Bang. Des surdensités de matières (noire et ordinaire) vont engendrer des puits gravitationnels qui vont attirer de la matière sous forme de nuages de gaz, propices à la formation des premières étoiles qui se regrouperont pour former les galaxies.

L'ère actuelle où l'Univers est froid ($\approx 2,7$ K) et peu dense ($4,5 \times 10^{-34}$ g/cm³), où les photons issus de la recombinaison sont observable dans le domaine du micro-onde ($\lambda=1,9$ mm).

Le modèle standard de cosmologie est basé sur la relativité générale et décrit l'Univers comme un fluide parfait dans un système isolé en expansion qui se refroidit avec le temps. C'est l'équation de champ d'Einstein [Einstein (1915)] qui permet de lier le contenu matériel de l'espace à sa géométrie :

$$R_{\mu\nu} - \frac{g_{\mu\nu}R}{2} + g_{\mu\nu}\Lambda = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} \quad (1.1)$$

La partie gauche de l'équation décrit la géométrie de l'Univers avec $R_{\mu\nu}$ le tenseur de Ricci et R le scalaire issu de la double contraction du tenseur de Ricci, $g_{\mu\nu}$ la métrique et Λ la constante cosmologique. La partie droite décrit la matière et l'énergie dans l'Univers avec G la constante de gravitation, c la vitesse de la lumière et $T_{\mu\nu}$ le tenseur énergie-impulsion.

À partir de la métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW [Friedmann (1922), Lemaître (1933), Robertson (1936), Walker (1937)]), on peut trouver une solution analytique à l'équation de champ d'Einstein :

$$\frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{k}{a^2} = \frac{8\pi G\rho}{3} + \frac{\Lambda}{3} \quad (1.2)$$

Avec a le facteur d'échelle et \dot{a} sa dérivée par rapport au temps, ρ la densité de matière et d'énergie totale. La paramètre k désigne la courbure spatiale de l'Univers (plat si $k = 0$, sphérique fermé si $k = 1$ et hyperbolique ouvert si $k = -1$). En partant de cette équation, on définit les paramètres suivants :

$$H = \frac{\dot{a}}{a} \quad \rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G} \quad \Omega_i = \frac{\rho_i}{\rho_c} \quad (1.3)$$

Avec H défini comme le taux d'expansion de l'Univers, dépendant de l'époque de l'Univers (avec aujourd'hui un taux d'expansion $H_0 = 72 \pm 8 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$ [Freedman et al. (2001)], la constante de Hubble), ρ_c la densité critique et Ω_i la densité réduite des différentes composantes énergétiques de l'Univers par rapport à la densité critique. On peut ainsi définir les composantes énergétiques de l'Univers, aussi appelés paramètres cosmologiques, en termes de densités réduites (exprimées en fonction de la densité critique de l'Univers), permettant la description des composants et de la géométrie de l'Univers :

$$\begin{aligned} \Omega_m &= \frac{\rho_m}{\rho_c} = \frac{8\pi G}{3H^2}\rho_m && \text{la densité de matière} \\ \Omega_r &= \frac{\rho_r}{\rho_c} = \frac{8\pi G}{3H^2}\rho_r && \text{la densité de rayonnement} \\ \Omega_\Lambda &= \frac{\Lambda}{3H^2} && \text{la constante cosmologique} \\ \Omega_k &= -\frac{k}{H^2 a^2} && \text{la densité de courbure} \end{aligned} \quad (1.4)$$

La définition de ces différents paramètres nous permet de réécrire la première équation de Friedmann 1.2, dans le cas d'un Univers composé uniquement de matière et de rayonnement :

$$\Omega_m = \sum \Omega_i - \Omega_k = 1 \quad (1.5)$$

Où Ω_m est la densité de matière présente dans l'Univers (matière baryonique et noire), Ω_r la densité de rayonnement, et donc des photons, Ω_k représentant ainsi la densité de courbure faisant intervenir la géométrie de l'Univers. Ω_Λ décrit la constante cosmologique ou la densité à l'origine de l'accélération de l'expansion de l'Univers. Pour n'importe quel Univers, la somme des densités d'énergie réduites vaut l'unité : $\Omega_{tot} = 1 - \Omega_k$.

Pour contraindre ces paramètres cosmologiques, on utilise des observables qui vont permettre de relier les mesures au modèle théorique, c'est ce qu'on appelle des **sondes cosmologiques**. Parmi ces sondes, on peut citer le fond diffus cosmologique

(CMB), les oscillations acoustiques baryoniques (BAO), le cisaillement gravitationnel (WL) et les supernovæ Ia (SNIa). Ces sondes peuvent être différenciées en deux catégories, sachant qu'elles peuvent être géométriques ou dynamiques, imposant soit des contraintes précises sur la géométrie des grandes structures de l'Univers (accessibles avec des sondes comme le CMB ou les BAO) soit des contraintes sur l'évolution de ces structures dans le temps (avec des sondes comme le WL ou les BAO).

1.1.2 L'Univers sombre

C'est en remontant jusqu'en 1933 avec les travaux de Fritz Zwicky qu'on trouve la première preuve d'une composante sombre de notre Univers. Lors de l'observation de la masse dynamique de l'amas de galaxies de la Coma, il remarque que celle-ci est supérieure à ce qui est attendu des luminosités des galaxies qui composent l'amas [Zwicky (1933)]. Cela suggère une masse non-négligeable n'émettant pas de lumière et faisant partie de l'amas de galaxie.

En 1970, des mesures sur la vitesse de rotation des galaxies viennent appuyer cette hypothèse [Rubin and Ford (1970)] en montrant une distribution des vitesses radiales des galaxies spirales beaucoup plus plate que prévu si on ne prenait en compte que la masse de matière lumineuse.

Un autre indice appuyant cette théorie de matière sombre est la concordance entre l'anisotropie* mesurée entre l'observation du fond diffus cosmologique (CMB, premières lumières issues de la période de recombinaison) et la formation de grandes structures que l'on peut observer de nos jours. En effet, l'observation du CMB montre une très faible amplitude de la variation de température, ce qui donne de petits puits de gravité incapables de donner un Univers avec formation de structures. Avec la théorie de la matière noire (un ajout de masse supplémentaire à l'Univers), ces puits de gravité deviennent plus conséquents et permettent, en simulant les variations du CMB de reproduire un Univers concordant avec ce qui est observé aujourd'hui (grandes structures de galaxies en filaments).

C'est en 1980 que le modèle de concordance CDM (Cold Dark Matter) émerge [Peebles (1982), Bond et al. (1982), Blumenthal et al. (1982)], basé sur une géométrie de l'Univers plate sur des grandes échelles avec une formation de structures hiérarchiques influencée par une distribution de matière noire sur des échelles plus petites. Ce modèle d'Univers est cohérent avec les dernières mesures de la mission Planck [Planck Collaboration et al. (2014)], qui par des mesures du fond diffus cosmologique a permis d'observer que l'Univers est plat localement ($\Omega_k = 1$). L'observation des amas de galaxies implique une présence de matière noire ($\Omega_m \approx 0,3$), ralentissant l'expansion de l'Univers par l'action de la gravitation. Mais les dernières observations permettant de mesurer l'expansion de l'Univers, liée à Ω_Λ (basé sur l'observation de supernovæ très éloignées) ont montré des résultats inattendus concernant l'expansion de l'Univers.

*. propriété d'être dépendant de la direction d'observation

1.1.3 La découverte de l'accélération de l'expansion de l'Univers

En 1999, l'étude de supernovæ (SN) de type SNIa distantes montre une incohérence par rapport au modèle CDM. Ce type de SN, issues d'un système binaire d'étoiles, résulte de l'accrétion de la masse d'une géante rouge par son compagnon au stade de naine blanche. Lorsque la masse accrétée par la naine blanche lui fait atteindre la masse limite de Chandrasekhar *, l'étoile s'effondre et crée une SN. La luminosité de celle-ci, liée à la masse de l'étoile avant le stade de SN, est toujours la même, ce qui en fait d'excellents marqueurs de distance. On qualifie ainsi les SNIa de chandelles standard en cosmologie.

En cosmologie, la mesure de distance d'un objet par rapport à l'observateur est liée à la mesure de la vitesse d'éloignement apparent de l'objet. Ce n'est pas l'objet qui se déplace, mais l'espace qui s'étend, ce qui fait que le spectre des objets lointains est décalé vers le rouge par effet Doppler-Fizeau. C'est la mesure de ce décalage dans le spectre de l'objet, le redshift (ou décalage vers le rouge) z , qui quantifie le décalage des raies en longueur d'onde, d'un spectre d'un objet lointain :

$$\lambda = \lambda_0(1 + z) \quad (1.6)$$

Où λ_0 est la longueur d'onde au repos de la source et λ la longueur d'onde que l'on observe.

Quand on trace la courbe de la luminosité des SNIa en fonction de leur redshift (et donc leur distance), on s'aperçoit que les galaxies s'éloignent bien de nous du fait de l'expansion de l'Univers, mais surtout qu'elles s'éloignent plus vite que prévu. C'est la première mesure de l'accélération de l'expansion de l'Univers [Perlmutter et al. (1999)], et celle-ci n'est pas cohérente avec le modèle CDM. L'ajout d'un terme constant dans l'équation d'Einstein, Λ , permet de recoller le modèle avec les observations. L'insertion de ce terme dans l'équation d'Einstein se traduit par l'insertion d'une densité d'énergie de pression négative qu'on appelle énergie noire.

La Figure 1.2 représente la luminosité des supernovæ † en fonction de leur redshift, et donc de leur distance par rapport à l'observateur. On peut constater que les supernovæ sont moins lumineuses que ce qui est prévu par le modèle CDM en pointillés et sont donc plus éloignées, correspondant ainsi à une expansion de l'Univers plus rapide entre $z = 0$ et $z = 1$. Ce ralentissement de l'expansion doit être compensé par un apport important d'énergie, $\Omega_\Lambda > 0,7$, permettant d'aboutir à une accélération de l'expansion.

Ces conclusions sont corroborées par une source toute différente : le CMB. La taille caractéristique des fluctuations angulaires de l'intensité du CMB, de l'ordre de 1 degré sur le ciel, est corrélée avec la courbure spatiale de l'Univers, que l'on trouve compatible avec $k=0$ [de Bernardis et al. (2000)], montrant que l'Univers est géométriquement plat localement. Ceci conduit à une seconde relation entre densité

*. masse maximale que la pression de dégénérescence électronique d'un objet peut supporter avant que la gravité ne devienne suffisamment forte pour fusionner les électrons et les protons des atomes.

†. μ_B est une mesure représentant la luminosité, plus cette valeur est élevée plus la luminosité est faible

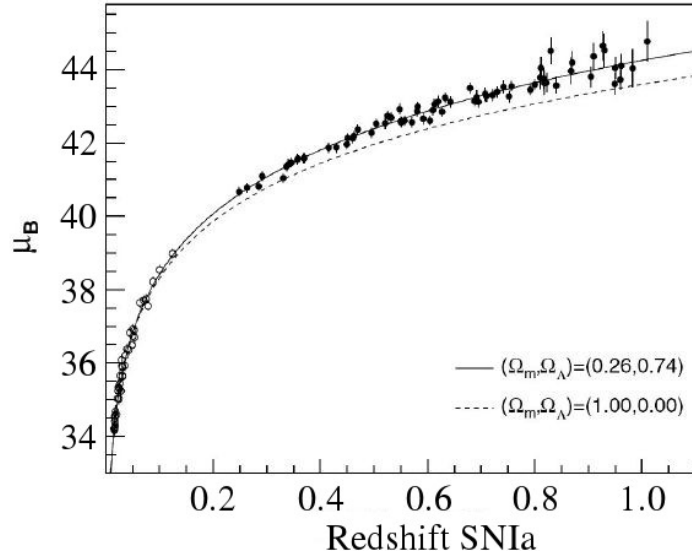


FIGURE 1.2 : *Diagramme de Hubble des supernovae de SNLS pour deux répartition de la densité Ω_m de matière et de la densité Ω_Λ d'énergie noire [P. Astier et al. (2006)].*

de matière et densité d'énergie noire : $\Omega_m = 1 - \Omega_\Lambda$. L'ajout de cette constante cosmologique donne ainsi ce qu'on appelle le "modèle de concordance" ou Λ CDM.

A partir de mesures de différentes observables, il est ainsi possible de combiner les résultats, tel qu'illustré en Figure 1.3 qui représente la combinaison des résultats issus des observations du fond diffus cosmologique et des oscillations acoustiques baryoniques (que l'on décrira plus tard) ainsi que des SNIa en rouge. Cette Figure montre les contraintes actuelles des paramètres cosmologiques Ω_m et Ω_Λ .

Actuellement, les mesures corroborent un modèle Λ CDM avec les paramètres résumés en Table 1.1.

Paramètre	Ω_m	Ω_Λ
Valeur	$0,315 \pm 0,03$	$0,685 \pm 0,03$

TABLE 1.1 : *Résumé des valeurs des paramètres cosmologiques actuels du modèle Λ CDM [Betoule et al. (2014)].*

1.1.4 Interprétation de l'accélération de l'Univers

Le fait de rajouter une constante cosmologique dans les équations d'Einstein paraît être la solution la plus simple. Cependant, cette solution pose plusieurs problèmes théoriques : par exemple, cette constante pourrait être l'énergie du vide attendue par le modèle de physique des particules [Binétruy (2013)], mais dont la densité mesurée est bien trop faible par rapport aux estimations de Ω_Λ .

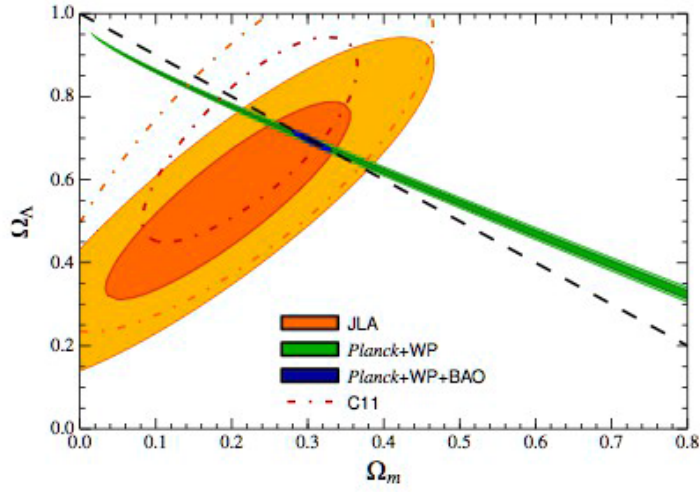


FIGURE 1.3 : Contours de confiance des paramètres Ω_m et Ω_Λ obtenus avec l'observation de SNIa (bleu), du CMB (Planck+WMAP, en vert) et la combinaison avec les mesures de BAO (en rouge) [Betoule et al. (2014)].

1.1.4.1 L'énergie noire dynamique

On peut revenir à une densité plus faible pour Ω_Λ en ajoutant une composante dynamique à l'énergie noire. On introduit alors le concept de paramétrisation de l'équation d'état de l'énergie noire, en fonction de sa pression $p(a)$ et densité d'énergie $\rho(a)c^2$ (où a est le facteur d'échelle de l'Univers, qui est lié au redshift par la relation $w(a) = 1/(1+z)$) selon l'équation :

$$w(a) = \frac{p(a)}{\rho(a)c^2} \quad (1.7)$$

Avec la valeur de la constante cosmologique dans le modèle de concordance actuel, on a $w(a) = -1$ ce qui veut dire que la densité d'énergie associée est constante et lutte contre la gravitation en forçant l'expansion de l'Univers.

Toute déviation de cette valeur de $w(a) = -1$ impliquerait une énergie sombre dynamique, évoluant avec l'expansion de l'Univers. Afin de pouvoir contraindre les déviations possibles de ce paramètre, dont la forme fonctionnelle n'est pas connue, on se sert d'une approximation de $w(a)$ qui peut-être exprimée par un terme constant w_0 et un terme w_a contenant le caractère dynamique de l'énergie noire :

$$w(a) = w_0 + w_a(1 - a) \quad (1.8)$$

Dans le cas de l'énergie noire sous forme de constante cosmologique, on a $w_0 = -1$ et $w_a = 0$. Contraindre les différents paramètres de l'équation d'état de l'énergie noire se fait donc à partir de la mesure précise de w_0 et w_a .

Paramètre	$\Delta\Omega_\Lambda$	$\Delta\gamma$	$\Delta\omega_p$	$\Delta\omega_a$
Précision	0,06	0,200	0,100	1,500

TABLE 1.2 : *Table des contraintes actuelles sur les paramètres permettant d'expliquer l'accélération de l'expansion. Résultats issus de : Rapetti et al. (2010), Komatsu et al. (2011), Suzuki et al. (2011).*

1.1.4.2 Modèles de gravitation modifiée

L'expansion accélérée de notre Univers peut aussi s'expliquer par le fait que la théorie de la relativité générale d'Einstein, et donc notre compréhension de la gravitation, ai besoin d'être modifiée sur des échelles de très grandes distances qui n'ont pas encore été testées. Les modèles permettant de modifier la relativité générale sont globalement basés sur un changement de l'histoire de l'expansion et de l'évolution des perturbations initiales engendrant les structures de l'Univers [Rapetti et al. (2010)].

Bien que ce ne soit pas une vérification de l'ensemble de modèles actuels, dans les plus simples d'entre eux, une déviation du modèle de la relativité générale peut-être observé par un changement dans l'évolution des structures par rapport aux modèles établis avec l'utilisation de l'énergie noire. Cela est généralement exprimé par l'introduction d'un paramètre γ , qui permet de paramétrer le taux de croissance à partir d'une fluctuation de densité de matière : $f(z) = \Omega_m(z)^\gamma$, où une déviation d'une valeur de $\gamma = 0,55$ indiquerait une brisure de la relativité générale.

Les précisions actuelles des mesures, résumées dans la Table 1.2 sont beaucoup trop faibles et ne permettent pas de différencier les différents modèles [Binétruy (2013)].

Pour séparer ces deux hypothèses de nature de l'énergie noire, il faut pouvoir séparer les mesures de distance géométrique liées à $H(z)$, des mesures dynamiques d'évolution des grandes structures de l'Univers ne dépendant que de la gravité liées à $f(z)$. Une précision de l'ordre de 1% est nécessaire pour les paramètres (γ , ω_p et ω_a). Pour augmenter la précision de mesures de ces paramètres, il est nécessaire d'avoir un grand relevé pour augmenter la statistique et de pouvoir combiner la mesure de plusieurs observables. C'est le but de la mission Euclid.

Déterminer la nature de la composante sombre de notre Univers - l'énergie noire et la matière noire - est une tentative de compréhension de la majorité du contenu masse-énergie de notre Univers. Cela représente le plus grand mystère de la cosmologie moderne et aussi de la physique en général.

1.2 La mission Euclid

Euclid est une mission de l'Agence Spatiale Européenne (ESA), sélectionnée en 2011 dans le cadre du programme "Cosmic Vision" [Laureijs et al. (2011)]. Elle a été sélectionnée afin de comprendre l'accélération récente de l'expansion de l'Univers.

Le lancement du satellite Euclid est prévu en 2020 avec une fusée Soyouz ST-2.1B. Le satellite atteindra son orbite, au point de Lagrange L2 après 30 jours de voyage et commencera son relevé systématique de galaxies qui durera 6 ans.

Dans cette partie, nous décrirons plus en détails les objectifs scientifiques de la mission et nous aborderons une partie descriptive des différents éléments constituant la charge utile du satellite.

1.2.1 Les objectifs scientifiques

La mission Euclid a pour but de répondre aux questions fondamentales évoquées précédemment, qui sont :

- Est-ce que l'énergie noire est une simple constante cosmologique (Ω_Λ), ou un champ évoluant dynamiquement avec l'expansion de l'Univers (w_0, w_a) ?
- Est-ce que l'accélération de l'expansion serait en fait la manifestation d'une divergence de la relativité générale à de grandes échelles, ou une preuve de l'insuffisance des hypothèses cosmologiques telles que l'homogénéité et l'isotropie de l'Univers ?
- Qu'est-ce que la matière noire ?

L'objectif de la mission est ainsi de pouvoir mesurer les paramètres w_0 et w_a avec une erreur de $\Delta w_0 \approx 0,015$ et $\Delta w_a \approx 0,150$ (actuellement $\Delta w_0 \approx 0,100$ et $\Delta w_a \approx 1,500$). Le relevé sera aussi utilisé afin de tester la validité de la relativité générale à grande échelle, avec une mesure du taux de croissance γ en fonction du redshift $f(z) = \Omega_m^\gamma$ avec une erreur de $\Delta\gamma \approx 0,010$. Ces mesures seront assez précises pour permettre la reconstruction de la croissance des structures en effectuant des mesures à plusieurs époques (allant un peu plus loin qu'une simple paramétrisation du facteur γ).

Pour cela, la mission va effectuer un relevé systématique des spectres et des images des galaxies sur 15 000 deg² de ciel, situées dans la période de l'Univers à l'époque où la densité de matière Ω_m domine sa composition (galaxies situées à $0,9 < z < 1,8$).

1.2.2 Les sondes cosmologiques

Nous allons présenter ici les deux sondes primaires (les observables qui permettent de dériver les paramètres cosmologiques) qui seront utilisées pour la mission Euclid : le **cisaillement gravitationnel** et les **oscillations acoustiques de baryons**.

1.2.2.1 Cisaillement gravitationnel

La présence de structures massives dans l'Univers fait dévier la trajectoire des photons émis par des galaxies lointaines, comme si on observait ces galaxies à travers du verre dont l'indice de réfraction varie spatialement. L'observation de cet effet se traduit par des déformations de forme des différentes galaxies dont les photons passent à proximité d'une structure massive qui dévie leur trajectoire. Des mesures

de déformations de formes ont déjà été utilisées pour la mesure de masse d'amas de galaxies, et peut être utilisé en cosmologie pour la cartographie de la matière noire dans l'Univers. En effet, en observant l'Univers à différentes époques, il est possible de mesurer la corrélation entre les déformations des différentes sources observées à ces époques données afin de remonter à l'information de la distribution de matière noire présente entre les sources et l'observateur [Kaiser and Squires (1993)]. Il est ainsi nécessaire d'effectuer une observation des galaxies (dans le visible) avec des caméras de haute résolution afin de pouvoir mesurer l'ellipticité moyenne d'un groupe de galaxies dans un champ et de pouvoir avoir une information sur la profondeur en effectuant des mesures à différentes époques (en observant dans un même champ des objets situés à différents redshifts).

La Figure 1.4 montre un exemple de la reconstitution d'une distribution de matière noire issue de la mission HST [Massey et al. (2007)]. Chaque trait sur l'image du milieu représente les mesures moyennes d'ellipticités de 200 galaxies. La longueur des traits représente l'amplitude de cet effet de cisaillement et l'orientation est signe de l'axe principal du cisaillement. A droite, est représentée la distribution de matière noire dans la ligne de vue en filtrant les structures circulaire dans la distribution des ellipticités moyenne. A gauche, on voit la quantification statistique des amas de matière noire sur différents échelles par l'étude des corrélations entre l'effet de cisaillement observé avec différentes ligne de vue [Fu et al. (2008)].

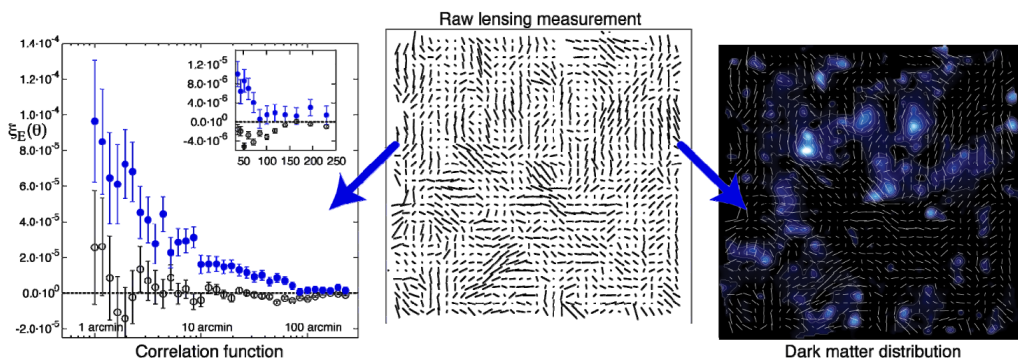


FIGURE 1.4 : Mesure de la distribution de matière noire issue de la mission HST par la méthode de cisaillement gravitationnel [Massey et al. (2007)].

L'étude du cisaillement gravitationnel requiert une imagerie de très haute résolution dans le visible (domaine de longueur d'onde qui permet de voir la forme des galaxies) pour les mesures de déformations des galaxies dans le champ d'observation. Il requiert aussi des mesures de redshift de ces galaxies afin de pouvoir déterminer l'époque à laquelle la lumière de ces sources a été émise, ce qui permettra d'effectuer une cartographie tridimensionnelle de la distribution de la matière noire dans l'Univers. Enfin, ce type de mesure requiert aussi d'avoir une densité minimale de galaxies à observer, et une connaissance de l'instrument de mesure poussée afin de pouvoir corriger des effets systématiques.

Euclid fournira ainsi une mesure de la forme de toutes les galaxies dans les 15 000 deg² d'observation* avec une densité de galaxies demandée supérieure à 30 gal/arcmin² dans une bande large située dans le visible ($0 < z < 1,2$) et un redshift connu à mieux que 5% ($\sigma_z < 0,05(1+z)$).

1.2.2.2 Oscillations Acoustiques Baryoniques et la formation de grandes structures

A un peu moins de 380 000 ans après le Big Bang, l'Univers n'était encore qu'un plasma dense de matière et de rayonnement. Ce plasma dense, afin de pouvoir engendrer des structures par l'action de la gravité devait déjà posséder des petites disparités de densités. Selon Guth (1981), ces disparités peuvent s'expliquer par le modèle d'inflation cosmique. Ce modèle décrit la période entre 10^{-35} et 10^{-32} secondes après le Big Bang où la taille de l'Univers a été multipliée au moins par 10^{30} [Greene (2004)]. A partir de fluctuations primordiales quantiques, la vitesse de la période d'inflation va imprimer ces fluctuations à l'échelle macroscopique et ainsi créer de petites inhomogénéités dans la matière composant alors l'Univers (photons, électrons, baryons). Sous l'action de la gravité, ces surdensités de matière vont attirer des particules et créer des surdensités de plus en plus importantes.

De la même façon qu'une onde sonore est le résultat de la propagation d'une surpression, celles du plasma primordial se propagent sous l'effet de l'impulsion des photons transmise aux électrons. Ceux-ci entraînent avec eux les baryons. D'où le nom du phénomène : **oscillation acoustique des baryons** (BAO, pour Baryonic Acoustic Oscillations).

Après 380 000 ans, les photons interagissent beaucoup moins avec les baryons et la pression radiative n'est plus suffisante pour que l'onde acoustique continue sa propagation. D'après leur vitesse de propagation, les ondes acoustiques ont alors parcouru une certaine distance depuis leur point de départ et ont créé des surdensités de matière*. Cette distance, dite comobile, est alors exprimée dans un référentiel indépendant de l'expansion de l'Univers.

Depuis l'époque de l'émission du fond diffus cosmologique, l'expansion de l'Univers a continué, et les surdensités de matières se sont éloignées les unes des autres tout en formant des structures par l'action de la gravitation, c'est la formation des premières galaxies. Il est donc possible de retrouver la distance caractéristique des BAO par l'étude de la distribution spatiales des galaxies le long de l'histoire de l'Univers (et donc à différents redshifts). Cette mesure permettent ainsi de déterminer le taux d'expansion de l'Univers [Szalay (1990)].

Le relevé SDSS est le premier à fournir un large catalogue de galaxies (à peu près 1 million) situées dans des redshifts $0 < z < 0,6$ et a permis la mesure d'un pic associé aux oscillations acoustiques baryoniques aux alentours d'une fréquence

*. Pour comparaison, l'expérience 2dF (1997-2002) possédait un champ d'observation de 1 500 deg². *. La distribution de matière noire initiale est restée uniforme car elle n'interagit pas avec les photons des BAO. Par contre, elle est ensuite sujette à la gravitation créée par les surdensités de matière ordinaire.

spatiale de $100 h^{-1} \text{Mpc}$ (voir Figure 1.5) qui montre la distance comobile la plus probable entre deux surdensités.

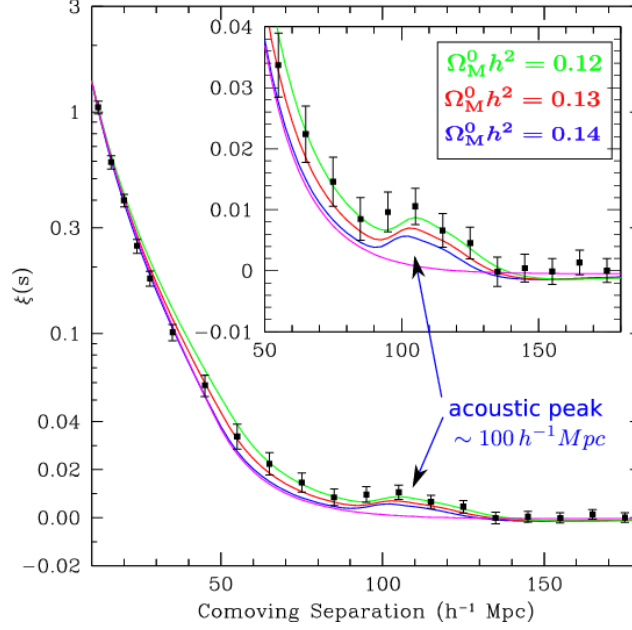


FIGURE 1.5 : *Fonction de corrélation des galaxies du relevé SDSS, la bosse à $100 h^{-1} \text{Mpc}$ correspond au pic des oscillations acoustiques baryoniques [Eisenstein et al. (2005)].*

L'observation des oscillations acoustiques baryoniques nécessite une mesure précise de la distance séparant les galaxies. Cela fait intervenir des observations spectroscopiques afin de mesurer les redshifts spectrométriques des galaxies (afin de connaître leur profondeur dans le champ observé). La mission Euclid va appliquer cette méthode sur les galaxies observées (avec une densité de galaxies observée supérieure à 1700 gal/deg^2), pour couvrir la zone de redshifts $0,9 < z < 1,8$ non accessible par des observations au sol*. Cela représente des observations spectrométriques d'environ 50 millions de galaxies et pour chacune des galaxies observées, on doit mesurer un redshift spectrométrique avec une précision meilleure que 10^{-3} .

La Table 1.3 résume les spécifications scientifiques nécessaires pour l'utilisation des deux sondes cosmologiques d'Euclid.

1.2.2.3 Les performances attendues

En combinant les deux sondes précédentes, on peut contraindre les termes de l'équation d'état de l'énergie noire (w_0 et w_a) ainsi que le paramètre γ grâce à la

*. En effet, la mesure de ces redshifts spectrométriques requiert d'observer la raie d'émission $H\alpha$ (la plus brillante dans le spectre d'une galaxie), mais qui à ce redshift, est décalée dans l'infrarouge proche qui est inaccessible au sol à cause du profil de transmission de l'atmosphère. *. Relevé effectué aux pôles galactiques, permettant d'observer des objets avec une plus grande magnitude [Editorial Team et al. (2011)].

Relevé			
Relevé étendu		15000 deg ²	
Relevé profond *		40 deg ²	
Cisaillement gravitationnel			
Précision	redshift	$\sigma_z < 0,05(1+z)$	$0 < z < 1,2$ avec 30
photométrie		gal/arcmin	
Oscillation acoustiques baryonique			
Précision	redshift	$\sigma_z < 0,001(1+z)$	$0,9 < z < 1,8$ avec
spectrométrie		1700 gal/deg ²	

TABLE 1.3 : Table des spécifications scientifiques pour le cisaillement gravitationnel et les oscillations acoustiques baryoniques pour la mission Euclid.

mesure de la croissance des grandes structures. La Figure 1.6 est une représentation des contraintes posées pour les paramètres cosmologiques w_a et w_p avec les prédictions d'Euclid, en bleu avec les BAO, en vert avec le WL, en orange avec la combinaison des sondes d'Euclid et en rouge la combinaison avec les contraintes imposées par les mesures du CMB par la mission Planck. Le gain de précision attendu pour la mesure de ces paramètres est exposé en Table 1.4 et montre un gain supérieur à 10 qu'Euclid apportera sur les paramètres cosmologiques, permettant de distinguer les différents modèles pour l'expansion de l'Univers.

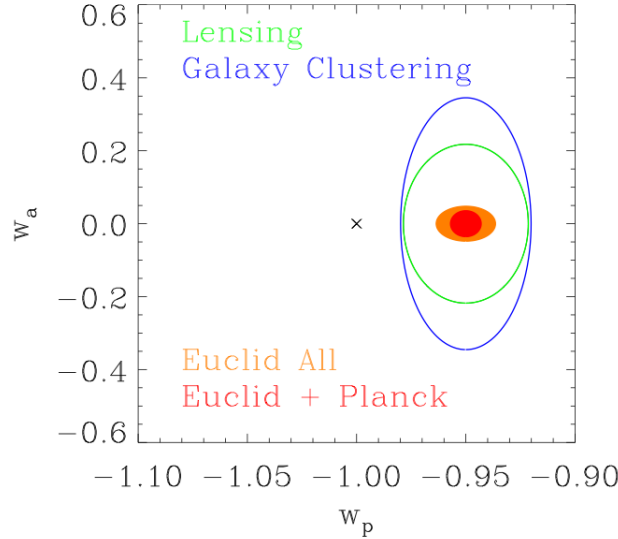


FIGURE 1.6 : Erreur sur les paramètres cosmologiques (w_a , w_p) attendus pour Euclid [Laureijs et al. (2011), Planck Collaboration et al. (2014)].

Paramètre	$\Delta\gamma$	$\Delta\omega_p$	$\Delta\omega_a$
Euclid Primary	0,010	0,015	0,150
Euclid All	0,009	0,013	0,048
Euclid Planck	0,007	0,007	0,035
Actuel	0,200	0,100	1,500
Facteur	30	>10	>50

TABLE 1.4 : *Table des précisions attendues sur les paramètres de l'énergie noire avec Euclid et la comparaison avec les mesures actuelles [Laureijs et al. (2011)].*

1.2.3 La mission

La mission Euclid est basée sur l'observation des sondes décrites précédemment et consiste en un relevé systématique des galaxies se trouvant dans le champ d'observation. Ce relevé principal de 15 000 deg² est subdivisé en une succession d'observations de 0,5 deg² (champ de vue des instruments), sans distinction des sources qui seront présentes dans le champ observé.

Ce relevé systématique couvrant une vaste partie du ciel extra-galactique permet de réduire les erreurs systématiques par l'étude de plusieurs millions de galaxies dans le visible et le proche infrarouge, qui n'est accessible qu'avec l'aide d'un télescope spatial.

Le relevé représente un catalogue de plus de 2 milliards de galaxies dans le visible dont 50 millions seront observées en infrarouge pendant la période de la mission. Il est basé sur un schéma d'observation montré en Figure 1.7 avec des pointages évitant systématiquement le plan de l'écliptique et le plan galactique, sources de fond de ciel beaucoup trop important en visible et infrarouge et où la densité d'étoiles dans le champ impacte le relevé d'Euclid.

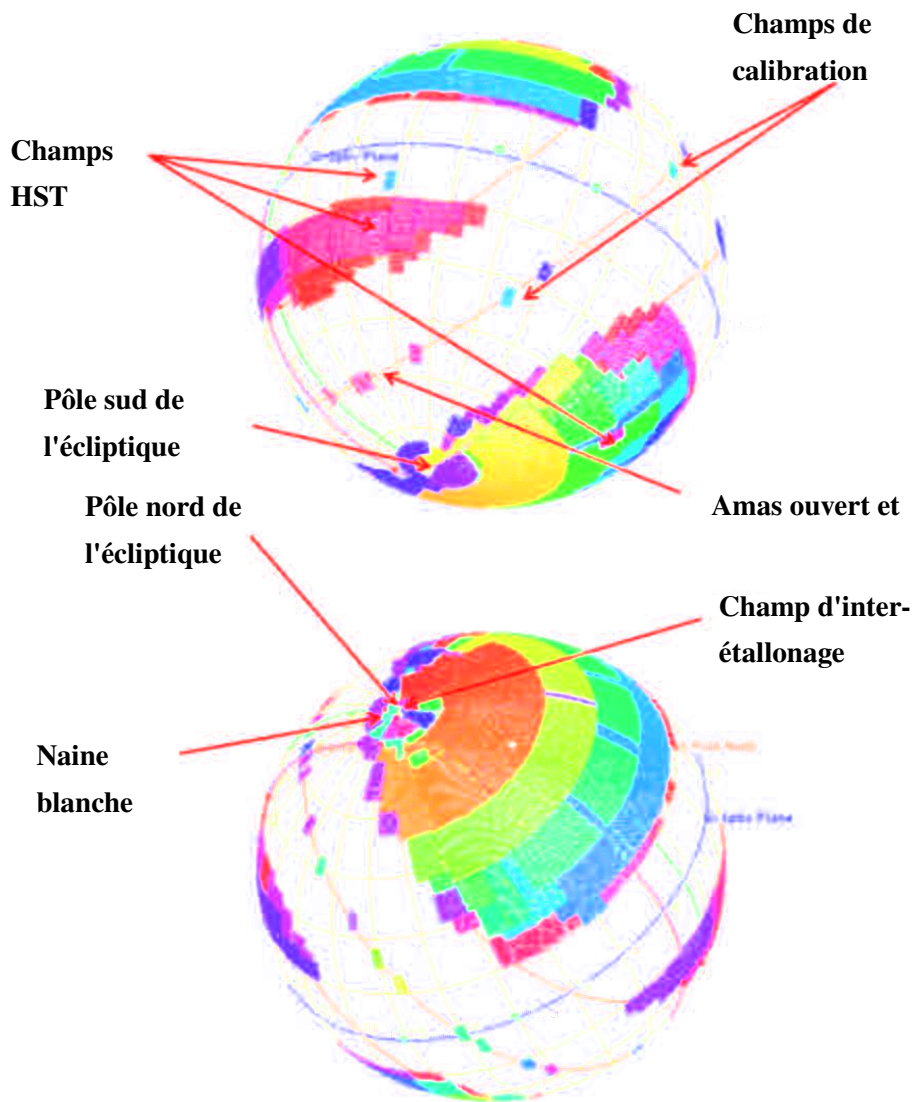


FIGURE 1.7 : *Champs d'observations de la mission Euclid en projection orthogonale. Les zones blanches correspondant aux plan de l'écliptique et au plan galactique.*

1.2.4 Les instruments

Le télescope, dont le schéma optique est représenté en Figure 1.8, est de type [Korsch \(1972\)](#). Le miroir primaire (M1) de 1,2m de diamètre va récolter la lumière pour la renvoyer sur le miroir secondaire (M2) équipé d'un mécanisme à trois degrés

de liberté pour les correction de focalisation et inclinaison (focus et tip-tilt). Celui-ci va ensuite diriger le faisceau, qui, passant par un filtre (FM1 - délimiteur de champ - FM2) va parvenir au dernier miroir (M3) en charge de délivrer le flux lumineux aux instruments du satellite. Le passage du flux de lumière vers les instruments se faisant par l'utilisation d'une plaque dichroïque (50/50). Ce dispositif à trois miroirs dans l'axe de vue va faire bénéficier le satellite d'un champ de vue de $1,25 \times 0,727 \text{ deg}^2$ et fournit assez de flux pour le fonctionnement de deux instruments embarqués qui vont fonctionner pendant le relevé d'Euclid, qui sont un imageur visible et un spectrophotomètre proche infrarouge, que nous allons décrire dans cette partie.

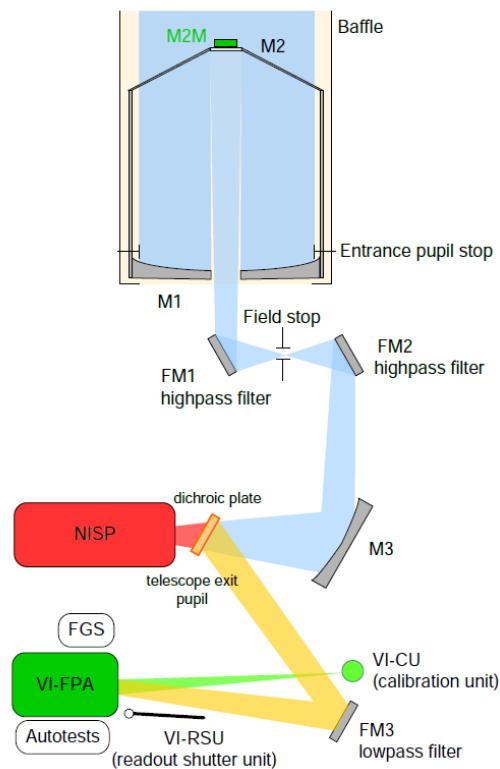


FIGURE 1.8 : Schéma de principe des sous-systèmes embarqués dans le PLM –
Crédit Airbus Défense et Espace.

1.2.4.1 Imageur visible - VIS

Afin de pouvoir étudier l'effet de cisaillement gravitationnel, on doit mesurer les déformations des galaxies observées qui sont dues au halo de matière noire nous séparant de ces galaxies. Pour cela, un imageur avec des détecteurs sensible au domaine visible du spectre électromagnétique de la lumière a été conçu. Il s'agit de l'instrument Imageur Visible (VIS) qui fournira pendant la mission Euclid des images de haute qualité dans le visible [Cropper et al. (2012)]. Cet imageur visible possède un champ de vue qui sera plus de 100 fois plus grand que celui du télescope Hubble.

Instrument VIS	
Champ de vue	$0,787 \times 0,709 \text{ deg}^2$
Système de détection	36 CCD 4k \times 4k pixels
Résolution pixel	0,1 arcsec
Bande	550-900 nm (RIZ)
Magnitude limite	$m_{AB} = 24,5$
SNR=10 pour source de 1 arcsec	

TABLE 1.5 : *Table des performances instrumentales de l'instrument NISP d'Euclid.*

L'instrument VIS est composé de plusieurs sous-systèmes :

- Un obturateur, placé en amont du plan focal. Dès qu'une observation se finit (quelques centaines de secondes chacune) celui-ci est fermé pour éviter la présence de lumière parasite pendant le traitement des données.
- Un plan focal, qui est le coeur de l'instrument, il est équipé de 36 CCDs* avec des pixels de $12 \mu\text{m}$. Ce plan focal va permettre l'observation d'un champ de vue dans le visible de $0,5 \text{ deg}^2$ (qui correspond environ à la taille de la lune vue de la Terre). Chaque détecteur consiste en une matrice de 4096×4096 pixels (plus de 600 millions de pixels!) qui représentent une dimension de $29 \text{ cm} \times 29 \text{ cm}$. Ces détecteurs seront opérationnels avec une température de fonctionnement de 150 K.
- Une unité de calibration, en charge de fournir une source d'éclairage parfaitement connue pendant le vol, sera utilisée pour les campagnes de calibration de l'instrument pendant la mission. Elle consiste en une sphère intégrante équipée de LEDs, fournissant ainsi une illumination uniforme sur l'ensemble du plan focal.
- Deux boîtiers électroniques, l'un ayant la charge du contrôle et du traitement des données de l'instrument, l'autre de devoir contrôler les mécanismes et la puissance allouée à l'instrument.

*. Charged Coupled Devices

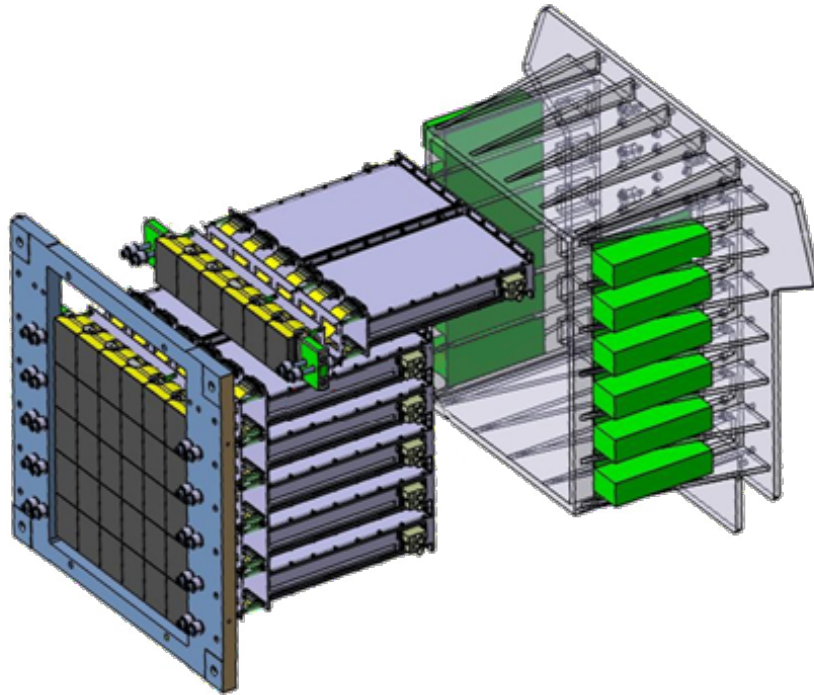


FIGURE 1.9 : *Vue 3D de l'instrument VIS avec le plan focal 6×6 CCDs et leur électronique de lecture pour chaque ligne de six détecteurs ("slice")*

1.2.4.2 Near-Infrared Spectrometer Photometer - NISP

Le NISP est un spectrophotomètre pour l'observation des galaxies situées entre $z = 0,9$ et $z = 1,8$. Il permet de fournir des mesures de redshifts photométriques pour les galaxies observées par l'instrument VIS et aussi de faire de la spectrométrie. Pour cela, un concept original d'instrument combinant efficacement les deux types d'observation photométrique et spectrométrique dans le proche infrarouge est utilisé.

Les spécifications de l'instrument sont résumées en Table 1.6. Le NISP est capable d'alterner entre des observations photométriques et spectrométriques pour un même champ et est équipé d'un système de détection dans le proche infrarouge.

La Figure A.1 représente les principaux sous-systèmes de l'instrument (description plus exhaustive en Annexe A) :

- Deux roues à filtres (NI-FWA/GWA), situées en amont de l'instrument (voir Figure A.1, à gauche de l'instrument) l'une accueillant les différents filtres optiques nécessaires pour les observations en mode photométrique (dans les bandes Y, J et H) et l'autre des grismes* (disposition des filtres/grismes représentée dans la Figure A.1 en haut à gauche) permettant de faire l'observation spectrométrique sans fente et donc de plusieurs centaines de galaxies en même

*. Terme désignant un prisme dont une des faces est usinée de façon à former un réseau de diffraction pour ne laisser passer qu'une certaine gamme de longueur d'ondes

Instrument NISP			
Champ de vue	0,763×0,722 deg ²		
Système de détection	16 H2RG 2k×2k pixels		
Résolution pixels	0,3 arcsec		
Bande photométrie	920-2000 nm (en trois filtres Y-J-H)		
Magnitude limite photométrie	$m_{AB} = 24$	SNR=5 pour source ponctuelle	
Bande spectrométrie	900-1825 nm	4 grisms, R=250	
Sensibilité spectrométrie	2×10^{-16} erg.s ⁻¹ .cm ⁻²	SNR=3,5 raie non résolue	

TABLE 1.6 : *Table des performances instrumentales du satellite Euclid.*

- temps.
- Un plan focal (NI-DS), situé à l’aval de l’instrument (voir Figure A.1, à droite de l’instrument) est équipé de 16 détecteurs de type H2RG avec des pixels de 18 μm (Hawaii 2k×2k with Reference pixels and Guide mode) permettant l’observation d’un champ de vue dans le proche infrarouge de 0,5 deg². Chaque détecteur consiste en une matrice de 2048×2048 pixels, ce qui donne pour l’ensemble du plan focal plus de 60 millions de pixels, représentant une dimension de 16cm×16cm. Ces détecteurs seront opérationnels avec une température de fonctionnement de 95 K.
 - Un boîtier d’électronique (NI-WE, non représenté sur la Figure), qui permet les acquisitions synchrones des 16 détecteurs situés sur le plan focal, ainsi que du pré-traitement des données en vol avant de renvoyer les informations au sol.
 - Une unité de calibration (NI-CU), située proche de la roue à filtre.

Les observations en mode photométrique avec l’instrument NISP sont assurées par l’utilisation d’une roue à filtres (NI-FWA pour Filter Wheel Array) qui contient cinq positions : trois positions sont occupées par des filtres dans les bandes Y, J et H dont la courbe de transmission est illustrée dans la Figure 1.11, et les deux autres positions sont équipées d’une ouverture et d’un capôt pour fermer l’instrument. Le mode spectrométrique de l’instrument se fait par l’utilisation d’une deuxième roue à grisms (NI-GWA pour Grism Wheel Array) qui permet l’utilisation de cinq positions : quatre d’entre elles sont occupées par des grisms et la dernière position est une position ouverte.

La rotation de ces deux roues est assurée par l’utilisation d’une mécanique à froid, pouvant fonctionner de 300 K à 20 K dans le vide. L’ensemble mécanique (optiques et plan focal) sera maintenu par des supports et la température de l’ensemble de l’instrument est contrôlée par une architecture de dissipation de la chaleur.

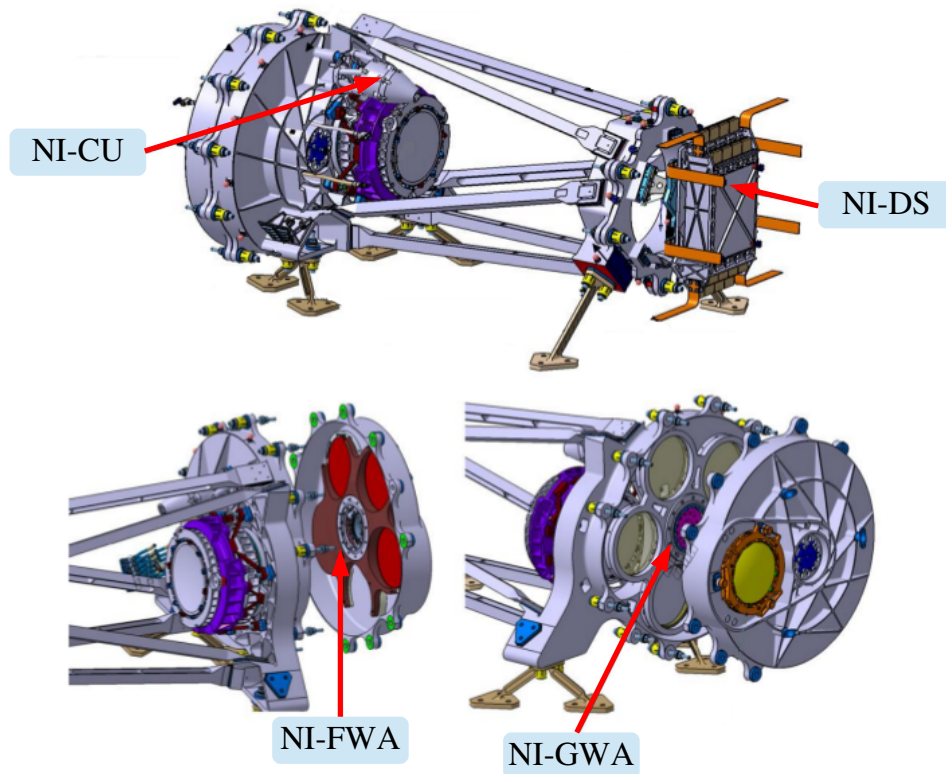


FIGURE 1.10 : Vue 3D de l'instrument NISP avec les sous-systèmes NI-FWA/GWA, NI-DS et NI-CU.

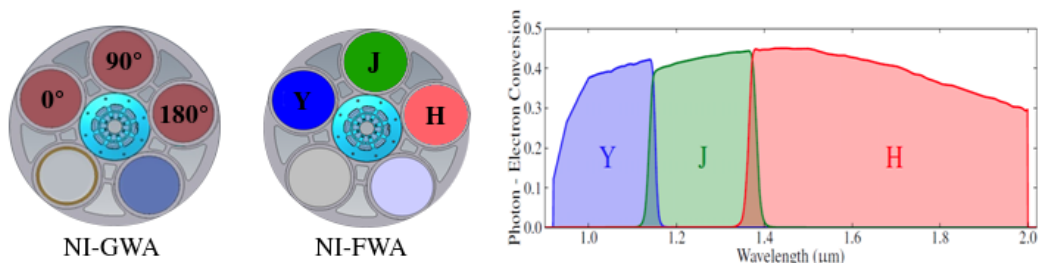


FIGURE 1.11 : *Gauche* : NI-FWA/GWA et leur cinq positions. *Droite* : Profils de transmission des filtres NIR de l'instrument NISP.

1.2.5 Séquence d'observation du NISP

Il existe en tout sept modes d'observation pour l'instrument NISP (le quatrième grism de GWA n'étant pas utilisé pour le relevé principal) :

1. GWA grism 1 avec FWA en position ouverte
2. GWA grism 2 avec FWA en position ouverte

3. GWA grism 3 avec FWA en position ouverte
4. GWA ouverte avec FWA en position Y
5. GWA ouverte avec FWA en position J
6. GWA ouverte avec FWA en position H
7. FWA fermée.

Les trois premiers modes sont appelés **modes spectrométriques**, les trois suivants les **modes photométriques** et le dernier le mode "dark" permettant de faire une mesure du bruit de fond.

C'est la combinaison de ces sept modes en une séquence d'observation pour Euclid qui définit ce qu'on appelle une séquence "science". Cette séquence d'observation permet d'enchaîner les observations pendant le relevé avec des successions de séquences "science" et pointage de l'instrument. Elle est illustrée en Figure 1.12, et peut être découpée en quatre cycles : un cycle représentant la succession d'un mode spectrométrie et des trois modes photométrie, à la fin de celui-ci on effectue un "dithering", qui consiste en un léger décalage du champ d'observation avec le télescope afin d'éliminer des effets d'échantillonnage. Les deux instruments, NISP et VIS, sont actifs en même temps pendant les séquences d'observations, le VIS observant pendant les séquences spectrométriques du NISP.

Une fois cette séquence d'observation finie, on effectue un changement de pointage du télescope vers un autre champ de $0,5 \text{ deg}^2$ (un *slew*). Pendant ce temps, on ferme l'instrument (mode d'observation 7) et on fait une mesure du bruit de fond. Les séquences d'observations contiendront chacune les informations propres à un seul champ d'observation. Cette technique d'observation permet d'effectuer le relevé de données d'Euclid dans les 6 années programmées pour la mission, mais implique qu'il n'est pas possible de revenir observer un même champ pendant le relevé. Cela implique une connaissance pointue de l'instrument afin de pouvoir tirer les meilleures performances possibles de l'observation de chaque champ.

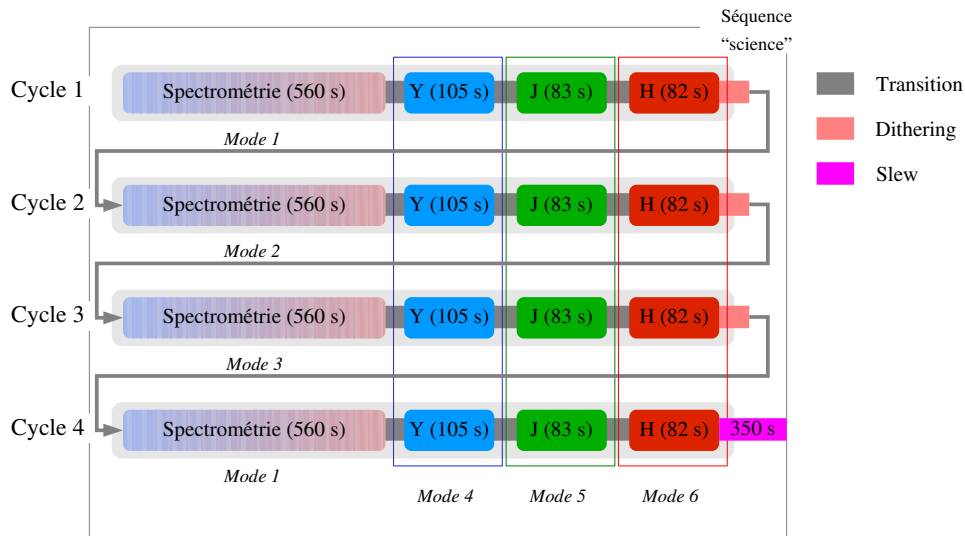


FIGURE 1.12 : Représentation de la séquence d'observation de l'instrument NISP pour un champ de $0,5 \text{ deg}^2$. Les modes spectrométriques (modes 1, 2 et 3) sont en début de chaque cycle et sont ensuite suivis des modes photométriques (modes 4, 5, 6). La période de slew, séparant deux séquences d'observation, correspond à une période où l'instrument sera fermé (mode 7).

1.3 Conclusions

La nature des composantes sombres de notre Univers, la matière et l'énergie noire, est au coeur des problématiques de la physique moderne. Afin de répondre à ces questions, les techniques d'observation de l'Univers entrent dans une nouvelle ère de mesures de plus en plus précises et statistiquement significatives. La mission Euclid est dédiée à la compréhension de la nature de l'accélération récente de l'expansion de l'Univers avec pour but d'améliorer d'un facteur > 10 les précisions actuelles sur la mesure des paramètres cosmologiques de l'énergie noire. Euclid va observer plus de 2 milliards de galaxies dans le domaine visible avec l'instrument VIS et plus de 50 millions de galaxies dans le proche infrarouge en mode spectrométrique, grâce à l'instrument NISP.

Nous allons maintenant décrire plus précisément les performances scientifiques de l'instrument NISP et de son système de détection afin d'en dériver les spécifications instrumentales du mode spectrométrique.

Les performances de l'instrument NISP

Contents

2.1	Les objectifs scientifiques	35
2.2	La spectroscopie dans Euclid	37
2.2.1	Les spécifications optiques	37
2.2.2	Les spécifications spectro-photométriques	38
2.3	Étude de la sensibilité spectro-photométrique du NISP . .	40
2.3.1	Définition du rapport signal sur bruit	41
2.3.2	Le modèle de l'instrument NISP	44
2.3.3	Évaluation des bruits	44
2.3.4	Étude du SNR et de la sensibilité	47
2.4	Conclusions	55

Dans ce chapitre, nous dérivons les spécifications de l'instrument NISP à partir des performances scientifiques requises d'Euclid. Après avoir rappelé les objectifs scientifiques du NISP, nous nous concentrerons sur le mode spectrométrique. Nous décrirons les caractéristiques de ce mode et étudierons la sensibilité du NISP en utilisant le rapport signal sur bruit (SNR). Cette étude a pour but de définir une configuration instrumentale souvent appelée modèle d'instrument qui sera utilisée pour toutes les études de performances par la suite. Nous nous servirons de cette formule de SNR pour dériver un budget de spécifications sur les détecteurs proches-infrarouges du NISP.

2.1 Les objectifs scientifiques

L'instrument NISP doit mesurer le redshift spectrométrique de plus de 50 millions de galaxies avec une précision $\sigma_z < 0,001(1 + z)$, dans le but de faire du regroupement de galaxies en trois dimensions à grandes échelles. Il doit aussi indépendamment être capable de mesurer le redshift photométrique des galaxies observées en infrarouge pour le cisaillement gravitationnel avec une précision $\sigma_z < 0,05(1 + z)$ en utilisant les bandes photométriques du NISP. Nous allons désormais détailler la partie spectroscopique du NISP. La même étude peut être faite pour le mode photométrique mais ne sera pas détaillée ici.

Euclid va effectuer un relevé des galaxies en spectroscopie avec le NISP sur plus de $15\,000\text{ deg}^2$ avec une densité d'au moins 1700 gal/deg^2 . Cela permettra d'obtenir le spectre de ces objets. Le redshift est ensuite dérivé du décalage vers le rouge des raies d'émission du spectre observé. La raie d'émission qu'on va chercher à détecter dans notre cas est la raie d'émission $H\alpha^*$, qui est située au repos à $\lambda_{H\alpha} = 0,6563\text{ }\mu\text{m}$, dans le domaine visible. Pour la gamme de redshifts de $0,9 < z < 1,8$, on devra alors observer dans la gamme de longueur d'onde $1,25\text{ }\mu\text{m} < \lambda_{H\alpha} < 1,85\text{ }\mu\text{m}$, c'est-à-dire le domaine du proche infrarouge.

Pour pouvoir mesurer les raies de 1700 gal/deg^2 , on doit définir un critère qui permet de compter les galaxies qui ont une raie $H\alpha$ mesurable par l'instrument NISP. On définit ainsi le flux limite qui est le flux de la raie $H\alpha$ le plus faible qu'on cherche à détecter. Pour déterminer le flux limite on utilise des modèles venant des observations permettant de lier le nombre de galaxies au flux de la raie. Les modèles utilisés dans Euclid sont représentés en Figure 2.1. On en déduit qu'il faut pouvoir détecter tout objet dont le flux de la raie $H\alpha$ est supérieur à $2 \times 10^{-16}\text{ erg/cm}^2/\text{s}$ (modèle 2 de la Figure 2.1).

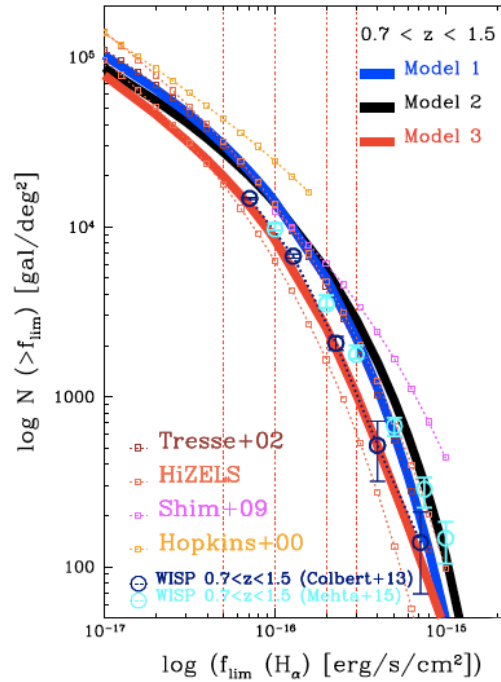


FIGURE 2.1 : Densité de galaxies observables en fonction de la luminosité limite [Pozzetti (2016)].

On va décrire les spécifications du mode spectroscopique d'Euclid, et dans la section 2.3, quels sont les critères de détection de la raie $H\alpha$ et leur dépendance aux paramètres de l'instrument.

*. qui correspond à la transition de l'électron d'un atome d'hydrogène de $n = 3$ à $n = 2$

2.2 La spectroscopie dans Euclid

Pour pouvoir mesurer le spectre de galaxies dans un champ, on peut utiliser deux types de spectrométrie : celle avec fente, où il est nécessaire de sélectionner une source avec une fente d'entrée afin d'imager le spectre de cette source, et celle sans fente, où l'instrument diffracte la lumière de toutes les sources observées dans un champ. Étant donné le nombre important de galaxies à observer en une seule observation la **spectrométrie sans fente** a été choisie. On utilise pour disperser la lumière, une technologie appelée **grisms**^{*}, qui sont des type de disperseurs déjà utilisés dans la mission HST (images de l'instrument WFC3 de HST représentées en Figure 2.2). Une complexité de cette méthode réside en la superposition des spectres pour des sources proches spatialement.

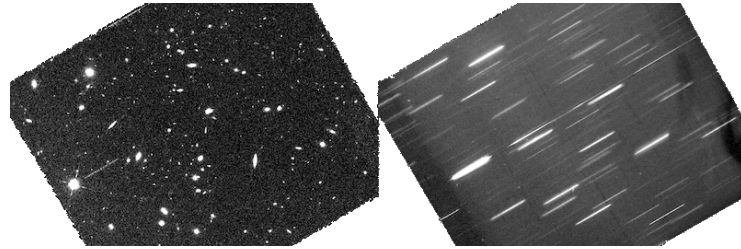


FIGURE 2.2 : *Exemple d'une observation photométrique suivie d'une observation spectrométrique sans fente avec le grism de l'instrument WFC3-IR de HST, extrait de Weiner (2012)*

Pour étudier les performances de l'instrument, il va falloir évaluer l'impact des spécifications optiques celui des performances photométriques attendues.

2.2.1 Les spécifications optiques

Nous rappelons dans cette section les paramètres optiques principaux qui impactent la performance globale de l'instrument.

L'énergie encerclée

La qualité optique d'un instrument est définie par la Fonction d'Étalement du Point qui est la réponse impulsionnelle de la chaîne optique constituée du télescope et du NISP. Cette réponse est modélisée par une fonction d'Airy ou une gaussienne. On définit alors l'énergie encerclée à 80% comme le diamètre du cercle contenant 80% de l'énergie lumineuse de la réponse impulsionnelle de l'instrument.

Le pouvoir de résolution

Pour dériver les propriétés de dispersion des grisms, on utilise le pouvoir de résolution spectral R , défini par :

*. Prismes avec une face usinée de façon à former un réseau de diffraction

$$\frac{1}{R} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \quad (2.1)$$

Où $\Delta\lambda$ est l'élément spectral de résolution et R est le pouvoir de résolution permettant de séparer deux raies avec une précision de $\Delta\lambda$. On peut relier l'erreur requise sur le redshift à l'élément spectral $\Delta\lambda$:

$$\frac{\sigma_z}{1+z} \geq \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{1}{R} \quad (2.2)$$

On peut en déduire le pouvoir de résolution minimal du spectrographe, en utilisant $\sigma_z < 0,001(1+z)$. On en déduit que $R > 250$. Comme la raie $H\alpha$ s'étale sur plusieurs pixels, on définit la fenêtre d'extraction de la raie $H\alpha$ comme le nombre de pixels (N_{pix}) qu'il faut utiliser pour reconstruire 80% de son énergie. Ce nombre dépend de la taille angulaire de la source observée et de l'énergie encerclée à 80% définie précédemment. On écrit que $\Delta\lambda = N_{pix} \times \delta\lambda$ où $\delta\lambda$ est l'élément de dispersion par pixel du grism. Pour les grisms du NISP, on a une dispersion constante de $\delta\lambda/pixel = 13,4 \text{ \AA}$.

2.2.2 Les spécifications spectro-photométriques

Pour étudier la détection de la raie $H\alpha$, il faut déterminer l'influence des différents paramètres photométriques, soit :

- La réponse photométrique des pixels.
- Le nombre de pixels utilisés pour la détection (fenêtre d'extraction).
- Les contaminations extérieures comme les bruits instrumentaux ou le signal des objets parasites situés dans la même fenêtre d'extraction.

L'ensemble de ces paramètres définit la sensibilité de l'instrument. On utilise en général comme critère de détection, le rapport signal sur bruit (SNR) qui fera l'objet de la partie 2.3 de ce chapitre. Pour assurer la détection de la raie, on prendra un SNR minimal de 3,5. Nous allons indiquer ici deux éléments qui compliquent la détection et qui sont liés à la technologie des grisms : la taille des galaxies et la superposition de spectres.

Impact de la taille des galaxies

Pour calculer la taille de la fenêtre d'extraction, on doit s'assurer que tout le flux de la raie $H\alpha$ soit contenu dans cette fenêtre. Celle-ci sera d'autant plus grande que la galaxie est étendue. Dans le cadre d'Euclid, les galaxies observées ont un diamètre angulaire variable allant de 0,3 à 1 arcsec (voir Figure 2.3). On voit que le cas le plus défavorable en nombre de pixels est pour des galaxies de l'ordre de 1 arcsec qui sera pris comme la taille de référence pour l'étude de performances qui va suivre.

Effet de superposition des spectres

Dans une image de spectrométrie sans fente, la détection de la raie $H\alpha$ du spectre est détériorée par la superposition de spectres de sources très proches angulairement,

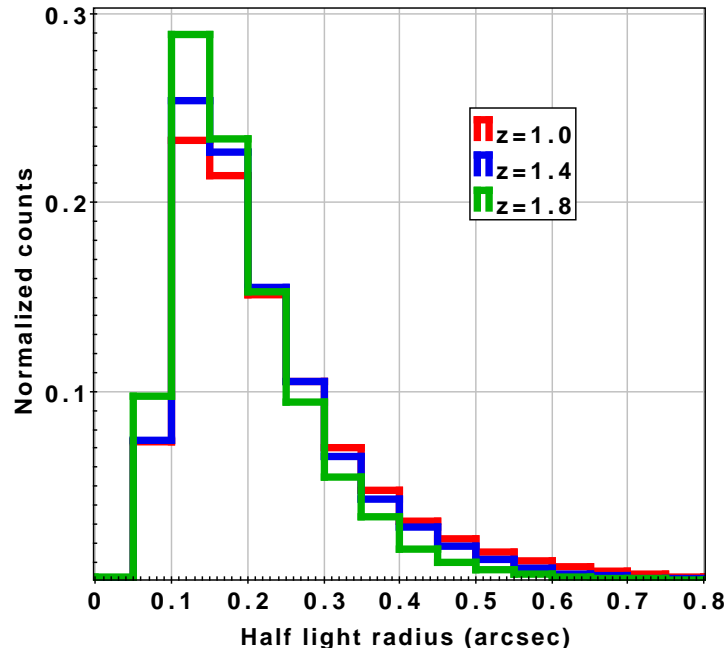


FIGURE 2.3 : Histogramme du nombre de galaxies en fonction de leur demi-rayon en arcsecondes pour plusieurs redshifts [Leauthaud et al. (2007)].

c'est ce qu'on appelle **la contamination**. Cet effet de contamination des spectres est illustré en Figure 2.4, qui représente le résultat d'une observation en spectrométrie sans fente dans le cas de sources proches angulairement. À gauche est représentée la position des galaxies dans le champ en mode photométrie, dont deux sources sont mises en évidence par des cercles rouge et vert. À droite est représentée la position des spectres sur une image dispersée. On voit bien que les sources rouge et verte se superposent dans l'axe de dispersion du grism, c'est l'effet de contamination.

Il est possible de réduire l'effet de contamination en utilisant plusieurs grisms possédant des axes de dispersion d'orientations différentes. Dans le cas du NISP, on utilise 3 grisms d'orientation 0° , 90° et 180° afin de pouvoir dissocier les spectres de sources proches.

On utilisera donc par la suite comme hypothèse qu'il y a quatre observations avec des grisms d'orientations différentes (0° , 90° , 180° et 90° *). Les grisms ont par ailleurs les mêmes propriétés optiques. Pour notre étude, chaque observation sera donc identique avec un temps d'observation fixe, donné par le relevé, de 560 secondes.

*. l'instrument ne possédant que 3 grisms rouges et effectuant quatre observations spectrométriques, la quatrième observation réitère l'utilisation d'un grism.

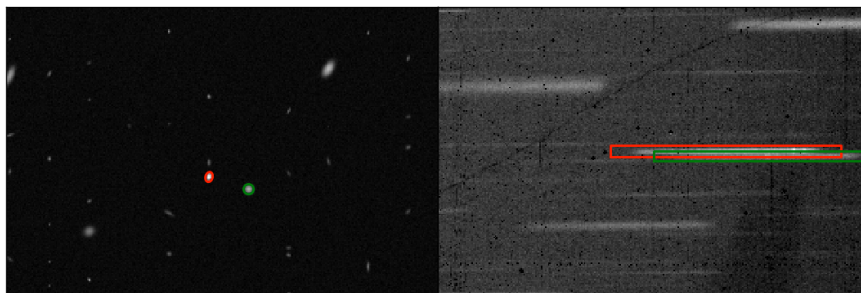


FIGURE 2.4 : *Illustration de la superposition de spectres pour deux sources proches (entourées en rouge et vert).*

Récapitulatif

Dans la Table 2.1, nous résumons les spécifications du NISP pour le mode spectrométrique.

Spécifications	
Domaine de longueur d'onde	$1,25 \mu\text{m} < \lambda < 1,85 \mu\text{m}$
Dispersion spectrographe	$\delta\lambda/\text{pixel} = 13,4 \text{ \AA}$
Flux limite de détection H α	$2 \times 10^{-16} \text{ erg/cm}^2/\text{s}$
Seuil de détection	SNR > 3,5
Observations	<ul style="list-style-type: none"> – 3 grisms avec différentes orientations – quatre observations – 1 temps d'observation de 560 s

TABLE 2.1 : *Résumé des spécifications en spectrométrie pour l'instrument NISP pour une source de 1 arcsec.*

Dans la section suivante nous allons nous servir de ces spécifications pour une étude de signal sur bruit. Cette étude permettra de montrer comment on peut atteindre un flux limite de détection de la raie H α de $2 \times 10^{-16} \text{ erg/cm}^2/\text{s}$ avec un SNR de 3,5 après 4 expositions de 560 secondes.

2.3 Étude de la sensibilité spectro-photométrique du NISP

Dans cette partie, nous allons étudier la sensibilité spectro-photométrique de l'instrument pour obtenir le flux limite demandé de $2 \times 10^{-16} \text{ erg/cm}^2/\text{s}$. Pour cela,

on utilise le rapport signal sur bruit. Après avoir défini le rapport signal sur bruit, on montrera comment on l'utilise pour contraindre les paramètres de l'instrument, tout en tenant compte des conditions d'observation. Nous en déduirons la configuration du NISP, qui permet d'assurer la performance demandée, et qui sera la base du modèle instrument. Nous finirons par montrer comment on en dérive des spécifications sur les détecteurs infrarouges.

2.3.1 Définition du rapport signal sur bruit

La valeur du rapport signal sur bruit est défini de la manière suivante :

$$SNR = \frac{S(\lambda)}{B_{total}(\lambda)} \quad (2.3)$$

Où $S(\lambda)$ est le signal qu'on cherche à détecter, soit le nombre d'électrons mesurés pour la raie $H\alpha$ à une longueur d'onde donnée. $B_{total}(\lambda)$ est le bruit qui va perturber cette mesure, soit l'ensemble des autres contributions, provenant par exemple du détecteur, du fond de ciel et d'autres contributions que nous définirons. Nous allons maintenant décrire ces deux quantités.

2.3.1.1 Le signal de la raie $H\alpha$

On définit le signal de la raie $H\alpha$ comme le nombre d'électrons généré dans les détecteurs par le flux de photons associés à la raie $H\alpha$ pendant un temps d'observation donné. Le flux de la source $F(\lambda)$ est exprimé en $\text{erg}/\text{cm}^2/\text{s}$. Le nombre de photons collectés dépend de la surface collectrice du flux incident (les miroirs), du temps d'observation total, du facteur de transmission total et du facteur de conversion entre photons incidents et électrons détectés.

Avec un temps d'exposition t_{expo} et un nombre d'observations N_{expo} , alors le temps d'exposition total est $N_{expo} \times t_{expo}$. La surface collectrice du télescope A_{coll} s'obtient en calculant la surface du miroir M1 à laquelle on soustrait ensuite la surface du miroir M2 (qui occulte M1). Le facteur de transmission $T_{NISP}(\lambda) \times T_{t\acute{e}le}$ représente l'ensemble de la transmission des optiques situées entre la source et le plan focal. Le nombre d'électrons est ensuite obtenu en multipliant par le taux de conversion photon/électron du détecteur, l'efficacité quantique, η définie par :

$$\eta = \frac{N_{\text{électrons générés}}}{N_{\text{photons incidents}}} \quad (2.4)$$

On obtient ainsi pour le signal :

$$S(\lambda) = F(\lambda) \times A_{coll} \times \frac{\lambda}{\hbar \times c} \times t_{expo} \times N_{expo} \times \eta(\lambda) \times T_{NISP}(\lambda) \times T_{t\acute{e}le}(\lambda) \quad (2.5)$$

2.3.1.2 Le bruit

La contribution du bruit $B_{total}(\lambda)$ s'exprime par la somme quadratique des différentes composantes indépendantes, exprimée dans l'équation 2.6.

$$B_{total}(\lambda)^2 = S(\lambda) + N_{pix} \times (N_{expo} \times t_{expo} \times \sum F_i(\lambda) + \sigma_{lecture}^2) \quad (2.6)$$

$S(\lambda)$ représente le bruit de Poisson du signal de la raie H α . Les autres contributions de bruit se composent :

- du bruit de lecture du détecteur $\sigma_{lecture}$ (en e⁻/pix)
- du courant d'obscurité du détecteur F_{dark} (en e⁻/s/pix)
- du bruit du fond de ciel F_{zod} (en e⁻/s/pix)
- du bruit de l'instrument F_{NISP} (en e⁻/s/pix)
- du bruit du télescope $F_{t\acute{e}le}$ (en e⁻/s/pix)

La somme quadratique de ces composantes donne le bruit total :

$$B_{total}(\lambda)^2 = S(\lambda) + N_{pix} \times (N_{expo} \times t_{expo} \times (F_{dark} + F_{zod} + F_{NISP} + F_{t\acute{e}le}) + \sigma_{lecture}^2) \quad (2.7)$$

N_{pix} représente le nombre de pixels utilisés pour pouvoir extraire le signal de la raie H α , dans la fenêtre d'extraction. La surface de cette fenêtre A , peut être obtenue par :

$$A = \frac{(D_{source}^2 + EE80^2) \times \pi}{4} \quad (2.8)$$

Avec D_{source} le diamètre angulaire de la source et $EE80$ l'énergie encerclée définie en 2.2.1. N_{pix} sera approximé au carré de pixels contenant cette fenêtre d'extraction.

2.3.1.3 Calcul du SNR et du flux limite

A partir des définitions précédentes du signal et du bruit, on obtient la formule de SNR suivante :

$$SNR(\lambda) = \frac{S(\lambda)}{B_{total}(\lambda)} = \frac{S(\lambda)}{\sqrt{S(\lambda) + N_{pix} \times (N_{expo} \times t_{expo} \times \sum F_i(\lambda) + \sigma_{lecture}^2)}} \quad (2.9)$$

Il est possible, à partir de $S(\lambda)$, de trouver le flux limite de l'instrument associé à un rapport signal sur bruit donné pour une longueur d'onde. Pour cela, on part de l'équation du signal sur bruit et on utilise les simplifications suivantes :

$$\begin{aligned} g(\lambda) &= A_{coll} \cdot \frac{\lambda}{\hbar \cdot c} \cdot t_{expo} \cdot N_{expo} \cdot \eta \cdot T_{NISP}(\lambda) \cdot T_{t\acute{e}le}(\lambda) \\ S(\lambda) &= F(\lambda) \times g(\lambda) \\ B(\lambda) &= N_{pix} \times (N_{expo} \times t_{expo} \times \sum F_i(\lambda) + \sigma_{lecture}^2) \end{aligned} \quad (2.10)$$

On peut alors réécrire l'équation 2.9 comme :

$$\boxed{SNR(\lambda) = \frac{F(\lambda) \times g(\lambda)}{\sqrt{F(\lambda) \times g(\lambda) + B(\lambda)}}} \quad (2.11)$$

Pour obtenir le flux limite à partir du SNR, on écrit alors :

$$(F(\lambda) \times g(\lambda))^2 - (F(\lambda) \times g(\lambda)) \times SNR^2 - SNR^2 \times B(\lambda) = 0 \quad (2.12)$$

Qui donne deux solutions possibles pour le flux, l'une étant impossible car on obtient une valeur de flux négative.

$$\boxed{F(\lambda) = \frac{1}{g(\lambda)} \frac{SNR(\lambda)^2 + \sqrt{SNR(\lambda)^4 + 4 \times SNR(\lambda)^2 \times B(\lambda)}}{2}} \quad (2.13)$$

Avec les formules 2.11 et 2.13, on peut donc estimer le rapport signal sur bruit pour un flux donné ou le flux limite atteignable pour une galaxie avec un SNR imposé.

Cette formule du SNR montre comment les performances de l'instrument dépendent de plusieurs paramètres indépendants :

1. Les conditions environnementales, décrites par le fond de ciel et les différents bruits impactant le signal mais sont indépendantes de l'instrument
2. Les paramètres dépendant des caractéristiques de l'instrument NISP, comme son profil de transmission T_{NISP} et les performances du système de détection, par l'intervention de plusieurs paramètres relatifs à celui-ci comme l'efficacité quantique η ou le bruit de lecture $\sigma_{lecture}$
3. Les paramètres dépendant du télescope avec son profil de transmission, sa surface collectrice et les bruits associés
4. Les paramètres venant de la stratégie d'observation du relevé, avec le temps d'exposition de chacune des observations t_{expo} et le nombre d'expositions effectuées N_{expo} .

On voit donc qu'en utilisant le SNR, il est possible d'imposer des contraintes sur les différents paramètres (ceux de la stratégie d'observation, de l'instrument NISP et du télescope) mais cela reste un exercice complexe étant donné le nombre de paramètres.

2.3.2 Le modèle de l'instrument NISP

Pour évaluer le SNR, on utilise des valeurs caractéristique de l'ensemble du système télescope et instrument, qui sont soit des paramètres moyens, soit des valeurs minimales, soit des résultats de prototypes. Cela définit une implémentation type du télescope et de l'instrument. Les valeurs utilisées pour cette étude sont résumées dans la Table 2.2.

Télescope	
Diamètre M1	120 cm
Diamètre M2	11% M1
Transmission télescope	0,773
Instrument	
Énergie encerclée	EE80=0,57"
Couverture spectrale grisms	NIR=[1,25-1,85] μm
Dispersion	13,4 $\text{\AA}/\text{pix}$
Transmission optique instrument	0,55 @ $\lambda = 1,1 \mu\text{m}$ / 0,45 @ $\lambda = 1,7 \mu\text{m}$
Détecteurs	
Courant d'obscurité	0,07 $e^-/\text{s}/\text{pix}$
Bruit de lecture	6 e^-
Efficacité quantique	0,7
Taille pixel	18 μm / 0,3"
Relevé	
Temps d'exposition	560 s
Nombre d'expositions	4

TABLE 2.2 : Implémentation de l'optique de l'instrument NISP en mode spectrométrie lors d'un cycle d'observation à partir des spécifications définies précédemment.

Les profils de transmission du télescope et de l'instrument sont représentés en Figure 2.5, celle du télescope (en vert) est supposée constante avec la longueur d'onde à $T_{\text{tèle}} = 0,773$, de même pour l'efficacité quantique du détecteur avec $\eta = 0,7$. Le profil de transmission de l'instrument (en rouge) comprend les optiques de l'instrument (décrites en Annexe A) ainsi que le profil des grisms.

2.3.3 Évaluation des bruits

2.3.3.1 Le fond de ciel

Le fond de ciel dans le champ d'observation, F_{zod} , est ce qu'on appelle le fond zodiacal [Aldering (2002)]. Il sera lui aussi dispersé, du fait de l'observation en

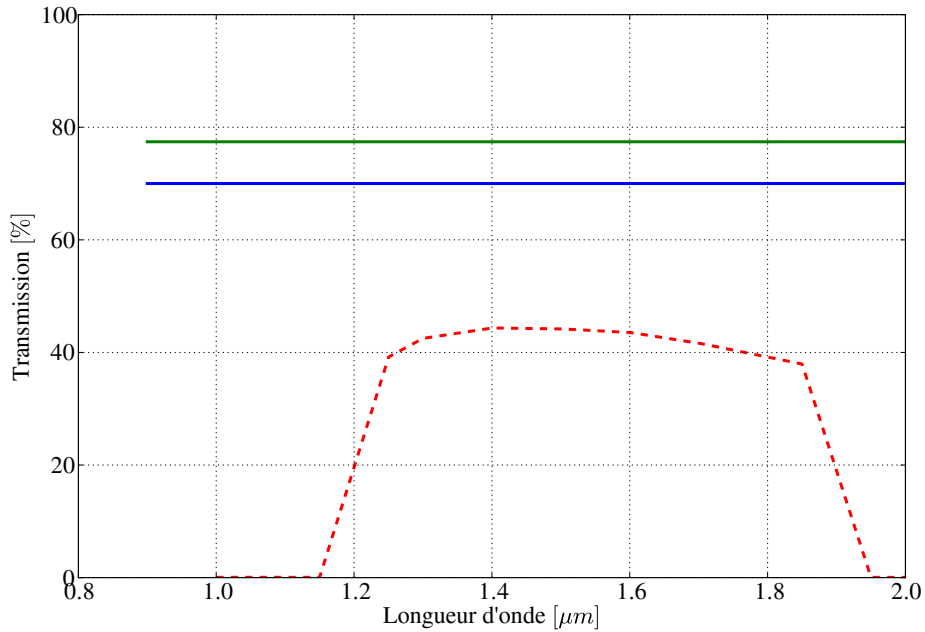


FIGURE 2.5 : *Profils de transmission utilisés en fonction de la longueur d'onde. En vert la transmission du télescope, en bleu l'efficacité quantique du détecteur et en rouge la transmission total avec instrument.*

spectrométrie sans fente, et toutes les longueurs d'ondes associées sont intégrées sur les pixels. Pour simplifier les calculs, on suppose dans notre cas que le fond zodiacal est uniforme en arrivant sur le détecteur. Comme le spectrographe fonctionne en mode sans fente, chaque pixel reçoit alors le flux zodiacal intégré sur la gamme de longueur d'onde de l'instrument. En utilisant la formule tirée de [Aldering \(2002\)](#) on peut obtenir une première approximation du flux zodiacal en fonction de la longueur d'onde :

$$\log_{10}(f(\lambda)) = -17,755 - 0,730 \times (\lambda - 0,61) \quad (2.14)$$

avec le flux $f(\lambda)$ en $\text{erg}/\text{cm}^2/\text{s}/\text{\AA}$, et un domaine de validité de cette équation de $0,61 < \lambda < 2,20 \mu\text{m}$

On peut ainsi calculer la contribution du flux zodiacal F_{zod} en $e^-/\text{s}/\text{pix}$, en supposant que le profil de transmission du télescope et l'efficacité quantique en fonction de la longueur d'onde sont constants :

$$F_{zod} = T_{telé} \times S_{pixel} \times \eta \times \int_{1,25\mu\text{m}}^{1,85\mu\text{m}} T_{NISP}(\lambda) \cdot \frac{\lambda}{\hbar \cdot c} \cdot f(\lambda) d\lambda \quad (2.15)$$

2.3.3.2 Évaluation du bruit instrumental

Le bruit instrumental possède deux composantes principales :

- F_{NISP} représente une estimation de différentes contributions de bruit de l'instrument NISP (diffusion, contamination, bruit thermique...). En première approximation, on utilise un budget de bruit fixé à 10% du fond de ciel :

$$F_{t\acute{e}l\acute{e}} = 0,1 \times F_{zod}/T_{t\acute{e}l\acute{e}} \quad (2.16)$$

- $F_{t\acute{e}l\acute{e}}$ est une estimation du bruit attendu venant du télescope (diffusion, contamination, bruit thermique...). On estime, en 1^{re} approximation cette contribution avec un budget de 10% du fond de ciel :

$$F_{t\acute{e}l\acute{e}} = 0,1 \times F_{zod} \quad (2.17)$$

La Figure 2.6 résume ces diverses contributions au bruit total dans le cas d'une observation au pôle nord de l'écliptique (hypothèse de la formule d'Aldering). En haut sont représentées les contributions de bruit en $e^-/s/pix$ et en bas le flux intégré sur une exposition de 560 secondes. Le bruit zodiacal F_{zod} , intégré sur la gamme de longueur d'onde des grisms "rouges" (de 1,25 à 1,85 μm) est de l'ordre de 0,67 $e^-/s/pix$ alors que la composante du bruit instrumental ($F_{NISP} + F_{t\acute{e}l\acute{e}}$) est de 0,17 $e^-/s/pix$. Le courant d'obscurité étant lui fixé à 0,07 $e^-/s/pix$, ce qui donne en contribution total du bruit $\approx 0,9 e^-/s/pix$ (en se basant sur 2.7, sans compter le bruit de photons du signal et la taille de la fenêtre d'extraction). Le signal et les différentes contributions, intégré sur le temps d'exposition de 560 secondes en mode spectrométrie est illustré en bas, où l'on voit qu'on est dans un régime où les différentes composantes de bruits sont légèrement supérieures à la fluctuation de Poisson du signal attendu pendant une exposition.

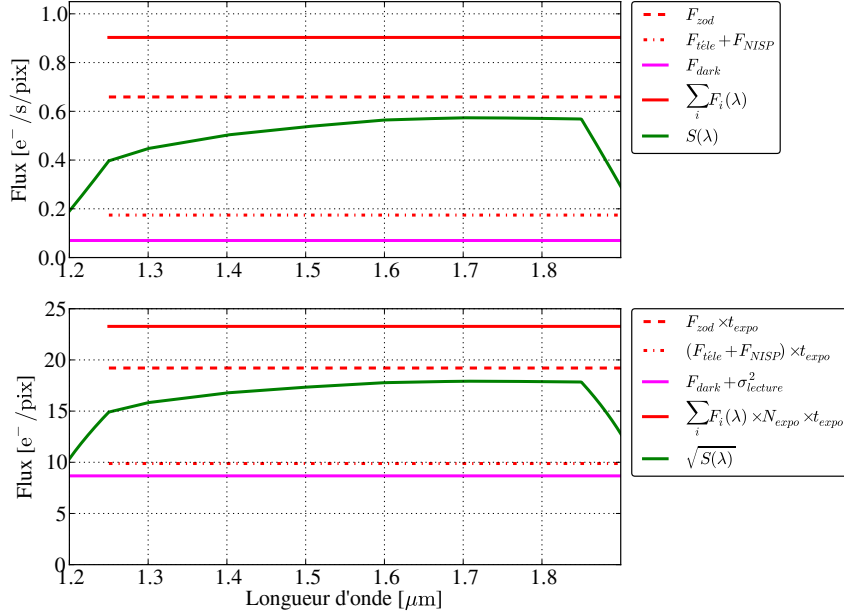


FIGURE 2.6 : Estimation des bruits impactant la mesure de la raie $H\alpha$. F_{zod} ayant été obtenu avec la formule de Aldering (2002). **Haut :** contributions en flux selon la longueur d'onde. **Bas :** contributions en flux intégré sur une exposition de 560 secondes (spectrométrie).

2.3.4 Étude du SNR et de la sensibilité

Durant cette thèse, un code de calcul du SNR et du flux limite de détection à été écrit et sert de référence pour l'instrument NISP. Ce type de code est souvent appelé ETC (pour Exposure Time Calculator) car il sert en général à calculer le temps de pose nécessaire pour un instrument donné. Dans notre cas, son utilisation est différente car à partir d'un flux limite requis et d'un temps d'exposition déjà fixé, on ajuste les paramètres de l'instrument et du télescope afin de déterminer si ceux-ci nous permettent d'atteindre les performances demandées en terme de SNR.

2.3.4.1 SNR et flux limite de référence

En nous servant des formules du SNR et du flux de référence (équations 2.11 et 2.13), nous pouvons tracer les courbes de référence en prenant le cas d'une source étendue de 1 arcsec de diamètre et d'un fond de ciel estimé au pôle nord de l'écliptique (le cas minimum). La fenêtre d'extraction est prise comme un cas moyen de $N_{pix} = 16$ pixels. En Figure 2.7 en bas est représentée la variation du SNR en fonction de la longueur d'onde pour un flux de 2×10^{-16} erg/cm²/s/pix. En haut, le flux limite à partir duquel il est possible de détecter une raie $H\alpha$ avec un SNR de

3,5.

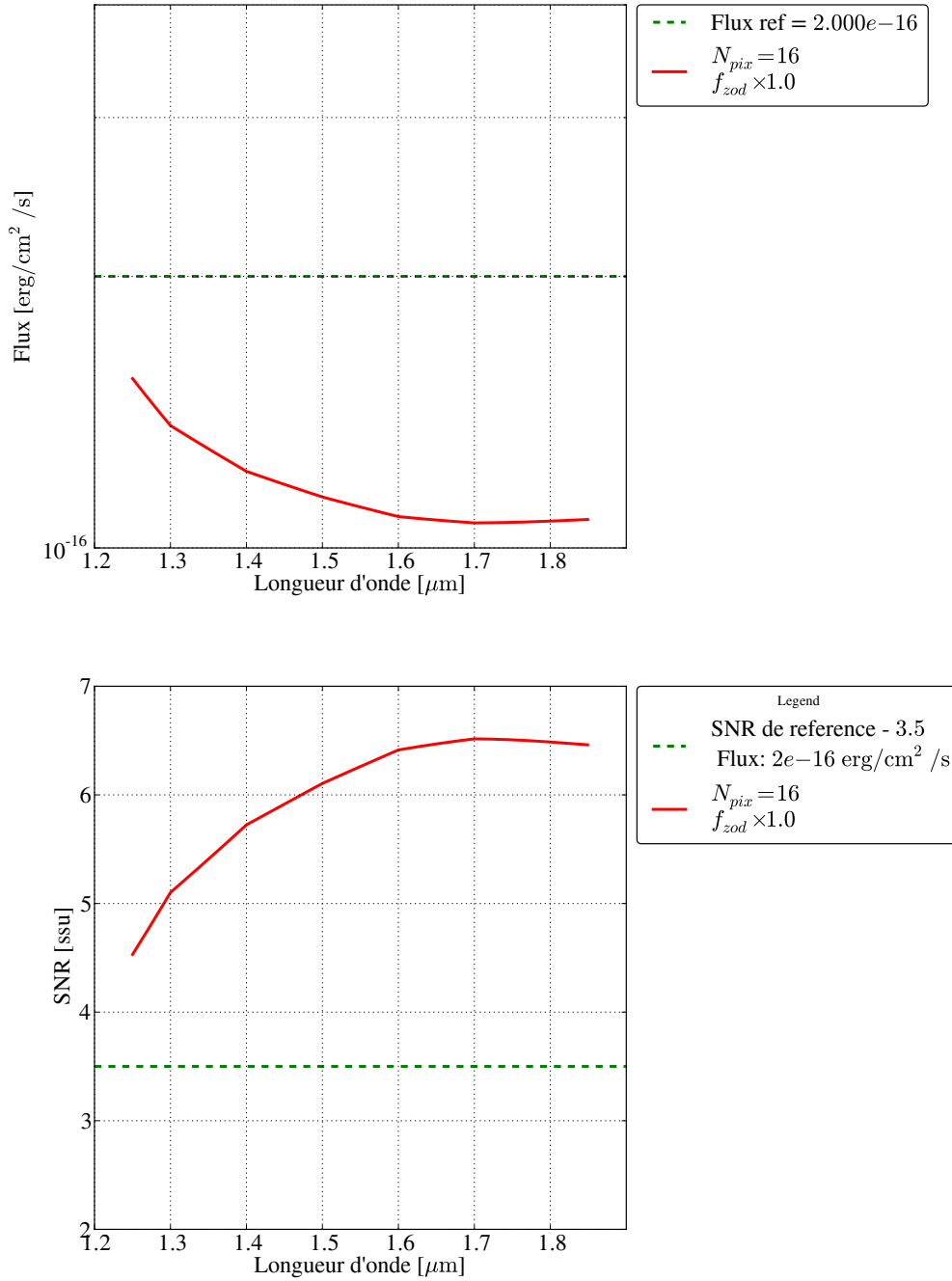


FIGURE 2.7 : *Haut* : Flux limite de référence en fonction de la longueur d'onde pour un SNR de 3,5. *Bas* : SNR en fonction de la longueur d'onde pour un flux limite de $2 \times 10^{-16} \text{ erg}/\text{cm}^2/\text{s}/\text{pix}$.

On voit que pour cette configuration, on est bien dans les spécifications (lignes vertes) pour toutes les longueurs d'onde d'observation.

2.3.4.2 Étude des conditions environnementales

Euclid est un relevé systématique des galaxies dans le champ d'observation, les conditions environnementales vont ainsi évoluer selon le pointage du télescope. Le fond de ciel, représenté en Figure 2.8, peut ainsi varier d'un facteur 2 (zones en vert) à 3 (zones en jaune) par rapport au flux zodiacal initial, calculé au pôle nord de l'écliptique (point 1). La bande rouge correspondant au plan de l'écliptique que le relevé n'observera pas.

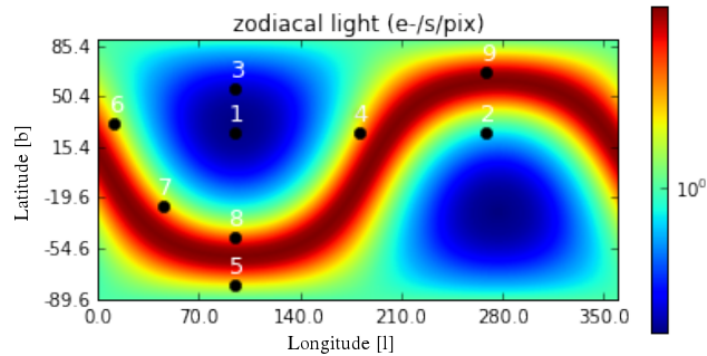


FIGURE 2.8 : Variation du fond de ciel (en $e^-/s/pix$) selon le pointage du télescope en coordonnées galactiques (l, b). Les numéros correspondant aux pointés de références : minimum en (1) $F_{zod} = 0,6 e^-/s/pix$, maximum en (9) $F_{zod} = 1,8 e^-/s/pix$

Pendant le relevé, ce fond de ciel n'est pas uniforme et on peut s'attendre à une augmentation de celui-ci. On définit ainsi les quatre cas de figure :

1. Le relevé se déroule au pôle nord de l'écliptique, F_{zod} est minimal (point 1 sur la Figure 2.8, cas de référence)
2. On se trouve dans des zones d'observations avec F_{zod} doublé (en vert, facteur $\times 2$)
3. On se trouve dans une zone proche du plan de l'écliptique, F_{zod} est maximal (en jaune, facteur $\times 3$)
4. On se trouve dans le plan de l'écliptique, la stratégie d'observation d'Euclid exclut ces zones.

Augmenter la contribution de ce bruit va augmenter le flux limite de détection de la raie $H\alpha$ si toutes les autres composantes sont fixées. La Figure 2.11 représente ces trois cas : un flux zodiacal minimal ($\times 1$) en pointillés puis moyen ($\times 2$) en trait points et le cas le plus mauvais ($\times 3$) en trait plein.

Dans le cas le plus défavorable, aux longueurs d'onde comprises entre 1,25 et 1,4 μm , on voit que l'instrument n'est plus assez sensible pour la détection de la raie $\text{H}\alpha$ et le rapport signal sur bruit descend jusqu'à 3 pour $\lambda = 1,25 \mu\text{m}$. Une conclusion est qu'il faut réajuster les performances attendues dans certaines régions du relevé afin de l'optimiser.

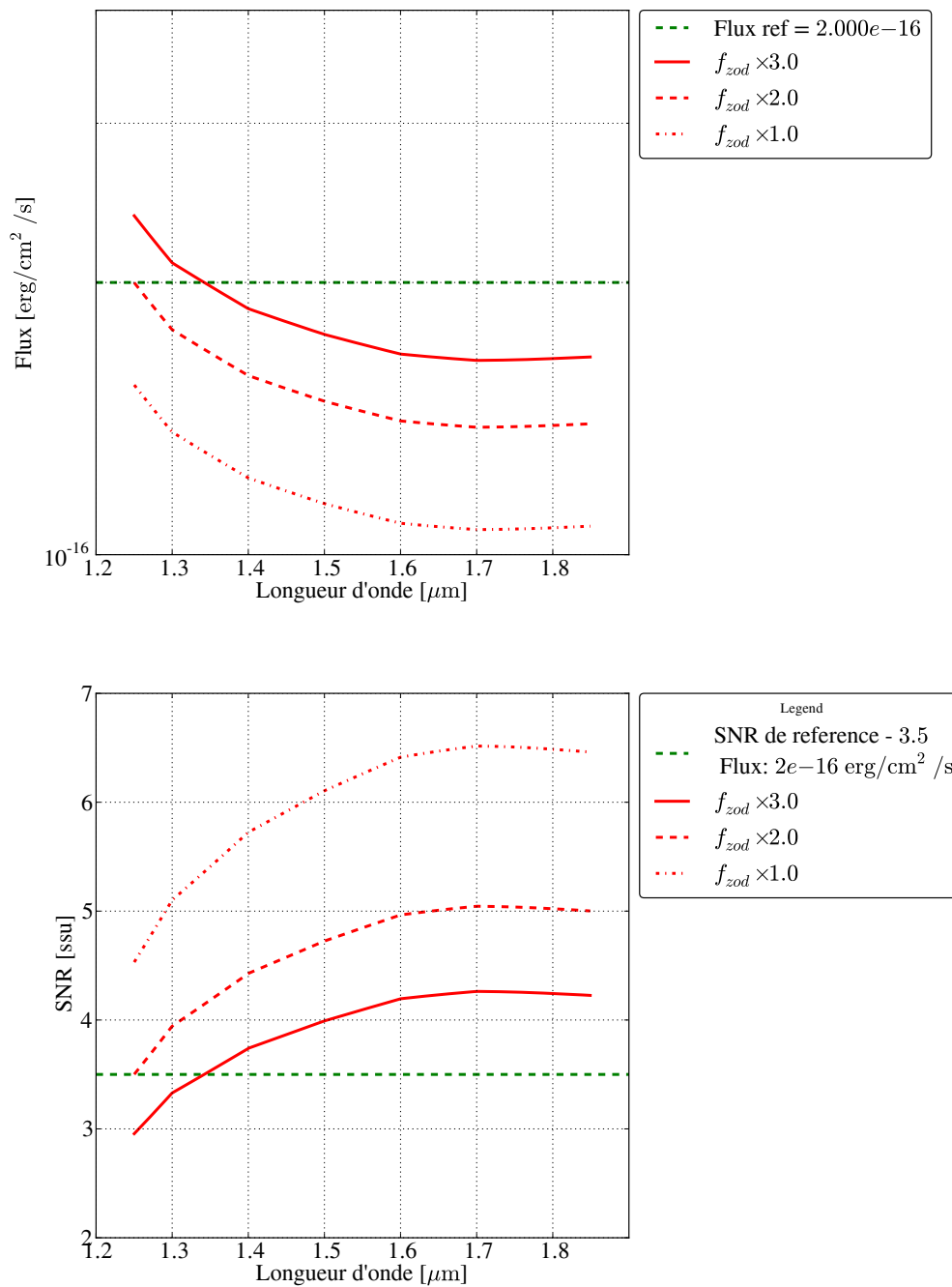


FIGURE 2.9 : **Haut** : Variation du flux limite de détection de la raie H α pour l'instrument NISP. **Bas** : SNR pour différents flux de fond de ciel en fonction de la longueur d'onde observée.

2.3.4.3 Étude de la sensibilité de la fenêtre d'extraction

Nous avons vu que le nombre de pixels sur lesquels la raie $H\alpha$ doit être extraite, la fenêtre d'extraction, varie avec la taille de la source et de l'énergie encerclée à 80%, EE80 (équation 2.8). Nous étudierons ici, pour une source de taille angulaire donnée, la variation de la fenêtre d'extraction, c'est-à-dire l'impact de la qualité optique de l'instrument NISP sur la sensibilité et le rapport signal sur bruit de l'instrument.

Nous considérons ainsi plusieurs cas de figure pour le relevé en mode spectrométrie, en fixant le diamètre angulaire de la source (D_{source}) à 1 arcsec de diamètre et en considérant plusieurs cas de diamètre de l'énergie encerclée de l'instrument et des pixels avec une résolution de 0,3 arcsec :

1. La taille de l'objet observé, D_{source} est supérieure à EE80, la raie peut-être détectée sur une zone de 3×3 pixels, c'est le cas favorable.
2. D_{source} est équivalente à EE80, on a une dégradation de la fenêtre d'extraction qui est approximée par une zone à 4×4 pixels.
3. D_{source} inférieure à EE80, la fenêtre d'extraction est encore plus dégradée, on considère alors une zone de 5×5 pixels qui est le cas le plus défavorable.

Il est à noter que pour une galaxie plus petite que 1", la fenêtre d'extraction serait plus petite et la sensibilité à EE80 serait plus grande. Le cas présenté ici permet juste d'illustrer la sensibilité attendue pour des cas plus défavorables.

La Figure 2.10 illustre la variation de la sensibilité du flux (en haut) et la variation du SNR (en bas) en fonction de la longueur d'onde pour plusieurs cas de EE80. Plus N_{pix} est grand et plus le SNR diminue. Les trois cas présentés sont avec une source dispersée sur 9 pixels (en pointillés), qui est le cas le plus favorable où on détecte toujours la raie $H\alpha$ à un SNR de 3,5. Dans le cas où le nombre de pixels est porté à 16 (en trait points), on voit qu'il n'est plus possible d'avoir de marges à 1,25 μm . Dans le cas défavorable avec 25 pixels (en trait plein), aux longueurs d'onde comprises entre 1,25 et 1,4 μm , on voit que l'instrument n'est plus assez sensible pour la détection de la raie $H\alpha$ en mode spectrométrie et le rapport signal sur bruit descend alors jusqu'à 2,8 pour $\lambda = 1,25 \mu\text{m}$.

Cela montre une dépendance des performances de l'instrument par rapport à la taille de la galaxie observée et surtout à la qualité optique de l'instrument NISP, qui est l'unique paramètre qu'on peut changer. L'impact de la qualité optique du NISP va ainsi imposer de contraindre EE80 pour ne pas dégrader la détection de la raie $H\alpha$.

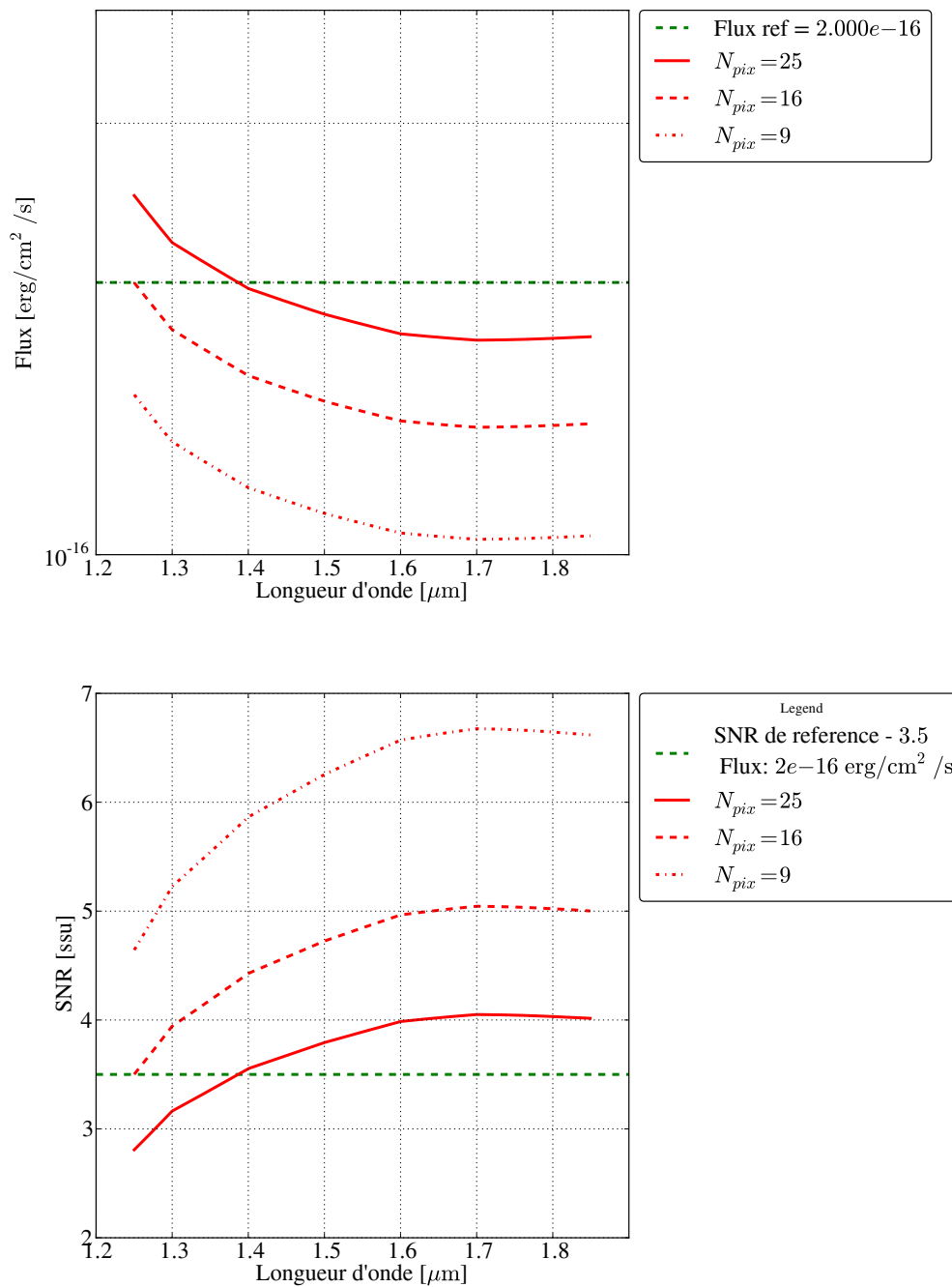


FIGURE 2.10 : Variation de la sensibilité du NISP (en haut) et du SNR (en bas) pour différents cas de fenêtre d'extraction (9, 16 et 25 pixels) en fonction de la longueur d'onde observée.

2.3.4.4 Étude des performances des détecteurs

A partir du calcul du SNR, il est possible d'étudier uniquement les paramètres du système de détection de l'instrument. Les deux paramètres qui dépendent des détecteurs sont l'efficacité quantique, η , qui intervient dans les profils de transmission utilisés et les bruits venant du détecteur $B_{\text{détecteur}}$. On définit en première approximation le bruit total du détecteur comme étant :

$$B_{\text{détecteur}}[e^-] = \sqrt{N_{\text{expo}} \times t_{\text{expo}} \times F_{\text{dark}}[e^-/\text{s}] + \sigma_{\text{lecture}}^2} \quad (2.18)$$

Pour cette étude on va faire varier l'efficacité quantique entre 0,5 et 1 et ajuster le bruit total pour atteindre le SNR de 3,5 demandé. On s'intéresse à une longueur d'onde de $1,25 \mu\text{m}$, qui est le cas le plus défavorable en terme de flux limite. On prend le cas moyen où la fenêtre d'extraction est sur 4×4 pixels et un fond de ciel deux fois celui dérivé de la formule d'Aldering. On trace ensuite la variation du flux limite en fonction de ces deux quantités, ce qui est représenté en Figure 2.11. La ligne en pointillés bleus représente l'isocontour à $2 \times 10^{-16} \text{ erg/cm}^2/\text{s}$ qui indique la limite à partir de laquelle le rapport signal sur bruit est suffisant pour pouvoir détecter la raie $\text{H}\alpha$ (d'équation $B_{\text{détecteur}} = 63,2 \times \eta - 33,26$). Pour rester dans les performances ($0,5 < \eta < 1$ et flux minimal de $2 \times 10^{-16} \text{ erg/cm}^2/\text{s}$) il faut avoir un bruit entre 7 et $20 e^-$.

On voit que le flux limite est surtout sensible à η et moins au bruit (courbure verticale). Pour finaliser les spécifications, on a ensuite imposé que les performances des détecteurs doivent être valables pour plus de 95% des pixels après cinq ans de mission. De ce fait, on a élargi la fenêtre d'opérabilité pour 95% des pixels des détecteurs tels que :

$$\boxed{\begin{array}{l} \eta > 0,75 \\ B_{\text{détecteur}} < 13 e^- \end{array}} \quad (2.19)$$

La même étude pour les modes photométriques de l'instrument NISP, donne les valeurs suivantes :

$$\boxed{\begin{array}{l} \eta > 0,75 \\ B_{\text{détecteur}} < 9 e^- \end{array}} \quad (2.20)$$

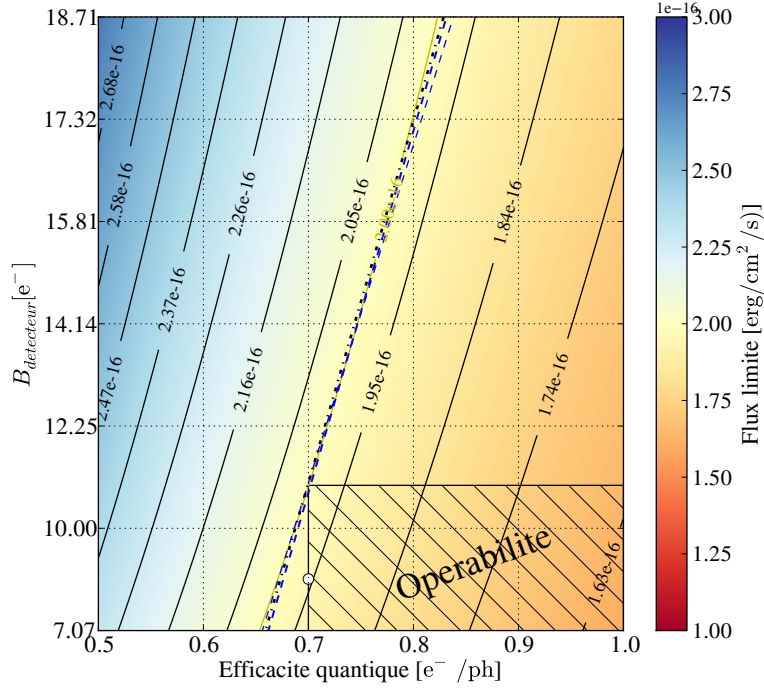


FIGURE 2.11 : Sensibilité de l'instrument à $1,25 \mu\text{m}$ en fonction de l'efficacité quantique et du bruit total pour un flux zodiacal médian et $N_{\text{pix}} = 16$.

2.4 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons montré comment les spécifications instrumentales sont dérivées pour remplir les objectifs scientifiques de l'instrument NISP dans le mode d'observation spectrométrique. Au travers d'une étude du rapport signal sur bruit en mode spectrométrique, nous avons vu que les performances attendues dépendent de trois aspects : le télescope, l'instrument et le relevé. A partir d'une configuration donnée du télescope et de l'instrument nous avons vérifié que la sensibilité de l'instrument pour l'observation de la raie $\text{H}\alpha$ est bien supérieure au flux limite de $2 \times 10^{-16} \text{ erg/cm}^2/\text{s}$ et que le rapport signal sur bruit pour la détection de cette raie est supérieur à 3,5. Il est ressorti de cette étude que les conditions d'observation induisent de fortes contraintes instrumentales et d'observations :

- Le flux zodiacal est une source de bruit non négligeable. Dans le cas le plus défavorable d'un pointage du télescope proche du plan de l'écliptique, le flux zodiacal augmente d'un facteur trois et ne permet pas d'atteindre les performances requises aux longueurs d'onde inférieures à $1,4 \mu\text{m}$ avec un SNR qui descend jusqu'à 3.

- Les observations doivent optimiser le nombre de pixels sur lequel est imagé la raie H α des sources pour rester dans les performances énoncées, ce qui impose des contraintes sur la qualité optique de l'énergie encerclée de l'instrument (liée à la fonction d'étalement de points)

Nous avons aussi étudié comment évaluer les performances demandées aux détecteurs infrarouges en efficacité quantique et en bruit détecteur. Nous avons dérivé des critères de sélection pour les détecteurs avec $\eta > 0,75$ et $B_{détecteur} < 13 e^-$ en mode spectrométrique et $\eta > 0,75$ et $B_{détecteur} < 9 e^-$ en mode photométrique pour 95% des pixels du plan focal.

Cette étude utilisant le SNR est une simplification du modèle instrument qui utilise des critères moyens. Cela permet d'évaluer les performances de façon rapide et analytique à partir d'un modèle d'instrument, et de contrôler les budgets d'erreurs au niveau des sous-systèmes. Des outils plus performants permettent de faire des simulations pixels (TIPS [Zoubian et al. (2014)]) et de remonter aux performances scientifiques (mais plus coûteuses en temps de calcul). Une application des formules de l'ETC présentées ici permet de fournir un outil en plus de la simulation pixel qui permet d'évaluer rapidement les performances du relevé (détaillé en Annexe B).

Deuxième partie

Détecteurs infrarouges pour
Euclid

Les détecteurs infrarouges pour Euclid

Contents

3.1	Principes de détection proche-infrarouge	59
3.1.1	Principe de fonctionnement des photodétecteurs	60
3.1.2	Les détecteurs pixélisés	67
3.2	Les détecteurs de l'instrument NISP	69
3.2.1	Le choix des H2RG pour le NISP	69
3.2.2	La matrice de détection : Sensor Chip Assembly (SCA)	71
3.2.3	L'électronique de lecture : Sensor Chip Electronics (SCE)	72
3.2.4	La chaîne de détection : Silicon Chip Sensor (SCS)	73
3.2.5	Les modes de lecture des détecteurs H2RG	73
3.2.6	La correction de mode commun	79
3.3	Propriétés intrinsèques des détecteurs	82
3.3.1	Bruit total	82
3.3.2	Gain	82
3.3.3	Non-linéarité	83
3.3.4	Capacité inter pixel (IPC)	83
3.3.5	Capacité de puit	84
3.3.6	Persistance	84
3.4	Conclusions	84

Pour permettre les mesures dans l'infrarouge avec l'instrument NISP, des détecteurs respectant les performances nécessaires en bruit et en efficacité quantique doivent être utilisés. Nous allons aborder ici les méthodes de détection infrarouge et plus particulièrement les détecteurs à semi-conducteurs. Nous décrirons plus en détails les détecteurs H2RG sélectionnés pour la mission Euclid, produits par Teledyne, qui offrent la maturité et les performances nécessaires au succès des objectifs scientifiques de l'instrument. Nous finirons ce chapitre par une description des différents effets propres à la physique des détecteurs H2RG qu'il est nécessaire de mesurer

3.1 Principes de détection proche-infrarouge

Nous allons ici décrire les méthodes de détection en général, qui sont utilisées pour la détection de photons infrarouges en abordant plus en détail la technologie

des détecteurs à semi-conducteurs. Une chaîne de détection infrarouge convertit des photons infrarouges incidents en signal analogique puis en signal numérique afin de pouvoir enregistrer et traiter les données ainsi obtenues dont l'amplitude est proportionnelle au flux incident. Pour convertir un flux de photons infrarouges en un signal électrique, on peut utiliser deux types de détecteurs :

- Les thermodétecteurs, qui détectent un signal par la variation d'une de leurs propriétés électriques (variation de courant pour des thermocouples, ou de résistance électrique pour des bolomètres) causée par la variation de température engendrée par l'absorption de photons infrarouges.
- Les photodétecteurs, qui détectent un signal par absorption du photon infrarouge et photogénération de porteurs de charges (par effet photoélectrique). Parmi ces détecteurs semi-conducteurs se trouvent les photodiodes PN en Tellurure de Mercure-Cadmium (HgCdTe), le type de technologie utilisée pour les détecteurs infrarouges de la mission Euclid.

3.1.1 Principe de fonctionnement des photodétecteurs

Dans cette partie, nous aborderons le principe de détection des photodétecteurs semi-conducteurs qui permettent la conversion d'un flux de photons infrarouges en charges électriques dans un cristal semi-conducteur. D'abord nous étudierons le concept d'un détecteur unitaire et on expliquera ensuite le procédé utilisé permettant d'obtenir une image en deux dimensions. Puis, l'électronique nécessaire à la lecture de ce signal sera décrite. Enfin, l'application de cette technologie pour la création d'une matrice de millions de pixels sera exposée.

3.1.1.1 Synoptique de la chaîne de détection

Dans les systèmes de détection actuels, basés sur des semi-conducteurs, la conversion d'un flux de photons en un signal numérique suit le diagramme fonctionnel représenté dans la Figure 3.1. Dans cette partie, nous présenterons d'abord la méthode de conversion des photons en porteurs de charges ; ensuite, nous aborderons la technique utilisée pour la collection des charges générées.

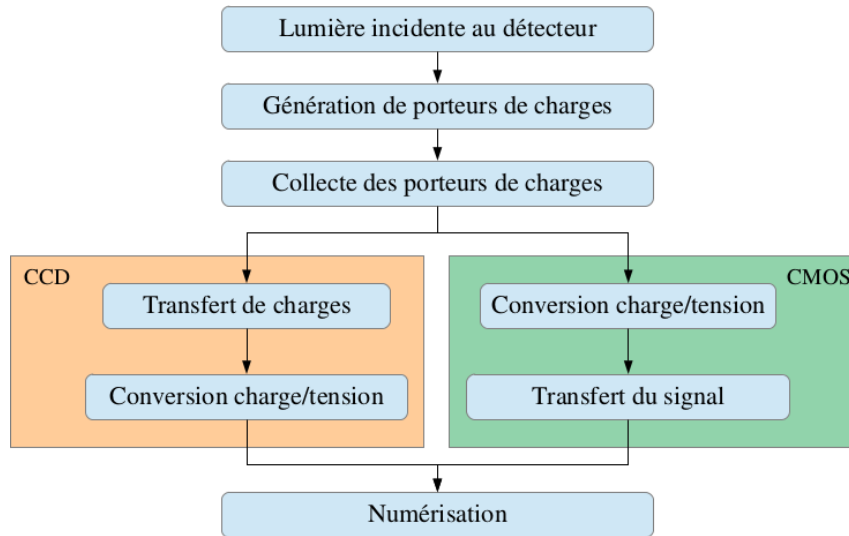


FIGURE 3.1 : *Diagramme fonctionnel d'un système de détection (Beletic and Loose (2009)).*

3.1.1.2 Génération de porteurs de charges

Dans le cas d'un cristal semi-conducteur, les électrons de la bande de valence des atomes constituant le cristal restent liés à leurs noyaux respectifs. Mais un photon possédant une énergie suffisante peut libérer un électron du champ électrique du noyau, lui permettant ainsi de se déplacer dans le cristal, on dit qu'il y a création d'une paire électron-trou.

Bande interdite et énergie des photons

Un électron peut passer de la bande de valence (liée à l'atome) à la bande de conduction (liée au cristal) si on lui fournit au moins assez d'énergie pour qu'il franchisse la bande interdite séparant ces deux bandes (voir Figure 3.2). Il faut donc fournir un quantum d'énergie $h\nu$ tel que :

$$h\nu = \frac{hc}{\lambda} > \varepsilon_g \quad (3.1)$$

Avec ε_g la bande interdite en eV, h la constante de Planck ($6,63 \times 10^{-34}$ J.s), λ la longueur d'onde du photon en mètres et c ($3,0 \times 10^8$ m/s) la vitesse de la lumière.

C'est ce minimum d'énergie qui permet de définir l'énergie minimale de photons détectables, et donc de définir ce qu'on appelle la longueur d'onde de coupure $\lambda_c = \frac{hc}{\varepsilon_g}$. L'intérêt de l'utilisation d'un cristal semi-conducteur est qu'il existe une gamme variée de cristaux sensibles à une large gamme de longueur d'ondes. Quelques exemples sont répertoriés dans la Table 3.1.

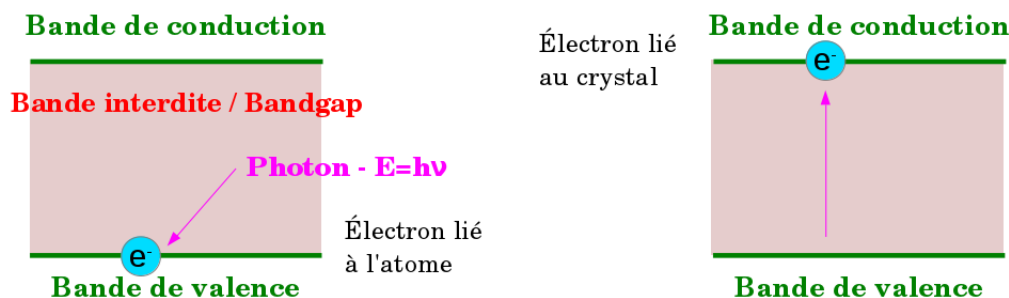


FIGURE 3.2 : Passage d'un électron de la couche de valence d'un atome à la couche de conduction du cristal.

Matériau	Symbole	ε_g [eV]	λ_c [μm]
Silicium	Si	1,12	1,1
Indium-Gallium-Arsenic	InGaAs*	0,73-0,48	1,68-2,6
Mercure-Cadmium-Tellure	HgCdTe [†]	1,00-0,07	1,24-18
Indium Antimonide	InSb	0,23	5,5
Silicium dopé Arsenic	Si : As [‡]	0,05	25

TABLE 3.1 : Table répertoriant l'énergie à fournir pour passer la bande interdite et la longueur d'onde de coupure associée (d'après *Beletic and Loose (2009)*)

L'épaisseur du cristal quant à elle va déterminer la probabilité d'interaction d'un photon avec celui-ci, c'est ce qu'on appelle l'efficacité quantique. Plus le cristal est épais, plus la probabilité d'interaction sera élevée. Mais l'augmentation de l'épaisseur du cristal s'accompagne aussi d'un accroissement de la sensibilité aux rayonnements ionisants qui peuvent déposer assez d'énergie le long de leur trajectoire à travers le cristal pour faire passer plusieurs électrons dans la bande de conduction. Le choix de l'épaisseur du cristal résulte donc d'un compromis entre ces deux effets.

3.1.1.3 La collecte de porteurs de charges

Après avoir converti le flux de photons incidents en un nombre de porteurs de charges, il faut pouvoir collecter sur un nœud capacitif la quantité de charges créée dans le matériau. C'est ce qu'on appelle la collection des charges photo-générées.

En l'absence de champ électrique, les électrons et les trous créés dans le cristal vont se recombiner. Par contre, si l'on crée un champ électrique aux bornes du cristal, formant ainsi un condensateur plan (voir Figure 3.3), on pourra mettre ces porteurs en mouvement et créer ainsi un signal électrique.

*. La largeur de la bande interdite dépend des proportions entre les différentes composantes
[†]. Même remarque [‡]. Le signe " :" sépare le matériau de base du "dopant", c'est donc un cristal de silicium dopé par l'ajout d'atomes d'arsenic.

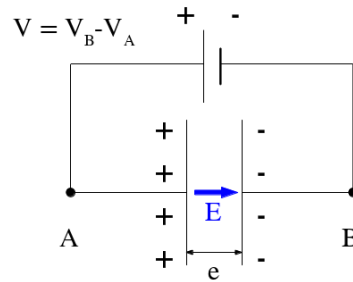


FIGURE 3.3 : Illustration d'un condensateur plan aux bornes duquel est appliquée une tension V .

Le principe est d'appliquer une différence de potentiel V aux bornes de ce condensateur, créant ainsi un champ électrique uniforme dans le volume et d'intensité $E = \frac{V}{e}$ ou e est l'épaisseur du cristal. Lors de la création de porteurs de charge (q), ce champ électrique sépare les porteurs et les met en mouvement vers les électrodes (selon leur type) créant ainsi une variation du potentiel dans le condensateur.

Lorsque tous les porteurs ont été collectés, la variation de potentiel aux bornes du condensateur est $V = \frac{q}{C}$, avec q la totalité des charges collectées et C la capacité du condensateur.

En général, pour un semi-conducteur, la résistivité du cristal est très faible et l'application d'un champ électrique provoque un courant plusieurs ordres de grandeurs plus grand que celui que l'on veut détecter. Pour augmenter la résistivité du semi-conducteur, on utilise alors une **jonction PN** [Ohl (1946)].

Le principe de jonction PN résulte de la mise en contact de deux cristaux du même type mais présentant des excès d'électrons (matériau qu'on qualifie de dopé négativement - N) ou d'emplacements vides dans la bande de valence, qu'on appelle alors des trous (matériau qu'on qualifie de dopé positivement - P).

Si l'on prend l'exemple d'un cristal de Silicium qui possède 4 électrons de valence (groupe IV du tableau périodique des éléments) on constitue une partie P en substituant des atomes de Si dans le cristal par des atomes de Bore (Br) qui n'en possèdent que 3 ce qui laisse des "trous" excédentaires dans le cristal. A l'inverse, pour faire un cristal de Silicium dopé N, on substitue des atomes de Si par des atomes de Phosphore (P) possédant 5 électrons de valence, ce qui laisse des électrons excédentaires dans le réseau cristallin. Ce procédé s'appelle le **dopage**. Notons que les cristaux dopés N ou P sont électriquement neutres.

Pris séparément, des semi-conducteurs dopés P ou N sont conducteurs. Mais, dès lors que deux semi-conducteurs respectivement dopés P et N entrent en contact, il se crée ce que l'on appelle une **zone de déplétion** ou **Zone de Charge d'Espace - ZCE** (voir Figure 3.4, en haut qui représente les régions déplétées et non déplétées par le contact entre deux semi-conducteurs P et N avec un même nombre de porteurs de charges en excès -d'où la symétrie-) par diffusion spontanée des électrons et des trous de part et d'autre de la jonction PN, les trous migrant de la partie P vers

la partie N et inversement. Il apparaît alors un champ électrique aux bornes de la jonction. Ce champ s'oppose à tout mouvement supplémentaire des porteurs, il agit comme une barrière de potentiel qui augmente la résistivité, on crée alors une photodiode.

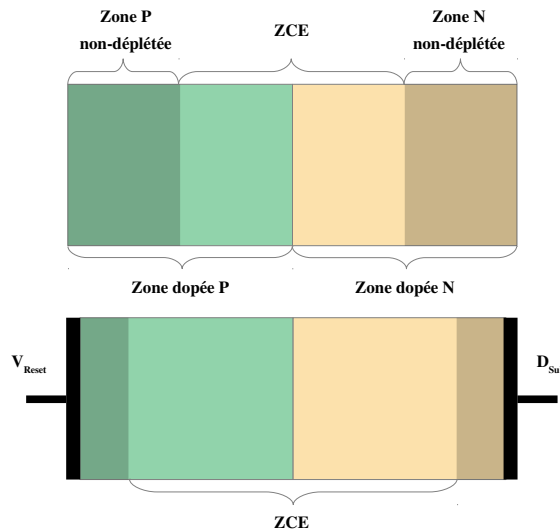


FIGURE 3.4 : Schéma de la variation de la ZCE selon la polarisation aux bornes de la jonction PN, dans le cas de deux cristaux dopés P et N avec la même concentration de porteurs vacants.

La Figure 3.5 représente l'évolution de la quantité de charges (en haut), du champ électrique (milieu) et de la tension aux bornes de la jonction P-N (en bas). Pour une jonction au repos, le contact entre les deux semi-conducteurs entraîne la diffusion de charges de part et d'autres de la jonction et la création d'une ZCE. Lorsqu'on porte la partie P de la jonction à un potentiel négatif par rapport à la partie N, on parle alors de polarisation inverse (avec un potentiel D_{sub} pour la partie P et V_{reset} pour la partie N). On observe dans ce cas un agrandissement de la ZCE, représenté dans la Figure 3.4 en bas, qui permet ainsi d'avoir plus de porteurs de charges disponibles pour la détection. Si la tension est suffisante on crée ainsi un champ électrique dans toute l'épaisseur du semi-conducteur, on dit que la jonction est complètement déplétée.

Un photon incident peut interagir dans différentes parties de la jonction P-N :

- S'il interagit en dehors de la ZCE (zone non-déplétée), comme la couche de conduction est pleine à ces endroits, les charges créées se recombinent et ne crée donc pas de signal
- Si ce photon interagit avec la jonction dans la ZCE, et qu'il possède une

énergie supérieure à la bande interdite, il est possible pour un électron dans la bande de valence de passer dans la bande de conduction du cristal, créant ainsi une paire électron-trou, ces deux porteurs de charges, sous l'influence du champ électrique présent dans la jonction vont ensuite voyager vers leurs zones de non-déplétion respectives. Comme dans le cas ohmique précédant, cette migration des charges induit une variation de potentiel aux bornes de la jonction P-N (Figure 3.5, à droite), qui est le signal électrique qu'on va chercher à mesurer.

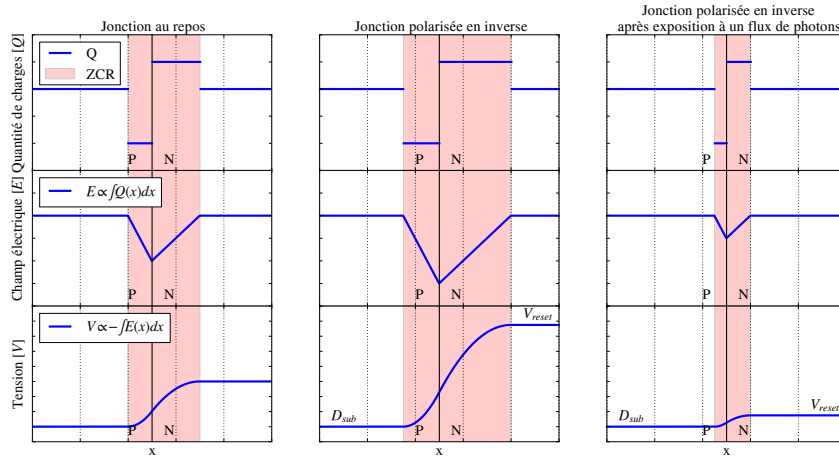


FIGURE 3.5 : Représentation du nombre de charges, du champ électrique et de la tension au sein de la jonction PN (de haut en bas) pour plusieurs régimes de fonctionnement : non polarisée, polarisée en inverse, polarisée en inverse avec signal.

Pour convertir un flux de photons en une quantité de porteurs de charges, on met tout d'abord une tension connue aux bornes de la jonction ($D_{sub} - V_{reset}$) et on mesure la variation du potentiel d'un des côtés de la jonction au cours du temps (dans notre cas, l'évolution du potentiel à partir de V_{reset}). Dans notre cas, cela veut dire qu'on mesure le nombre de trous intégrés depuis le début de l'acquisition. Avec l'arrivée de photons dans la ZCE, les porteurs de charge accumulés dans la zone de non-déplétion vont diminuer la tension aux bornes de la jonction. Si à un temps t le potentiel mesuré à une borne de la jonction est de V_{reset} , au temps $t + 1$ il vaudra :

$$V_{t+1} = V_{reset} - N_{porteurs} \cdot \frac{1}{C} \quad (3.2)$$

Avec $N_{porteurs}$ le nombre de paires électrons-trous générées par l'arrivée de photons dans le cristal de HgCdTe et C la capacité de la jonction. L'évolution de la tension V_t est tracée en Figure 3.6. La quantité $1/C$ s'appelle aussi le gain transimpédance dans la jonction que l'on nommera plus tard G_{SCA} .

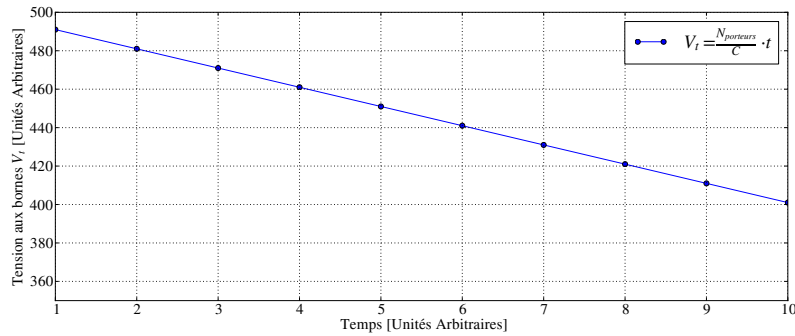


FIGURE 3.6 : Représentation de l'évolution du signal mesuré à une borne de la jonction P-N en fonction du temps avec arrivée d'un flux de photons constant.

Notons que si l'on reçoit plus de photons que de porteurs de charges disponibles dans la ZCE, on assiste alors au phénomène de **saturation de la jonction P-N** due au nombre fini de porteurs de charges disponibles dans la zone de déplétion.

Pour revenir au niveau de déplétion initial de la jonction P-N, il suffit de vider les charges photo-générées en ré-appliquant la tension $D_{sub} - V_{reset}$ initiale, c'est ce qu'on appelle un "reset", on retourne ainsi sur l'état initial de la jonction polarisée en inverse (Figure 3.5, au milieu).

C'est ce qu'on appelle un **détecteur à intégration**.

3.1.1.4 Conversion du signal analogique en signal numérique

Maintenant que le signal de photons incidents intégrés à été convertit en un signal électrique (variation de tension aux bornes de la jonction P-N) il faut ensuite pouvoir le convertir en un signal numérique. Cette variation de tension, très faible (de l'ordre du μV), doit tout d'abord être amplifiée puis numérisée afin de pouvoir être traitée par un ordinateur. Cette conversion signal analogique/numérique est effectuée par un Convertisseur Analogique Numérique - CAN*. Le CAN possède une dynamique d'entrée (la tension qu'on lui fournit de 0 à V_{max}) ainsi qu'une dynamique de sortie (le nombre de bits sur lesquels la valeur numérisée va être codée). Le signal en sortie est généralement exprimé en *ADU* (Analogic to Digital Unit).

$$S_{ADU} = S_{volts} \cdot R_{CAN} \quad (3.3)$$

Où S_{volts} est la tension mesurée, S_{ADU} la valeur de la tension numérisée. Cette conversion implique une quantification du signal d'entrée et introduit donc une erreur dépendant de sa propre résolution théorique R_{CAN} :

$$R_{CAN} = \frac{V_{range}}{2^M} \quad (3.4)$$

*. ou Analog to Digital Converter en anglais.

où V_{range} est la dynamique d'entrée du CAN et M la résolution en bits. En pratique le choix de la résolution du CAN est généralement imposé par le bruit du signal d'entrée. Par exemple, un CAN 0-5V qui code sur 16 bits va convertir une tension d'entrée de 0 V en 0 ADU et une tension de 5V en 65535 ADU (2^{16}), la résolution de ce CAN est de : $R_{CAN} = \frac{5}{2^{16}} \approx 76,3 \mu\text{V}/\text{ADU}$.

il est inutile de prendre un CAN avec une telle résolution si le bruit du signal à numériser est bien supérieur à $76,3 \mu\text{V}$.

Il existe aussi plusieurs limitations à l'utilisation d'un CAN dans un circuit électronique :

Limites du CAN : lorsque la tension en entrée est trop basse, ou trop haute, on atteint les limites du CAN (respectivement 0 ou 2^M)

Non-linéarité : la réponse des CAN du SCE pour la gamme de tensions mesurables n'est pas toujours linéaire [Waczynski (2015)], spécialement aux extrémités de la gamme. Il est donc préférable de ne pas l'utiliser dans ces conditions.

Nous avons ainsi décrit l'ensemble de la chaîne de détection, en partant de la photo-génération de porteurs à l'aide d'un semi-conducteur exposé à un flux de photons incidents. La mesure continue de la tension est ensuite amplifiée et numérisée, permettant ensuite de pouvoir traiter ce signal par un ordinateur.

3.1.2 Les détecteurs pixélisés

Nous venons de voir le principe d'un détecteur IR "unitaire", qui est une photodiode. Si l'on veut maintenant obtenir une image, il va falloir associer des milliers de ces photodiodes. Afin d'obtenir la distribution spatiale du flux de photons incidents, le détecteur est subdivisé électriquement en une matrice 2D de pixels* (Voir Figure 3.7). C'est ce qui est fait couramment dans le domaine visible avec des capteurs de type CCD ou CMOS.

Les détecteurs CMOS remplacent progressivement les CCD dans les applications grand public de photographie numérique [Fossum (1997)]. Comme les CCDs, les capteurs CMOS se présentent sous forme de matrice de pixels de petite taille (de quelques μm de côté) qui vont permettre d'échantillonner une scène. Une différence majeure par rapport au CCD vient du fait que chaque pixel contient une photodiode (qui sert à la conversion photon-charge et au stockage des charges) et un amplificateur qui va permettre de convertir les charges en tension dans le pixel lui-même. Chaque pixel peut ainsi être lu de manière indépendante sans faire de transfert de charges entre pixels comme dans les CCD. Le temps de lecture est ainsi fortement réduit et la lecture est non-destructive. Il est ainsi possible de faire plusieurs mesures successives et de moyenner le résultat afin de réduire le bruit.

Une matrice de pixels CMOS visible se présente ainsi comme une matrice de photodiodes en Si associées à des systèmes d'amplification et à un "aiguilleur" ligne et colonne qui va permettre de sélectionner le signal du pixel que l'on veut aiguiller vers la sortie pour le numériser (voir Figure 3.8).

*. picture element

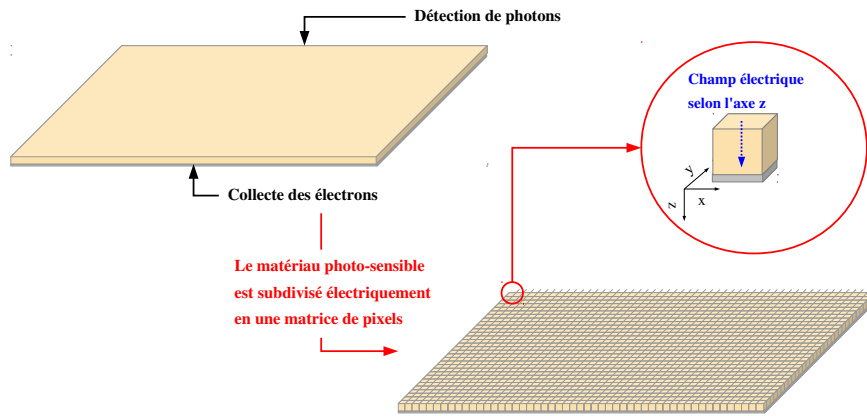


FIGURE 3.7 : Représentation de la subdivision électrique d'un semi-conducteur monolithe par l'application d'un champ électrique sur chacun des pixels.

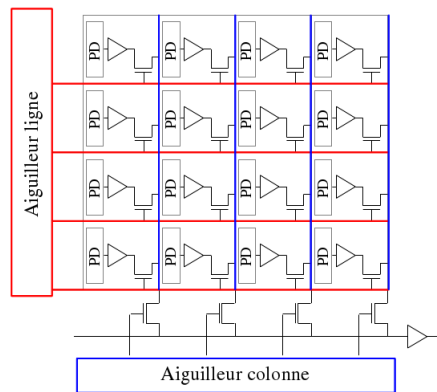


FIGURE 3.8 : Schéma de lecture ligne/colonne d'un détecteur de type CMOS

Afin de pouvoir lire les variations de tensions aux bornes de la photodiode, l'utilisation d'un amplificateur de signal dans le pixel est nécessaire pour améliorer les performances de bruit de lecture. Un détecteur avec un transistor suiveur (source follower) dans chacun des pixels s'appelle un APS (Active Pixel Sensor, Fossum (1997)), illustré en Figure 3.9. La photodiode est polarisée par l'utilisation des tensions D_{Sub} et V_{Reset} , le transistor lié au source follower (SF) permet de pouvoir assez de puissance pour transmettre le signal à travers le bus de lecture et le transistor de sélection intervient lorsque l'aiguilleur ligne/colonne sélectionne ce pixel pour la lecture. Le signal est ensuite transféré au bus de lecture afin d'être numérisé.

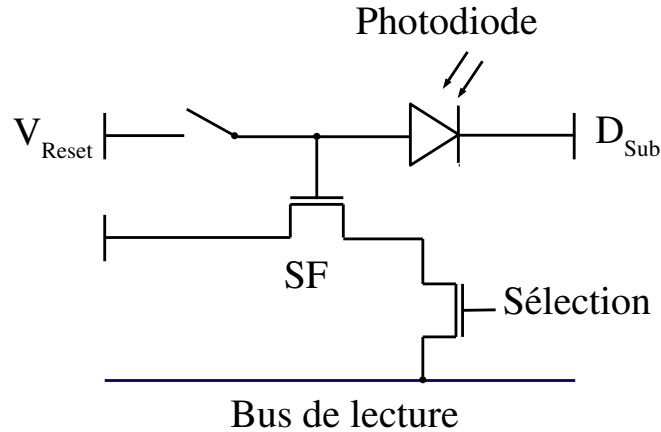


FIGURE 3.9 : *Architecture d'un APS*

C'est également une technique très proche de celle des pixels CMOS visibles qui est employée pour les détecteurs IR du type H2RG. Mais comme le silicium n'est sensible qu'à des photons dans le visible (du fait de son bandgap trop grand pour les photons NIR), il faut pouvoir utiliser un autre type de cristal à faible bandgap pour la détection de photons infrarouges.

Afin de pouvoir convertir des photons d'une longueur d'onde donnée en un signal électrique, nous avons justifié l'utilisation d'un cristal semi-conducteur. La collection des charges électriques photogénérées dans une jonction grâce à l'application d'un champ électrique à ces bornes permet ainsi de mesurer le flux de photons incidents. À la fin de la chaîne de détection, cette faible variation de tension est amplifiée afin d'obtenir un signal numérisable par un CAN. C'est ce signal numérique qui est ensuite traité pour obtenir des informations sur le flux de photons incidents.

3.2 Les détecteurs de l'instrument NISP

Dans cette partie, la technologie utilisée pour les pixels des détecteurs H2RG sera explicitée. La lecture de chacun des pixels des détecteurs H2RG sera abordée plus en détail, notamment par l'explication des concepts de canaux et des différents modes de lectures du détecteur.

3.2.1 Le choix des H2RG pour le NISP

Pour la mission Euclid, la gamme de longueur d'onde qui nous intéresse se situe dans le proche infrarouge ($0,920 \mu m < \lambda < 2 \mu m$). Comme on peut le remarquer

dans la Table 3.1, certains matériaux sont composés de plusieurs éléments (comme InGaAs et HgCdTe) et leur gamme de longueurs d'onde détectables est variable. C'est ce qu'on appelle un **matériau à bande ajustable**. Dans notre cas, le choix se porte sur des détecteurs en $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ (Mer-Cad-Tel ou Tellurure de Mercure Cadmium) qui permettent de détecter les photons dans cette gamme de longueur d'ondes. Selon la proportion x entre les deux éléments Hg et Cd dans le cristal, l'énergie de la bande interdite (et donc les longueurs d'ondes de détection) varie selon l'équation expérimentale 3.5 (extraite de Hansen et al. (1982)) :

$$\varepsilon_g = -0,302 + 1,93x - 0,81x^2 + 0,832x^3 + 5,35 \cdot 10^{-4}T(1 - 2x) \quad (3.5)$$

Avec ε_g en eV , x la fraction de Cadmium dans le cristal et T la température de fonctionnement du détecteur. Cette relation est illustrée dans la Figure 3.10 qui représente l'évolution de l'énergie de la bande interdite ε_g et de la longueur d'onde de coupure λ_c en fonction de la fraction de x de Cd dans le cristal avec un détecteur à 77K en bleu et à 300K en vert. Dans le cas des détecteurs de l'instrument NISP, on a $\lambda_c = 2,3 \mu\text{m}$, ce qui équivaut à $x = 0.54$.

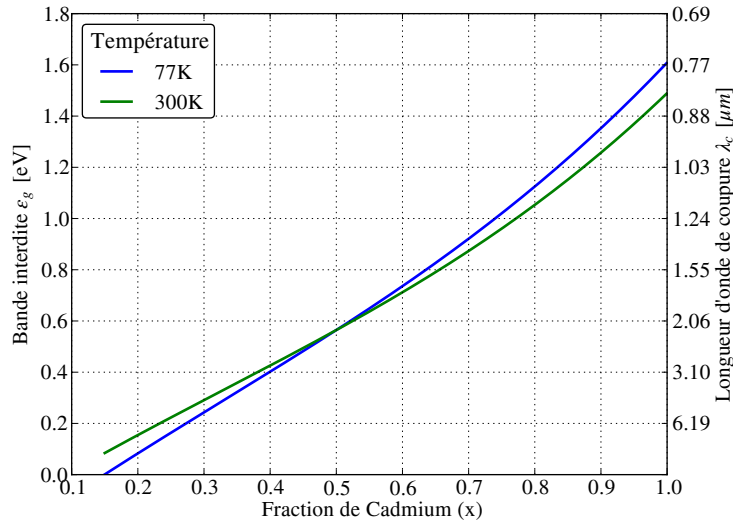


FIGURE 3.10 : Variation de l'énergie de la bande interdite et de la longueur d'onde de coupure d'un détecteur en $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ en fonction de la fraction x de Cadmium

L'énergie à fournir aux électrons pour passer de la bande de valence à la bande de conduction est petite (de l'ordre de l'électron-volt). Cela signifie que des porteurs de charge vont être facilement créés par agitation thermique (qui évolue en $k_B T$, avec k_B la constante de Boltzmann) et ce d'autant plus que la température du système sera élevée. En effet, l'énergie fournie par les modes de vibration de particules (incluant les

phonons de la matrice du cristal, les électrons et les trous) peut être décrite par une distribution de Maxwell-Boltzmann. Au-dessus du zéro absolu, certains modes de vibrations fournissent plus d'énergie que ε_g , causant ainsi la transition d'un électron de la bande de valence à la bande de conduction et générant un signal parasite qui contribue à ce qu'on appelle le courant d'obscurité du détecteur, c'est-à-dire le signal mesuré sans illumination.

C'est pour cela que selon le signal qu'on cherche à mesurer ces détecteurs fonctionnent avec une température opérationnelle permettant de limiter les effets parasites de créations de porteurs de charges par agitation thermique.

3.2.2 La matrice de détection : Sensor Chip Assembly (SCA)

La technologie CMOS, utilisée pour les caméras dans le visible, permet d'intégrer la photodiode en silicium dans le circuit avec les transistors d'amplification ainsi que la chaîne d'aiguillage qui est elle aussi en silicium. Dans le cas de l'infrarouge, afin de pouvoir associer le matériau de détection en HgCdTe et les transistors permettant la lecture des tensions, une architecture dite hybride est adoptée.

C'est la solution qu'adoptent les détecteurs **Hawaii 2K × 2K with Reference pixels and Guide mode (H2RG)** de Teledyne Imaging Sensors (TIS) [Beletic (2008)].

L'architecture de ces détecteurs est représenté en Figure 3.11. Ces détecteurs hybrides consistent d'abord en un cristal de HgCdTe permettant de collecter les charges, constituée de plus de 4 millions de pixels (2048×2048). Cette matrice est couplée à un multiplexeur, par l'intermédiaire de plots de soudure en Indium, permettant de sélectionner les pixels (grâce aux aiguilleurs lignes et colonnes) qu'on veut lire ou dont on veut remettre la valeur à zéro (vider la jonction des porteurs de charge photogénérés).

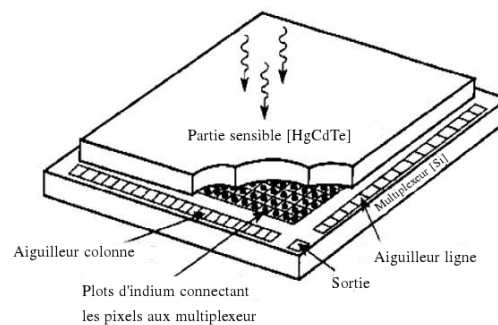


FIGURE 3.11 : Architecture hybride d'un détecteur H2RG (adapté de Dressel (2016))

Avec une matrice de plus de 4 millions de pixels hybrides, il faut désormais pouvoir enregistrer les données de tous ces pixels. Dans ce but, une lecture séquentielle du détecteur est assurée par l'utilisation d'horloges internes (selon les deux axes des aiguilleurs ligne et colonnes vus précédemment dans le cas des CMOS)

qui permettent de lire un pixel aux coordonnées (x, y) avec une cadence de lecture constante. La fréquence de lecture des pixels du détecteur peut se faire sous deux régimes (limitations des cadences des horloges internes) soit à 500 khz (mode rapide de lecture) mais qui est un mode augmentant le bruit de lecture des pixels soit à 100 kHz (mode lent de lecture) qui est le mode choisi pour Euclid, ce qui fait que pour lire l'ensemble de la matrice séquentiellement il faut 42s.

3.2.3 L'électronique de lecture : Sensor Chip Electronics (SCE)

Pour piloter le circuit de lecture (multiplexer) du SCA , on utilise un circuit intégré pour applications spécifiques (ASIC) qui gère tous les aspects des opérations du SCA ainsi que de la numérisation du signal issu du détecteur. Le SIDECAR ASIC [Loose et al. (2005)], qu'on nommera SCE, peut-être configuré de façon à lire le détecteur en utilisant plusieurs canaux identiques avec des sorties parallèles. En configuration dite Euclid, nous utilisons 32 canaux, ce qui correspond à une subdivision de l'acquisition en 32 sous-matrices de dimensions 64×2048 pixels, cela mène à un temps de lecture de 1,41s pour l'ensemble de la matrice (avec les coups d'horloges supplémentaires en fin de ligne).

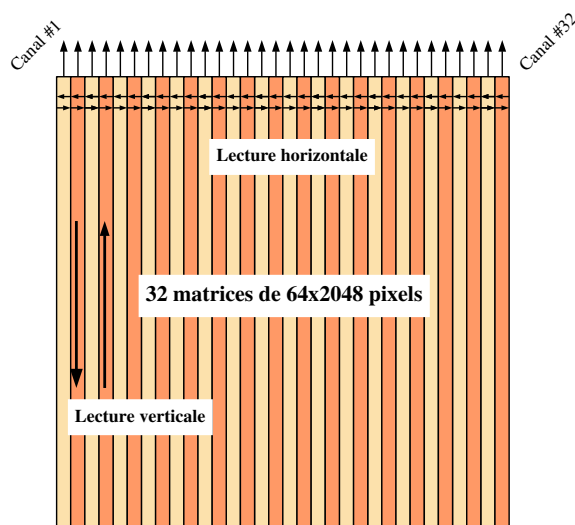


FIGURE 3.12 : Lecture par voies d'un détecteur H2RG, les flèches en haut représentent les sorties de chacun des 32 canaux, les autres flèches indiquent les directions de lecture possibles (lecture de bas en haut et de gauche à droite pour chaque canal ou inversement).

Les principales fonctions du SCE pour notre utilisation des détecteurs sont résumées dans la Table 3.2.

Ce circuit va principalement générer toutes les horloges nécessaires au fonction-

Options du Sidecar ASIC de Teledyne

32 canaux de traitement pour le détecteur
 1 canal supplémentaire pour la sortie d'un canal de référence, ou d'une mesure de température (sondes Cernox)
 Une fréquence de numérisation jusqu'à 500 kHz avec une résolution de 16 bits par canal
 Gain réglable du préamplificateur de 0 à 27 dB par pas de 3 dB
 20 tensions/courant de polarisation programmables (dont D_{Sub} et V_{Reset})
 Microcontrôleur 16 bits pour le fonctionnement de l'acquisition

TABLE 3.2 : *Table des options de configurations disponibles avec l'ASIC développé par TIS*

nement du SCA et assurer la numérisation des 32 sorties vidéo de celui-ci. Notons également la présence d'un microcontrôleur qui permet au SCE de faire des opérations élémentaires sur les images acquises. Donc, toutes les 1,41s le SCE va permettre de lire la tension présente sur la partie N de la jonction PN du pixel. Chacun des pixels du détecteur étant codé sur 16 bits, la taille totale d'une image, sans information annexe, est de 8 Mo.

3.2.4 La chaîne de détection : Silicon Chip Sensor (SCS)

L'ensemble de la chaîne de détection (le SCA et le SCE, reliées par un câble flexible à froid) constitue ce que l'on appelle un SCS (Silicon Chip Sensor) représenté en Figure 3.13, dans laquelle la numérotation reprend certaines étapes de la conversion du signal physique (les photons) en un signal numérique (les ADUs). Le détecteur (SCA) est d'abord polarisé avec deux tensions D_{Sub} et V_{Reset} (2) créant ainsi une zone de charge d'espace (5). Lorsque le détecteur est éclairé, les photons incidents (entre 0,920 et 2 μm) passent au travers de la couche anti-réflexions (1) pour interagir dans la zone de charge espace (5) et créer une paire électron-trou, qui vont migrer vers leurs zones de non-déplétion respectives et créer un signal électrique. Ce signal électrique est ensuite transféré par l'intermédiaire de billes d'indium (8) au multiplexeur qui va ensuite transférer ce signal électrique à l'électronique de lecture (SCE) par l'intermédiaire d'un câble CFC (Cryo Flex Cable). Ce signal électrique est ensuite amplifié (12-13), comparé avec la tension de référence $V_{RefMain}$ (15) puis numérisé (17).

Le design adopté pour le détecteur et son électronique dans le cadre d'Euclid est illustré dans la Figure 3.14.

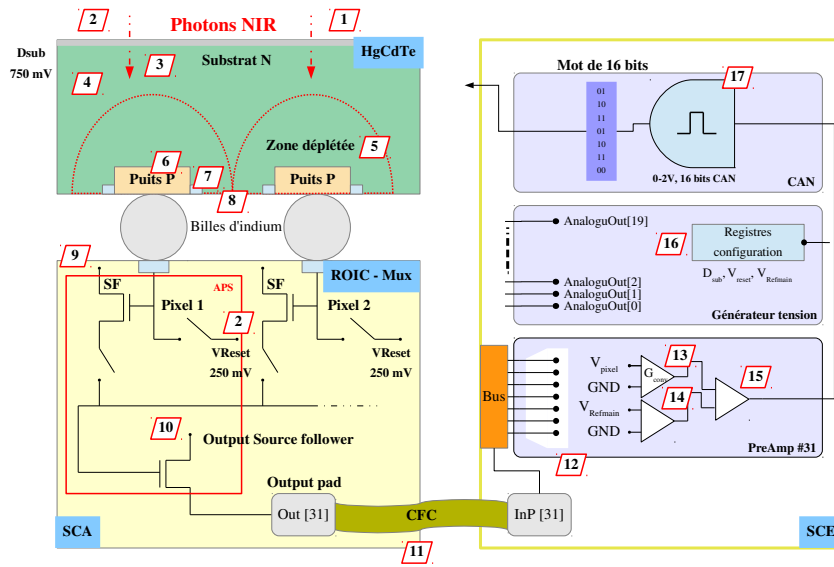


FIGURE 3.13 : Représentation de l'ensemble de l'architecture des détecteurs H2RG, repris de *Barbier (2015)*.

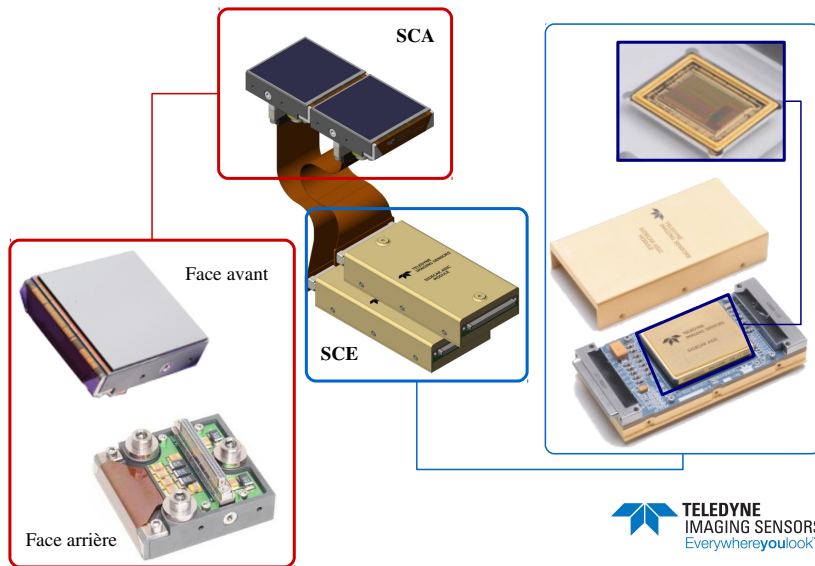


FIGURE 3.14 : Image de la chaîne SCS avec les Sensor Chip Assembly (SCA), Sensor Chip Electronics (SCE) et CFC (circuit souple de liaison)

3.2.5 Les modes de lecture des détecteurs H2RG

Le SCE va, quel que soit le mode d'opération choisi, lire et numériser toutes les images à la cadence maximale de lecture. Ceci est nécessaire à la stabilité thermique du système (pour que le détecteur soit toujours en fonctionnement et de ce fait, dégage toujours la même puissance). De même, lors des périodes où l'observation est interrompue (changement de filtres, périodes de stabilisation, changement de champs d'observation) le système est continuellement actif. Pour cela, le SCE permet :

- La lecture d'une image et son transfert vers une électronique de traitement (appelée Warm-Electronics dans le cas Euclid)
- La lecture d'une image sans transfert

Les lectures successives du détecteur sont non-destructives. Pendant une acquisition on obtient ainsi une mesure du signal intégré depuis le début de l'exposition. On peut définir grâce au fonctionnement du SCE, plusieurs stratégies de lecture en continu du détecteur. Elles sont décrites ci-après en prenant l'exemple d'un pixel isolé mais le traitement de l'ensemble de la matrice est la simple duplication de ces opérations. Le choix de l'une ou l'autre de ces stratégies va dépendre de nombreux facteurs et notamment du nombre de données à acquérir, stocker et traiter.

3.2.5.1 Le double échantillonnage corrélé (CDS)

Pour obtenir une valeur du signal intégré pendant une exposition de durée t_{exp} on fait ce qu'on appelle un double échantillonnage (CDS pour Correlated Double Sampling), c'est-à-dire qu'on *mesure le signal juste après la remise à zéro et juste à la fin de l'exposition*. Cela est représenté en Figure 3.15, où chaque barre représente une lecture du détecteur avec un échantillonnage toutes les 1,41 s. Les barres rouges représentent les images "reset", non-transférées, où on applique constamment V_{reset} au pixel, qui est donc en reset permanent (pas d'accumulation de signal). Les barres bleues représente une lecture du détecteur qui est ensuite transférée à l'électronique ("read") et les barres vertes le cas où cette lecture n'est pas transférée ("drop"). Les lignes noires en pointillées représente le temps d'exposition t_{exp} .

Ce mode de lecture ne comporte que deux lectures, l'une en début et l'autre en fin d'acquisition pour une exposition. Les données obtenues sont réduites à une seule valeur par pixel $\Delta S = S(t) - S(t_0)$, avec $S(t)$ la mesure du signal au temps t en ADU. L'incertitude sur le signal ΔS , σ_{CDS} , est alors liée au bruit de lecture et le bruit de Poisson lié à la statistique des photons incidents (qu'on appelle le bruit total qu'on décrira en partie 3.3.1) :

$$\sigma_{CDS} = \sqrt{N_{porteurs} + 2 \times \sigma_{lecture}^2} \quad (3.6)$$

Ce bruit de lecture, inhérent à chacune des lectures du détecteur, est issu de causes multiples (bruit thermique du transistor de sortie, bruit de quantification du codeur ou encore de parasites sur les lignes de transmission) qu'on ne cherchera pas à distinguer. L'ordre de grandeur de ce bruit pour un détecteur H2RG, dans les

conditions Euclid est de l'ordre de $\sigma_{lecture} \approx 10 e^-$, après correction des pixels de référence (voir 3.2.6).

En considérant un signal nul ($N_{porteurs} = 0$) et un bruit de lecture typique de $10 e^-$, le bruit CDS est $\sigma_{CDS} = 14,1 e^-$. On peut noter que pour des éclairagements tels que ceux que l'on attend pendant le relevé d'Euclid qui sont de 100 à 1000 e^- sur la durée de l'exposition, avec t_{exp} variant de 100 s (photométrie) à 500 s (spectrométrie), cette méthode de mesure peut conduire à des erreurs de plus de 10%.

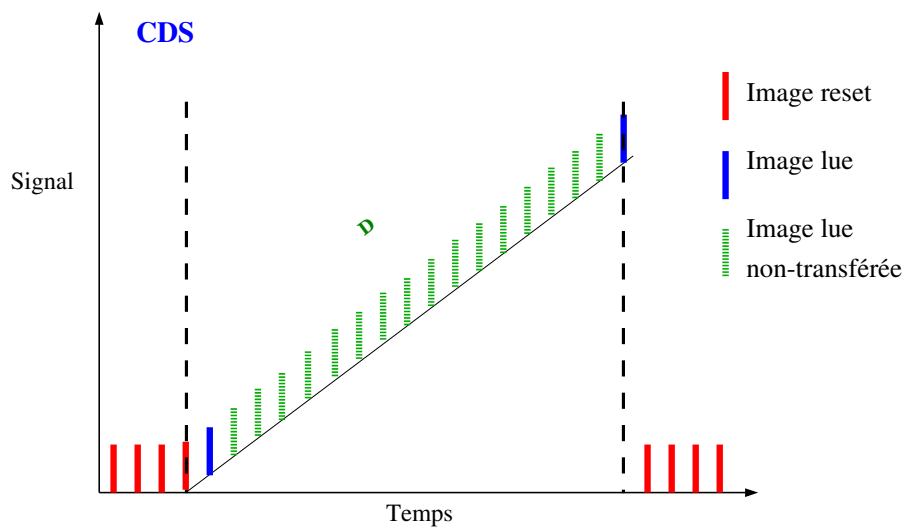


FIGURE 3.15 : Illustration du mode de lecture CDS

3.2.5.2 Les acquisitions de type Fowler-M

Pour réduire le bruit de lecture associé à chaque lecture d'un pixel, la technique la plus couramment employée est l'acquisition de type Fowler-M. Pour cela, au lieu de faire comme une acquisition en mode CDS où on ne prend que deux images séparées par un intervalle de temps t_{exp} , on utilise **la valeur moyenne de deux groupes de M images en début et en fin de rampe**. Si pour un CDS le temps d'intégration est égal au temps d'exposition (c'est-à-dire le temps séparant la première et la dernière trame), il n'en est pas de même pour une acquisition de type Fowler où l'on a :

le temps d'exposition qui correspond au temps séparant les deux groupes d'images moyennées : $t_{exp} = (N_{images} - N_{fowler}) \cdot \delta t$ (traits gris en Figure 3.16)

le temps d'intégration qui correspond au temps pendant lequel le détecteur accumule des porteurs de charges photogénérés : $t_{int} = N_{images} \cdot \delta t$ (traits noirs en Figure 3.16)

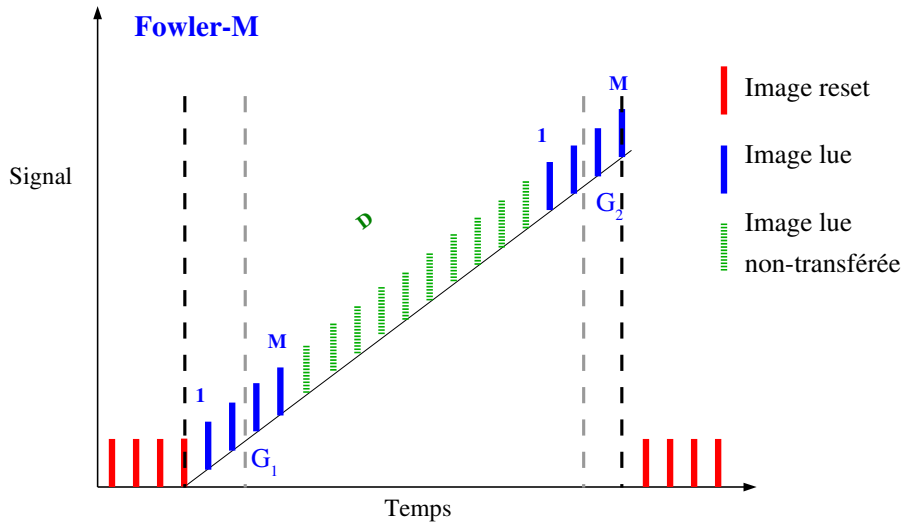


FIGURE 3.16 : Illustration du mode de lecture Fowler-M

Le bruit pour une mesure N de M images moyennées est donné par :

$$\sigma_N = \frac{\sigma_{lecture}}{\sqrt{M}} \quad (3.7)$$

et donc la précision de la mesure Fowler est :

$$\sigma_{Fowler-M} = \sqrt{\frac{2}{M}} \cdot \sigma_{lecture} = \frac{\sigma_{CDS}}{\sqrt{M}} \quad (3.8)$$

L'évolution du bruit Fowler théorique en fonction du nombre d'images moyennées est illustré dans la Figure 4.1. Notons que le Fowler-1 correspond au CDS.

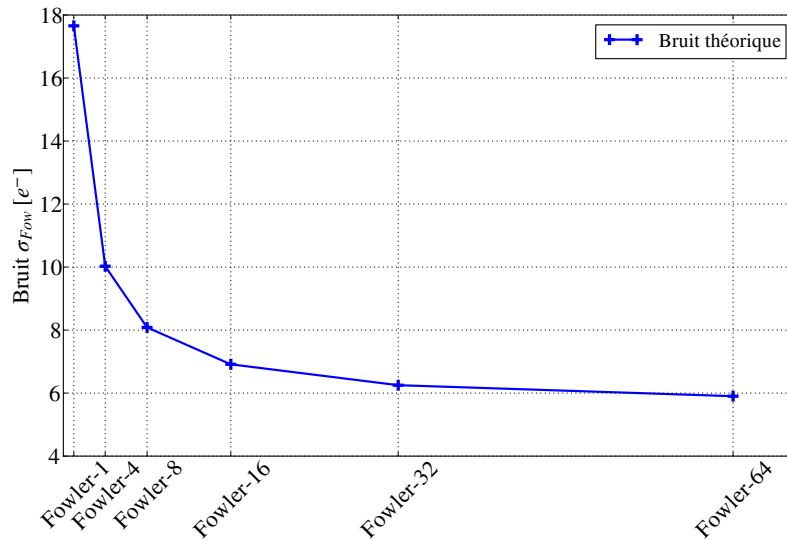


FIGURE 3.17 : Gain en bruit attendu théoriquement en utilisant le mode Fowler- M pour moyennner M images en début et fin de rampe.

Ce mode est intéressant pour réduire la contribution du bruit de lecture à la mesure du signal des pixels, comme il sera montré dans le chapitre 4.

3.2.5.3 Les acquisitions de type "up the ramp" (UTR)

Dans ce type d'acquisition on va lire et envoyer les données du détecteur à chaque lecture (toutes les 1,41 secondes, voir Figure 3.18). L'erreur entre deux mesures i, j successives est la somme quadratique de l'erreur de lecture et l'erreur de Poisson dû aux nombre de photons incidents, on s'aperçoit ainsi que deux mesures successives sont corrélées à cause de l'erreur de Poisson. Ce flux peut-être par exemple estimé par un ajustement linéaire des points de la rampe. Le nombre de données à stocker puis à traiter est considérable mais cette méthode permet de détecter l'ensemble des singularités pouvant survenir au cours d'une rampe notamment l'impact d'un rayon cosmique.

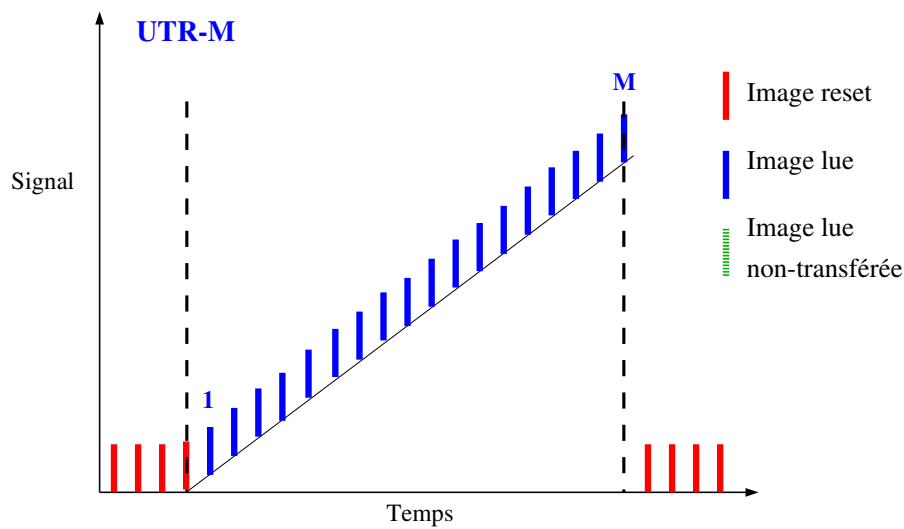


FIGURE 3.18 : Illustration du mode de lecture UTR-M

3.2.5.4 Les acquisitions de type multiaccum (MACC)

Pour combiner les avantages des modes UTR et Fowler-M, il est possible d'utiliser un mode de lecture mixte (Multi ACCumulated - MACC). Ce mode d'acquisition consiste à lire des images par groupes de M images lues, séparés par D images non transférées, ce qui est représenté en Figure 3.19. Ainsi, on peut définir une acquisition en mode mixte par le nombre d'images d'un groupe M , le nombre d'images non-transférées D et le nombre N de groupes. On simplifiera la notation de ce mode de lecture par $MACC[N,M,D]$.

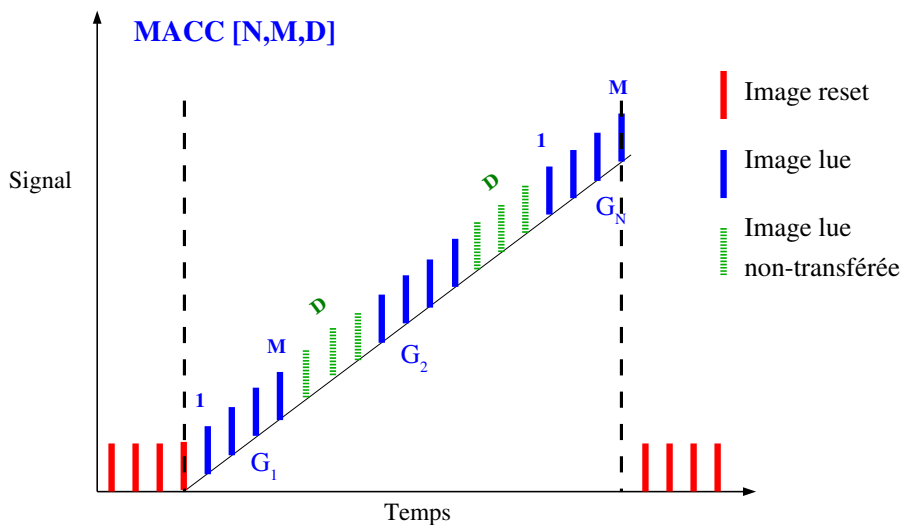


FIGURE 3.19 : Illustration du mode de lecture $MACC[N,M,D]$

Il est important de noter que pour n'importe quel mode de lecture, si on trace la valeur du signal en fonction du temps, on obtient alors une rampe dont la pente est proportionnelle au flux de photons. C'est cette information sur le flux que l'on cherche à obtenir avec l'instrument NISP et dont la détermination repose sur une connaissance des effets intrinsèques à la physique du détecteur que nous allons décrire dans la partie suivante.

3.2.6 La correction de mode commun

En plus du bruit de lecture, défini précédemment, la subdivision de la lecture du SCA avec les 32 canaux du SCE va entraîner l'apparition d'une nouvelle source de bruit. En effet, chacun des transistors des canaux va posséder sa propre variation de niveau de sortie (étape 10 dans la chaîne SCS de la Figure 3.14). Ce qui veut dire qu'entre un canal et un autre, il existe un décalage dû à cette variation du niveau de

sortie. Ce phénomène est d'autant plus visible lorsqu'on s'intéresse à la différence d'images successives. On peut observer ce bruit de mode commun sur la Figure 3.20, en haut à gauche avec l'apparition de 32 bandes verticales bien distinctes sur le bruit CDS (différence de deux différences d'images successives), qui, lorsqu'on trace les distributions des pixels de chaque canal, représentées par les 32 histogrammes en rouge, possèdent des distributions dont la valeur moyenne n'est pas centrée sur la même valeur.

Pour la correction des variations des tensions de sortie des transistors du SCE, et donc de ce décalage notable entre chaque canal, il existe sur la matrice des pixels de référence, qui sont les quatre colonnes et lignes délimitant le contour de la matrice. Ces pixels sont en tout point identiques aux autres du point de vue électronique mais ne sont pas couplés à la partie sensible et leur mesure ne dépend donc pas du flux de photons incidents. Grâce à cet aspect des SCA, on peut corriger les biais entre chaque canal par une **correction de pixels de référence**, qui consiste en la soustraction de la moyenne des pixels de référence du canal concerné. On peut voir sur la Figure 3.20 en bas que cette correction diminue efficacement cet effet, avec les histogrammes des pixels de chaque canal qui sont bien centrés sur la même valeur.

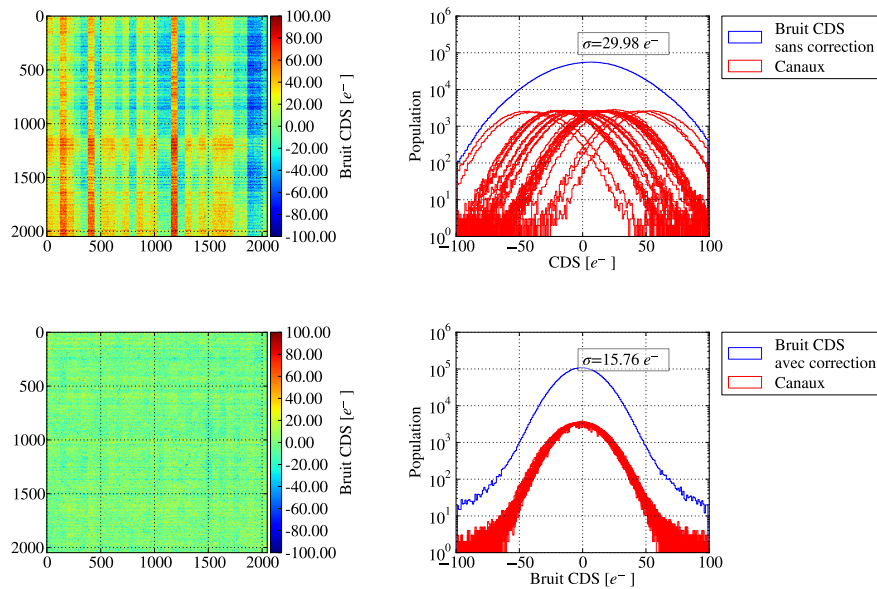


FIGURE 3.20 : *Effet de la correction des pixels de référence #4 (Soustraction haut-bas, puis gauche-droite) sur la distribution du CDS du détecteur. **Haut** : Image de la différence de deux images successives sans correction et histogrammes des 32 canaux du détecteurs. **Bas** : Image de la différence de deux images successives avec correction des pixels de référence et histogrammes des 32 canaux du détecteurs.*

L'étude de plusieurs corrections possibles [Kubik (2014)], nous a permis de définir les corrections les plus efficaces en termes de réduction de bruit. Ce qui ressort de cette étude est que la meilleure correction de pixels de référence est d'abord de soustraire la valeur moyenne des pixels de références haut et bas d'un canal, puis ensuite de soustraire pour chacune des lignes, la valeur moyenne des pixels gauche et droite sur une fenêtre glissante de 4 pixels au-dessus et en-dessous de la ligne concernée.

3.3 Propriétés intrinsèques des détecteurs

Nous allons ici décrire, quelques propriétés des détecteur H2RG en expliquant les origines de certains de ces effets qui feront l'objet d'une caractérisation décrite au chapitre 5.

3.3.1 Bruit total

Le bruit total est issu de deux composantes principales, le bruit de lecture et le bruit d'électrons (Poisson). Le bruit de lecture est associé à chacune des lectures du détecteur et est défini par une distribution gaussienne centrée sur 0 et d'écart-type $\sigma_{lecture}$ (exprimé en électrons). Le bruit de photons est décrit lui par une statistique de Poisson. Cette statistique est définie par une distribution de Poisson avec une valeur moyenne de N , le nombre de photons attendu pendant l'acquisition et une fluctuation autour de cette valeur moyenne de \sqrt{N} . Entre deux mesures successives, ces deux composantes n'étant pas corrélées entre elles, le bruit total s'écrit comme la somme quadratique des différentes contributions (voir équation 3.6). Dans chaque mesure de bruit, il faut ainsi prendre en compte qu'il existe ces deux composantes, qu'il n'est pas possible de dissocier en vol et qui dépendent du mode de lecture utilisé.

3.3.2 Gain

La détection du signal passe par trois étapes de conversion et chacune d'entre elle est définie par un gain propre :

l'efficacité quantique le taux de conversion (η en porteurs/phot) entre photons incidents et porteurs de charges générés dans les pixels du détecteur.

le gain transimpédance de la partie sensible (G_{SCA} en $mV/porteurs$) qui donne la conversion entre le nombre de porteurs de charges accumulés dans le pixel et la variation de tension aux bornes de celui-ci (voir partie 3.1.1.3).

le gain du PreAmp+ADC de l'électronique de lecture du SCE qui donne la conversion entre la tension mesurée et le signal numérique qui va être enregistré (G_{SCE} en ADU/mV).

On peut écrire le gain total en photons/ADU comme l'inverse du produit des facteurs des étapes de conversion :

$$G = \frac{1}{\eta \times G_{SCA} \times G_{SCE}} \quad (3.9)$$

On définit aussi le gain de conversion en porteurs/ADU comme l'inverse du produit du gain transimpédance et du gain du PreAmp :

$$G_{conv} = \frac{1}{G_{SCA} \times G_{SCE}} \quad (3.10)$$

3.3.3 Non-linéarité

A cause de différents effets physiques et électroniques, la réponse des détecteurs n'est pas complètement linéaire. Outre les non-linéarités évidentes introduites par la saturation du CAN, la réponse non-linéaire des pixels est due à l'augmentation de la capacité du pixel C_{node} (représenté dans la Figure 5.4) par l'accumulation de porteurs de charges qui diminue la tension aux bornes du pixel. Cela fait que la relation entre le nombre de charges accumulées et la tension devient non-linéaire due à une baisse du gain transimpédance car $G_{SCA} = 1/C_{node}$.

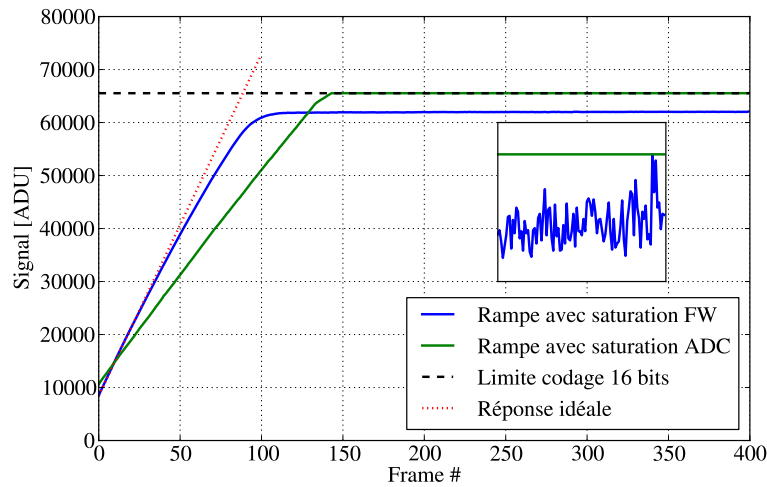


FIGURE 3.21 : Réponse idéale (rouge) et non-linéaire (bleu) avec saturation d'un pixel de détecteur H2RG. En vert est représenté une rampe de ce même pixel mais atteignant la saturation du CAN (faite avec une autre acquisition avec un gain de 21 dB au lieu de 18 dB pour observer la saturation du CAN).

Les effets de non-linéarité sont représentés en Figure 3.21. En vert est représenté la réponse d'un pixel atteignant la limite de l'ADC ($2^{16} = 65535$) et en bleu le même pixel mais atteignant la capacité de puits et donc ne pouvant plus créer de paires électron-trou dans la ZCE. La saturation du CAN est visible sur la courbe verte par le changement de pente à proximité de la limite de codage. La rampe en bleu représente la réponse normale d'un pixel avec une faible non-linéarité corrigeable qui finit par une forte non-linéarité en fin de rampe de par la saturation du pixel. Pour comprendre la réponse d'un pixel sur toute la gamme dynamique il faut donc pouvoir corriger de cet effet de non-linéarité notamment en fin de rampe.

3.3.4 Capacité inter pixel (IPC)

Chaque pixel est séparé de ses voisins électriquement par l'application d'un champ électrique le long de la jonction PN, il existe cependant une corrélation entre

le signal mesuré sur un pixel et ses plus proches voisins. Cet effet peut-être interprété comme une capacité entre les pixels [Moore et al. (2004)]. L'effet de capacité inter-pixel est illustré dans la Figure 3.22 avec C_{ip} la capacité inter-pixel et C_{node} la capacité du nœud du pixel.

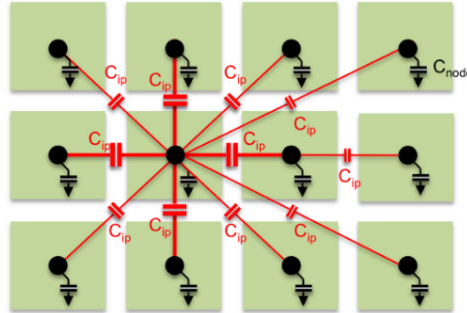


FIGURE 3.22 : Illustration de l'effet de capacité inter pixel - extrait de Dudik et al. (2012)

3.3.5 Capacité de puit

Lorsque la ZCE des pixels du détecteurs est minimale, on dit qu'on atteint la capacité de puit ou saturation des pixels. Cette limite est définie par le nombre de porteurs qu'il est possible de générer pour une polarisation du détecteur donnée.

3.3.6 Persistance

Le cristal de HgCdTe du détecteur, possède des défauts intrinsèques issus du processus de construction du cristal. Ces défauts sont responsables de l'effet de persistance, qui consiste en un piégeage des charges à l'intérieur du pixel, charges qui vont être dépiégées au cours du temps lors d'acquisitions ultérieures (effet Shockley-Read-Hall [Shockley and Read (1952), Hall (1952)]). Ce phénomène de piégeage/dépiégeage de charges dans le détecteur est responsable notamment de la présence d'une image rémanente après l'exposition du détecteur à un flux de photons élevé.

3.4 Conclusions

Nous avons décrit le fonctionnement des détecteurs à semi-conducteurs par l'utilisation de la jonction PN, et justifié l'utilisation de détecteurs avec une couche sensible en HgCdTe afin que l'instrument NISP puisse détecter les photons dans le domaine du proche infrarouge. Le choix des détecteurs pour l'instrument s'est porté sur des H2RG avec une longueur d'onde de coupure de $\lambda_c = 2,3 \mu\text{m}$, déjà utilisés dans le domaine du spatial. Le H2RG est constitué de deux parties :

- un SCA, une partie sensible en HgCdTe regroupant 2040×2040 pixels (qui sont autant de jonctions PN) couplée à un multiplexer en Si permettant leur lecture successives et non-destructives.
- un SCE, l'électronique de lecture associée, permettant de lire en continu le détecteur et de définir les différents modes de lectures (CDS, UTR et MACC).

Les caractéristiques des différents modes de lecture diffèrent et devront être adaptées aux besoins spécifiques de la mission et aux contraintes qu'impose le traitement en vol que nous allons voir dans le chapitre suivant. Cette étude a aussi fait ressortir quelques points cruciaux des détecteurs à semi-conducteurs, notamment leur sensibilité à la température d'opération pour des mesures à bas flux, l'efficacité de la conversion d'un signal en photons en un signal numérique ou encore le bruit associé à la mesure du signal. Certains de ces aspects feront l'objet d'une caractérisation dans le chapitre 5.

Le traitement en vol des détecteurs du NISP

Contents

4.1	Les spécifications des détecteurs Euclid	87
4.2	Le choix des modes de lectures pour le NISP	88
4.2.1	Le temps de pose	89
4.2.2	Réduction du bruit de lecture	89
4.2.3	Les modes de lecture MACC du NISP	90
4.3	Calcul du flux des pixels	92
4.3.1	Signal et erreur des images moyennées	92
4.3.2	L'ajustement du flux avec le χ^2	93
4.3.3	La correction du maximum de vraisemblance \mathcal{L}	94
4.3.4	Application dans le cas d'Euclid	96
4.4	L'électronique embarquée pour le NISP	97
4.4.1	Description	97
4.4.2	Pré-traitement des données en vol	99
4.5	Conclusions	100

Les détecteurs H2RG introduits dans le chapitre précédent sont testés et livrés au consortium Euclid par la NASA. 20 détecteurs seront sélectionnés comme détecteurs "de vol" et livrés au CPPM pour être caractérisés et intégrés sur le plan focal de l'instrument NISP. L'instrument sera ensuite livré à l'ESA en 2018.

Dans ce chapitre, nous décrivons les spécifications de sélection des détecteurs pour la mission Euclid ainsi que les contraintes de fonctionnement en vol. L'algorithme du traitement des données en vol pour l'obtention des informations nécessaires à la science sera expliqué, et illustré à l'aide de simulations Monte-Carlo. Enfin, nous décrivons l'électronique embarquée en charge des opérations de réduction de données nécessaire pour l'instrument NISP.

4.1 Les spécifications des détecteurs Euclid

Les critères de sélection des détecteurs sont résumés dans la Table 4.1. Il est demandé que 95% des pixels soient "opérables" (utilisables pour la science). Les critères incluent des quantités déjà définies comme le courant d'obscurité, l'efficacité quantique ou le bruit de lecture des détecteurs. D'autres critères de sélection

complètent cette liste, mais nous nous focaliserons ici sur les aspects où une caractérisation pixel par pixel est prévue.

Paramètres	Spécifications (95% des pixels) *
Bruit total	$\leq 13 e^-$ pour mode spectrométrique $\leq 9 e^-$ pour mode photométrique
Courant d'obscurité (médian)	$< 0,07 e^-/s$
Non linéarité	$\leq 5\%$ de 6 à $60 ke^-$
Efficacité quantique	$> 75\%$ entre $[1,1 \text{ à } 2] \mu\text{m}$

TABLE 4.1 : Critères pour la sélection des détecteurs *Euclid* par la NASA

Ces critères de sélection sont posés afin de pouvoir remplir les objectifs scientifiques de l'instrument NISP comme vu au chapitre 2. D'autres contraintes imposées par le caractère spatial du relevé, seront ensuite exposées dans les parties suivantes.

4.2 Le choix des modes de lectures pour le NISP

Nous avons vu au chapitre 3 que les performances des détecteurs en bruit étaient liées au mode de lecture utilisé. De nombreuses contraintes vont influencer le choix du mode de lecture pour les détecteurs H2RG, certaines basées sur les spécifications de performances mentionnées dans les parties précédentes, d'autres imposées par les contraintes spatiale (notamment par l'électronique embarquée) et le traitement des données au sol :

1. Lorsqu'on utilise le détecteur en mode CDS (le plus simple) le bruit peut atteindre $16 e^-$. Afin de pouvoir réduire ce bruit à moins de $9 e^-$ et $13 e^-$ en mode photométrique et spectrométrique, il faut utiliser des groupes et en moyenner les images successives, soit un mode Fowler-M ou un mode MACC[N,M,D] (décrits dans le chapitre 3).
2. L'instrument NISP possède une contrainte de télémétrie de 250 Gbits/jour, celle-ci impose de ne transférer au sol que une ou deux informations par pixel (dépendant du codage des informations). Pour la plupart des modes de lecture, l'envoi de toutes les images dépasse la capacité de transfert allouée à l'instrument. Il faut donc pouvoir implémenter un traitement des données en vol, qui calcule directement le flux reçu par les pixels en vol.
3. Dans l'espace, les détecteurs de l'instrument sont soumis à des évènements transitoires comme les rayonnements cosmiques qu'il va falloir détecter et signaler. Cela ajoute encore des contraintes sur les fonctions du traitement de données en vol.

Dans cette partie nous étudierons les limites imposées par ces contraintes et les solutions en terme de choix de mode de lecture qui sont susceptibles d'y répondre.

*. Sauf pour le courant d'obscurité

Ensuite, nous développerons le choix de l'algorithme de traitement des données en vol pour l'électronique chaude embarquée. Enfin, nous concluons sur les performances attendues.

4.2.1 Le temps de pose

Pendant le relevé science, le temps d'exposition alloué à l'instrument est contraint par la durée de la mission. Ce temps total, est de 4400 secondes pour observer un champ de $0,5 \text{ deg}^2$. Ce temps inclut les observations en mode photométrie (dans les trois bandes) et les observations en spectrométrie avec quatre grisms selon la séquence d'observation décrite dans le chapitre 2. Dans ce budget, il faut aussi inclure les rotations des roues à filtres ainsi que la stabilisation du satellite. Après un cycle d'observation, on effectue un "dithering" permettant d'avoir l'observation du même champ mais avec un léger décalage de quelques pixels. Enfin, une fois que la séquence d'observation est finie, le satellite doit pointer sur un autre champ, effectuant ce qu'on appelle un "slew".

On en déduit un budget de temps pour chacun des modes d'observation qui sont résumés dans la Table 4.2.

Type	Temps alloué
Spectrométrie	560 s
Photométrie Y	105 s
Photométrie J	83 s
Photométrie H	82 s
Rotation FWA et GWA	20-30 s
Slew	350 s

TABLE 4.2 : *Temps alloués pour chacune des étapes de fonctionnement du NISP en mode science.*

4.2.2 Réduction du bruit de lecture

Lorsqu'une mesure du bruit de lecture du détecteur est effectuée en mode CDS, ce bruit est bien au dessus des spécifications. Dans le chapitre 3, nous avons vu qu'il est possible de moyennner des images successives afin de pouvoir diminuer le bruit de lecture. En pratique, la diminution du bruit de lecture en fonction du nombre d'images moyennnées diminue moins rapidement qu'espéré en fonction de M (effets en $1/f$) comme le montre la Figure 4.1. On peut en déduire une limite, illustrée par l'asymptote suivie par la courbe rouge, et qui montre que la réduction du bruit de lecture maximale s'obtient en utilisant une moyenne de 16 images successives, en passant d'un bruit moyen en mode Fowler-1 de $16,6 \text{ e}^-$ à un bruit de $6,7 \text{ e}^-$ en mode Fowler-16.

Il est ainsi possible de moyennner 16 images par groupe pour obtenir une réduction du bruit optimal. La méthode réduit le nombre de points disponibles afin de pouvoir

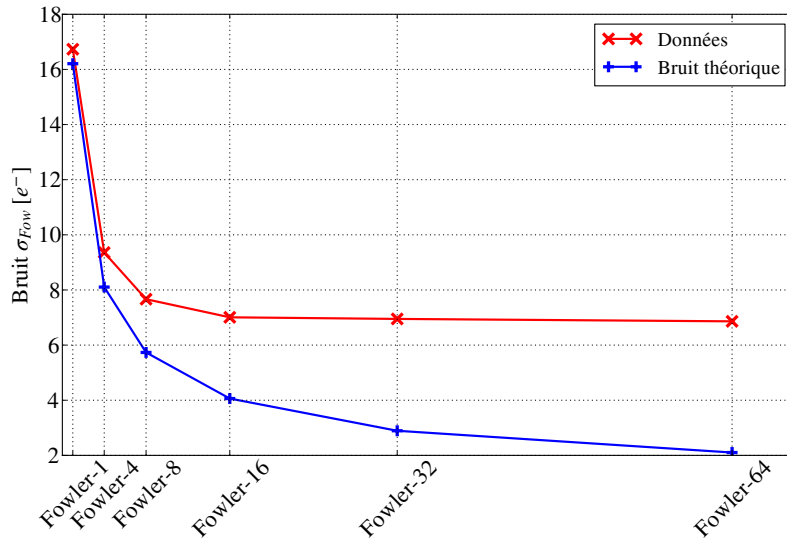


FIGURE 4.1 : Gain en bruit de lecture en utilisant le mode Fowler- M pour moyenner M images en début et fin de rampe. En rouge, les bruits Fowlers obtenus avec une mesure de courant d'obscurité (bruit de Poisson négligeable). En bleu, le bruit Fowler théorique pour un bruit de lecture donné.

faire l'ajustement de la rampe mais en réduisant visiblement les erreurs faites sur chacun des groupes. C'est aussi le cas avec un mode $\text{MACC}[N,16,D]$ qui possède les mêmes caractéristiques qu'un mode Fowler en terme de bruit, mais peut permettre de détecter des anomalies dans la rampe.

4.2.3 Les modes de lecture MACC du NISP

Pour l'instrument NISP, on effectue une optimisation des modes de lecture MACC avec les temps d'exposition imposés pour chacun des modes $\text{MACC}[N,16,D]$. La formule 4.1 permet d'optimiser le mode MACC avec le temps d'exposition pour chaque combinaison de paramètre N , M et D :

$$t_{expo} = [N \times (M + D) - D] \times t_{image} \quad (4.1)$$

Avec t_{image} le temps entre deux images successives de 1,41 s. Le temps nécessaire à l'électronique de vol pour traiter les données est d'environ 7 secondes pour chaque groupe (N) acquis. Un nombre d'images non transférées (D) de 5 permet donc de laisser du temps à l'électronique en vol de faire le traitement des données. C'est avec ces considérations d'implémentation et les temps d'exposition définis pour chacun des modes qu'on été choisis les modes de lecture MACC exposés en Table 4.3. Le

fait d'avoir plusieurs groupes dans la rampe va permettre d'identifier des événements singuliers en vol.

Mode	Groupes (N)	Images (M)	Drops (D)	Temps total
Spectrométrie	15	16	11	560 s
Photo Y	4	16	7	105 s
Photo J	3	16	6	83 s
Photo H	3	16	5	82 s

TABLE 4.3 : Modes de lecture adoptés pour chacun des modes photo/spectro de l'instrument NISP.

La Figure 4.2 donne un exemple d'un flux simulé de $2 e^-/s$ en mode spectrométrique MACC[15,16,11]. En haut on a représenté le signal avec un mode UTR. En bas le mode spectrométrique illustre le gain en bruit obtenu par le moyennage des 16 images des groupes, les barres d'erreurs représentant les erreurs de lectures associées. On voit bien l'avantage d'utiliser la moyenne des groupes d'images sur la détermination du flux des pixels.

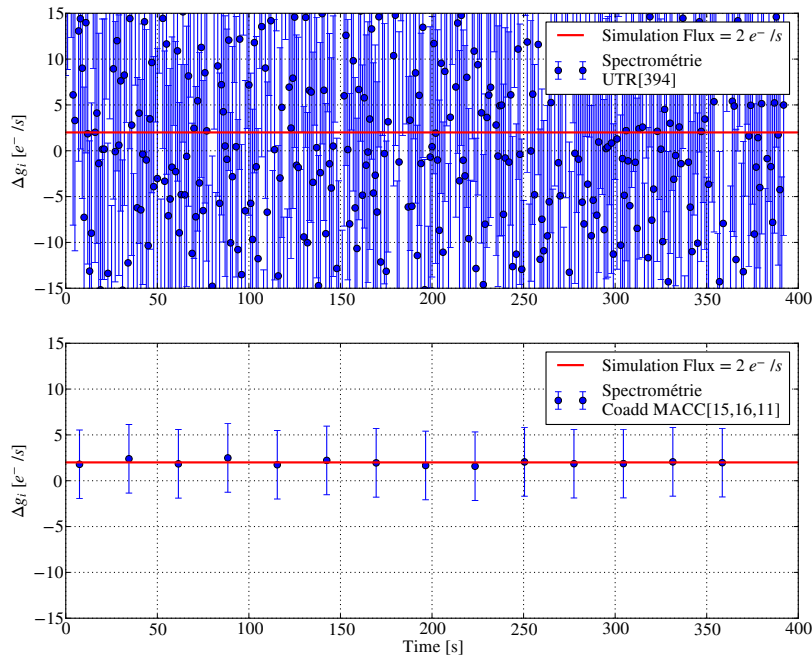


FIGURE 4.2 : *Haut* : Différence de signal entre images successives non groupées en mode spectrométrie UTR[394]. *Bas* : Différence de groupes moyennés successifs en mode spectrométrie MACC[15,16,11].

Maintenant que nous avons définis les modes de lecture qui seront utilisés pour chacun des modes d'observation de l'instrument NISP, nous allons voir comment calculer le flux reçu par les pixels des détecteurs.

4.3 Calcul du flux des pixels

L'estimation du flux des objets observés passe donc d'abord par une mesure de la rampe, qui est le signal des pixels du détecteur du type $f(t) = at + b$, avec t le temps depuis le début de l'observation, b le point zéro et a la pente de la rampe (qui est le flux de la source). Ajuster une droite sur une rampe linéaire n'est pas, à priori, un exercice compliqué mais comme chaque lecture est non-destructive, les groupes successifs sont corrélés entre eux par du bruit de Poisson avec une contribution du bruit de lecture non-négligeable. Pour l'ajustement de la rampe des pixels, on va donc utiliser une méthode d'ajustement où l'erreur est limitée à l'erreur de Poisson. Il est aussi demandé d'avoir un contrôle de la qualité de l'ajustement, afin de savoir si les données sont compatibles avec l'hypothèse d'une réponse linéaire. Une autre complication vient du bruit de lecture qui n'est pas négligeable pour les temps d'exposition et les flux des objets observés, et devrait être pris en compte à bas flux.

L'électronique embarquée utilise une méthode de minimisation du χ^2 calculée par la méthode des moindres carrés qui peut être calculée analytiquement. Cette méthode classique, décrit dans la partie suivante, possède l'avantage de fournir la meilleure estimation possible de la valeur du flux que l'on cherche (limitée à l'erreur de Poisson) ainsi qu'un critère de qualité de l'ajustement, le χ^2 .

4.3.1 Signal et erreur des images moyennées

On va utiliser une méthode de minimisation pour trouver la valeur la plus probable du flux F_{fit} en comparant les données (les groupes moyennés) à un modèle théorique (ici une droite d'équation $F_{fit} \cdot t$). Pour la description de cette méthode, on considère un mode de lecture MACC[N,M,D] avec N le nombre de groupes, M et D respectivement le nombre d'images lues et le nombre d'images lues non-transférées entre les groupes.

Chacun des groupes étant moyenné sur M images, l'erreur de lecture associée est diminuée (de \sqrt{M}). La valeur du signal de chaque groupe correspond à la valeur moyenne de toutes les images du groupe :

$$g_i = \frac{1}{M} \sum_{j=0}^M s_j \quad (4.2)$$

où s_i est le signal d'une image. L'erreur associée est :

$$\varepsilon_i^2 = g_i + \frac{\sigma_{lecture}^2}{M} \quad (4.3)$$

4.3.2 L'ajustement du flux avec le χ^2

Au lieu de s'intéresser à l'espace direct (les g_i) dont les groupes d'images moyennées sont corrélés du fait que le signal est intégré (à cause du flux de photons), on va travailler dans l'espace des différences de groupes (les $g_i - g_{i-1}$) dans lequel les fluctuations de Poisson ne sont pas corrélées. Un autre avantage de ce choix est que la connaissance de l'ordonnée à l'origine de la rampe devient inutile.

4.3.2.1 Cas sans erreur de lecture

Dans un premier temps, nous nous intéressons au cas où l'erreur est dominée par l'erreur de Poisson du signal ($\sqrt{F_{fit}} \gg \sigma_{lecture}$). Travaillant dans l'espace des différences de groupes, le χ^2 de l'ajustement s'écrit de la manière suivante :

$$\chi^2 = \sum_i^{N-1} \frac{((g_i - g_{i-1}) - F_{fit})^2}{F_{fit}} \quad (4.4)$$

Dans cette équation, on peut remarquer que l'erreur de Poisson est prise à partir du signal ajusté, car celle-ci est dérivée de la valeur attendue du signal. Le flux ajusté peut se calculer en utilisant la dérivée première du χ^2 :

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial F_{fit}} = 0 \quad (4.5)$$

La résolution de cette équation donne pour F_{fit} :

$$F_{fit} = \sqrt{\frac{\sum_i^{N-1} (g_i - g_{i-1})^2}{N - 1}} \quad (4.6)$$

L'erreur sur le flux est obtenue en calculant la dérivée seconde du χ^2 :

$$\sigma_{F_{fit}} = \sqrt{\frac{F_{fit}}{N - 1}} \quad (4.7)$$

Comme illustré sur la Figure 4.3 (obtenue par simulation Monte-Carlo, avec une erreur de lecture $\sigma_{lecture} = 10 e^-$), cette formule fonctionne à haut flux ($> 1 e^-/s/pix$). A bas flux, on observe une différence entre l'erreur sur le flux et l'erreur statistique trop grande (courbe en bleu) qui s'explique par le bruit de lecture qui devient dominant à ce régime de flux.

On voit donc que pour des flux $< 1 e^-/s/pix$, typiquement des flux inférieurs aux flux science, correspondant à des mesures de bruit, le bruit de lecture ne peut être négligé.

4.3.2.2 Cas avec l'erreur de lecture

En ajoutant l'erreur de lecture à celle de Poisson dans l'estimation du χ^2 , on obtient l'équation suivante :

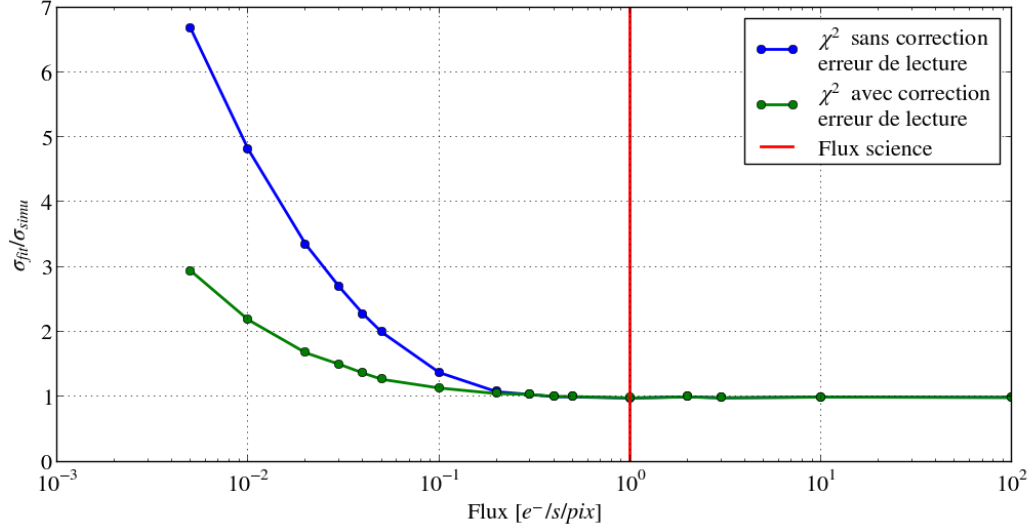


FIGURE 4.3 : Rapport entre l'erreur statistique et l'erreur de Poisson pour différents flux, sans correction du bruit de lecture en bleu, et avec, en vert. En rouge est représenté le flux minimum à mesurer dans les images science.

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N-1} \frac{((g_i - g_{i-1}) - F_{fit})^2}{F_{fit} + \frac{2\sigma_{lecture}^2}{M}} \quad (4.8)$$

Le terme de l'erreur de lecture $\frac{\sigma_{lecture}^2}{M}$ est multiplié par deux car on calcule des différences d'images, donc on compte deux fois l'erreur de lecture.

Lorsqu'on minimise le χ^2 de l'équation 6.1 (développé dans l'annexe C), on trouve :

$$F_{fit} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N-1} (g_i - g_{i-1} + \frac{2\sigma_{lecture}^2}{M})}{N-1}} - \frac{2\sigma_{lecture}^2}{M} \quad (4.9)$$

On voit sur la Figure 4.3 une amélioration de l'estimation de l'erreur à bas flux. Cependant, il reste un effet systématique pour des flux inférieurs à 0,05 e⁻/s que nous allons essayer de corriger.

4.3.3 La correction du maximum de vraisemblance \mathcal{L}

En traçant l'évolution de la différence entre $F_{simulé}$ et F_{fit} (l'erreur systématique) en fonction du flux, on observe une dépendance avec la valeur du flux de photons incidents (illustré par la tendance de l'erreur systématique pour les bas flux sur la Figure 4.4) en vert.

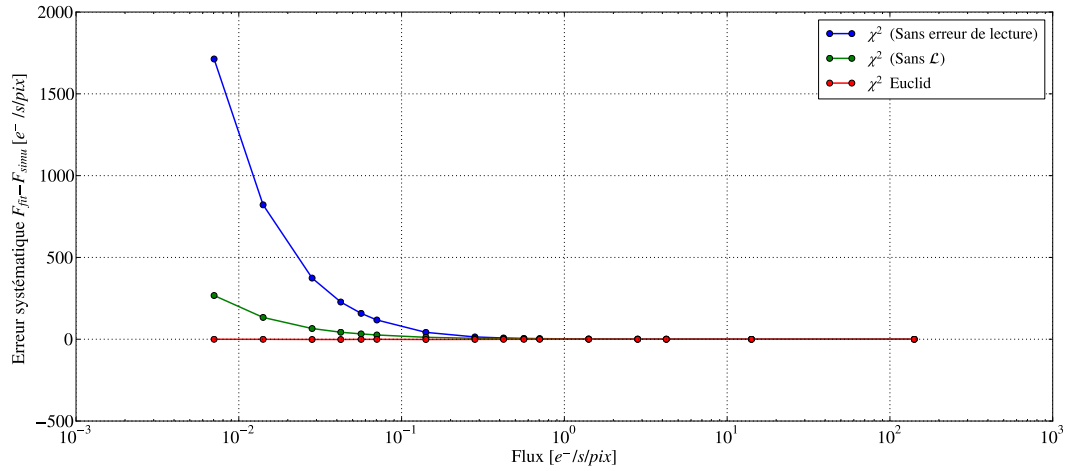


FIGURE 4.4 : $F_{fit} - F_{simulé}$ sur l'ajustement par minimisation du χ^2 sans erreurs de lecture (bleu) sans correction de la vraisemblance (vert) et avec correction de la vraisemblance (rouge)

Pour comprendre l'origine de cette erreur systématique à bas flux, on peut calculer le flux en utilisant une méthode basée sur le maximum de vraisemblance.

Maximum de vraisemblance et χ^2

On suppose que la valeur de flux à été mesurée N fois (les valeurs de $F_i = g_i - g_{i-1}$) et que la distribution de probabilité de ces valeurs soit gaussienne de moyenne F qu'on cherche à calculer et d'un écart-type σ .

La probabilité pour obtenir une valeur du flux F_i lors de la $i^{\text{ème}}$ mesure s'écrit :

$$P_i(F) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \times e^{-\frac{(F_i-F)^2}{2\sigma^2}} \quad (4.10)$$

Lorsqu'on s'intéresse à l'ensemble des N mesures indépendantes, la probabilité P d'obtenir l'ensemble des résultats F_i est telle que :

$$P = \prod_{i=1}^N P_i(F) \quad (4.11)$$

Ce qui donne en remplaçant $P_i(F)$:

$$P = \left(\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \right)^N \times e^{-\sum_{i=1}^N \frac{(F_i-F)^2}{2\sigma^2}} \quad (4.12)$$

La valeur de F la plus *vraisemblable* est celle qui maximise la probabilité $P(F)$. Cette méthode pour obtenir le flux est appelée le **maximum de vraisemblance**.

Si on pose alors :

$$X = -2\log(P) = -2N\log\left(\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}}\right) + \sum_{i=1}^N \frac{(F_i - F)^2}{\sigma^2} \quad (4.13)$$

Dans ce cas, maximiser $P(F)$ en 4.11 revient à minimiser X . Si en première approximation, on suppose que l'erreur est constante, minimiser le terme $\sum_{i=1}^N \frac{(F_i - F)^2}{\sigma^2}$ en résolvant $\frac{\partial X}{\partial F} = 0$ et en posant $\sigma^2 = F_i$ on retrouve bien la formule 4.4.

La méthode du maximum de vraisemblance donne donc en première approximation le même résultat que la méthode du χ^2 que nous avons développé.

Cependant, ce facteur $-2N\log\left(\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}}\right)$ n'a pas été pris en compte dans le χ^2 vu précédemment, où l'erreur à bas flux est importante.

Si on prend maintenant la formule exacte du χ^2 avec erreur de lecture, en formule 6.1 et qu'on adopte la même démarche en prenant $-2 \cdot \log(\mathcal{L})$, on obtient un nouveau χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N-1} \frac{((g_i - g_{i-1}) - F_{fit})^2}{\sqrt{F_{fit} + \frac{2\sigma_{lecture}^2}{M}}} + (n-1)\log\left(\sqrt{F_{fit} + \frac{2\sigma_{lecture}^2}{M}}\right) \quad (4.14)$$

Avec la même méthode de minimisation, on obtient pour F_{fit} :

$$F_{fit} = \frac{\sqrt{1 + 4\left(\frac{\sum_{i=0}^{N-1} (g_{i+1} - g_i + \frac{2\sigma_{lecture}^2}{M})^2}{M-1}\right)} - 1}{2} - \frac{2 \cdot \sigma_{lecture}^2}{M} \quad (4.15)$$

En introduisant cette nouvelle estimation de F_{fit} dans la simulation Monte-Carlo, on compare de nouveau la valeur du flux en simulation et celle ajustée (Figure 4.4, courbe en rouge). On voit qu'on a corrigé l'erreur systématique par rapport au flux et que celui-ci est bien calculé.

Nous avons ainsi déterminé et vérifié à l'aide de simulations une nouvelle formule analytique exacte qui nous donne la meilleure détermination possible du flux en prenant en compte les erreurs de Poisson et de lecture. Cette formule est assez simple pour être utilisée par une électronique embarquée afin de calculer le flux en vol, et ainsi ne pas avoir à renvoyer tout les groupes de la rampe.

4.3.4 Application dans le cas d'Euclid

Nous allons maintenant appliquer cette méthode d'estimation dans le cadre de la mission Euclid. Avec des simulations de rampes pour des modes spectrométriques (MACC[15,16,11]), nous avons appliqué la méthode du χ^2 décrite précédemment. Dans la Figure 4.5, sont représentées les distributions du flux, de l'erreur sur le flux et la valeur du χ^2 pour des simulations avec des flux incidents de 13,5 e⁻/grp/pix, 27 et 81 e⁻/grp/pix (0,35 e⁻/s, 0,7 et 2,1 e⁻/s), avec un bruit de lecture de $\sigma_{lecture} = 10$ e⁻. On retrouve les différents flux introduits dans la simulation. Le χ^2 peut aussi être calculé avec la formule 6.1, on l'appellera par la suite le χ_{Euclid}^2 .

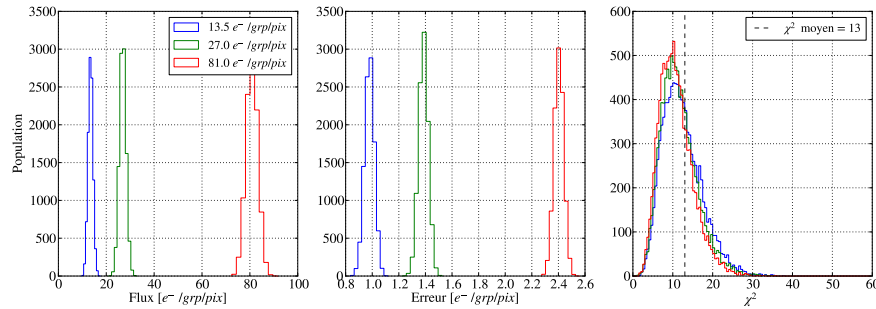


FIGURE 4.5 : Distributions du flux, de l'erreur sur le flux et du χ^2 avec des simulations de 10000 tirages pour des flux de $0,35 \text{ e}^-/\text{s}$, $0,7$ et $2,1 \text{ e}^-/\text{s}$.

Dans le chapitre 6, nous expliquerons comment le χ_{Euclid}^2 est utilisé pour déterminer des événements singuliers comme les rayons cosmiques, démontrant l'aspect facteur de qualité de cette variable.

4.4 L'électronique embarquée pour le NISP

L'électronique embarquée pour l'instrument NISP permettra l'acquisition et le traitement des données en vol afin d'obtenir les valeurs de flux reçu par chaque pixel des seize détecteurs du plan focal de l'instrument. Cette électronique utilise les formules 6.1 et 4.15 pour calculer le flux et le χ_{Euclid}^2 pour chaque pixel. Dans cette partie, nous décrirons le fonctionnement de cette électronique embarquée ainsi que le traitement des données en vol.

4.4.1 Description

L'électronique embarquée pour l'instrument NISP fait partie de la charge utile du satellite (Payload Module - PLM) : ainsi, sa puissance de calcul, sa capacité mémoire et son poids sont limités. Cette électronique (WE pour Warm Electronics) va procéder, à bord du satellite, à l'acquisition des détecteurs (paramétrage de l'ASIC) et au traitement des données en vol avant l'envoi du résultat au sol.

Cette électronique comporte 2 éléments principaux :

- Le DCU (Digital Control Unit) chargé des opérations de base (sommations, moyennes...)
- Le DPU (Digital Processing Unit) chargé des opérations de plus haut niveau (soustraction des pixels de référence, calcul des pentes et de χ^2)

Un schéma simplifié du fonctionnement de l'électronique embarquée est donnée en Figure 4.6 pour un DPU gérant 8 détecteurs de vol. Pour l'instrument NISP, la WE intègre deux DPU pour contrôler les 16 détecteurs du plan focal.

Chaque détecteur est ainsi pris en charge par un DCU et l'ensemble des informations des 8 détecteurs est traité par un DPU (voir Figure 4.7). Ce DPU est équipé

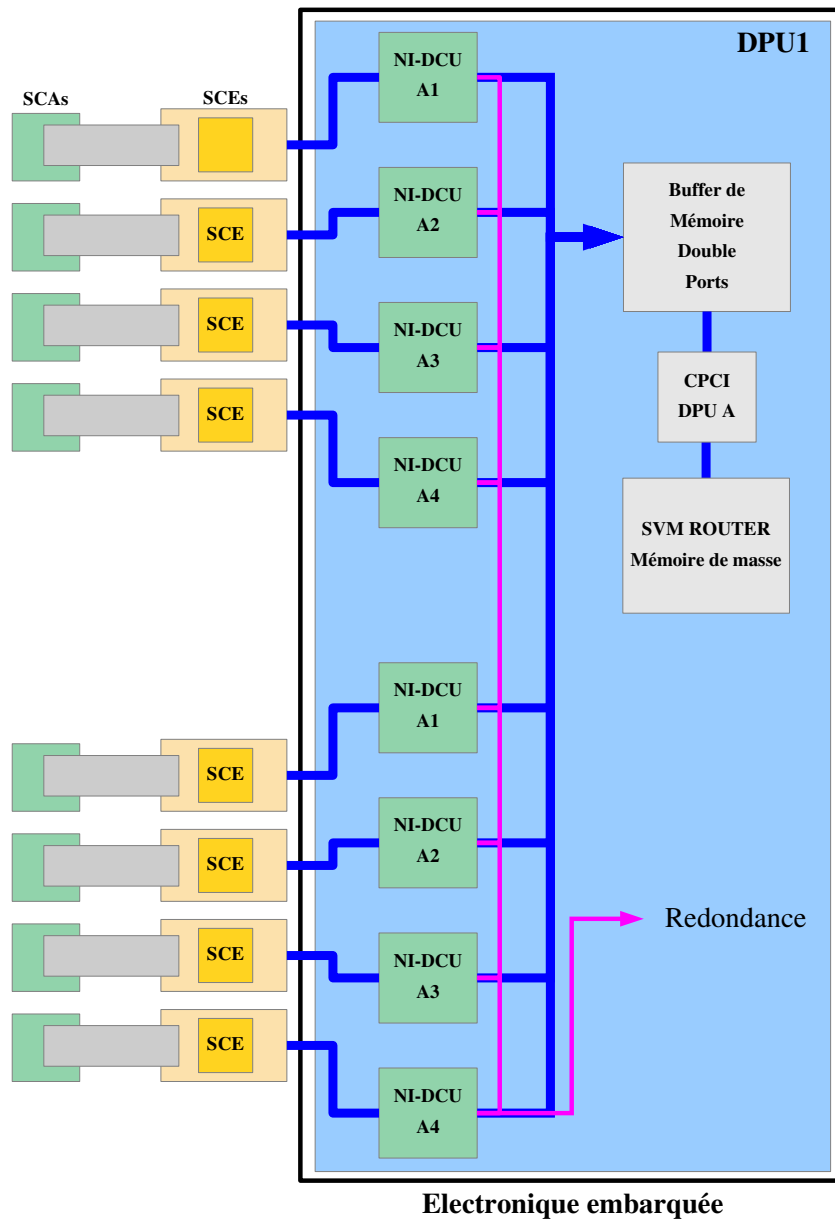


FIGURE 4.6 : Représentation de l'électronique embarquée (DPU1), la redondance (en magenta) correspond au système de secours en cas de défaut de DPU1 (schéma adapté de *Bortoletto (2014)*). DPU2 possède la même architecture.

d'une mémoire tampon (plus de 2 Gbits) afin de pouvoir stocker les groupes de chaque détecteur pendant le temps nécessaire au traitement des images.

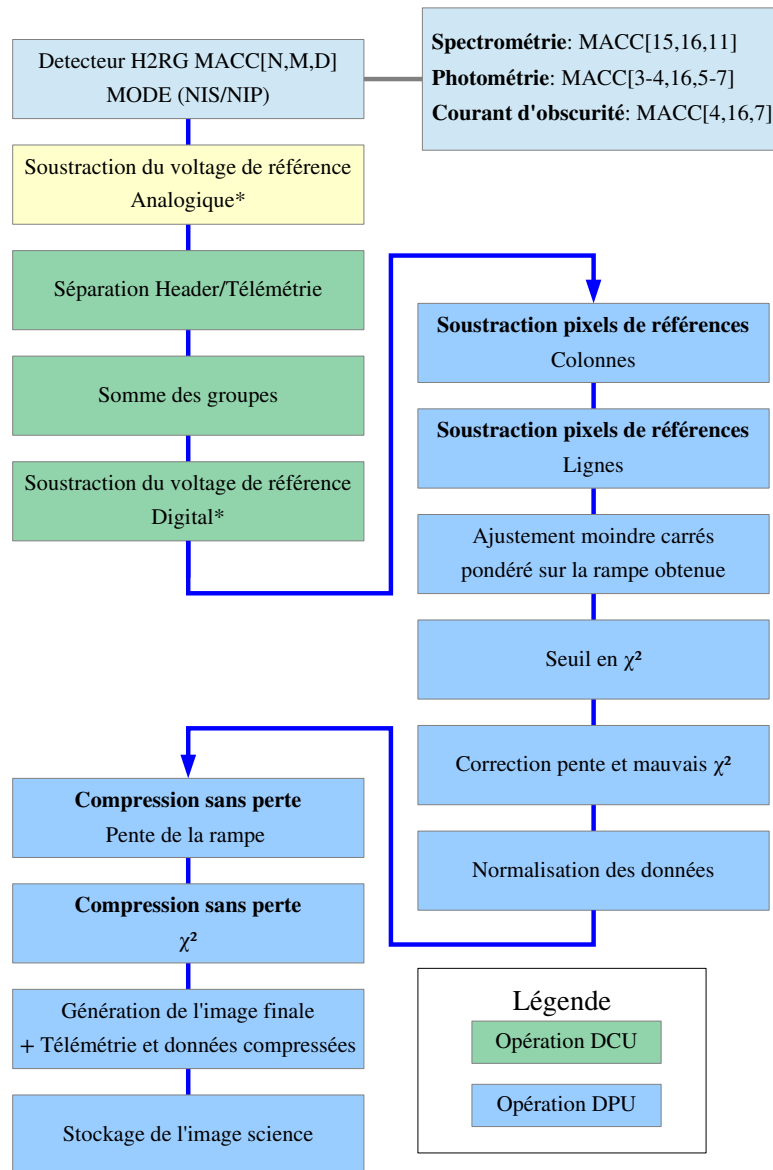


FIGURE 4.7 : Représentation du traitement des données par l'électronique embarquée (schéma adapté de *Bortoletto (2014)*).

4.4.2 Pré-traitement des données en vol

Comme expliqué au chapitre 3, il est possible de programmer le SCE pour ne renvoyer à la WE que les M images des N groupes. Pour une acquisition de type

spectrométrie MACC[15,16,11] le nombre de données reçu représente 15×16 images à traiter par le DCU (taille divisée par un facteur ≈ 2 par rapport à un UTR). Le DCU va tout d'abord construire l'image moyenne pour chaque groupe (coadding) puis ces 15 images moyennées vont être traitées par le DPU avec la méthode de minimisation précédente pour en extraire :

1. Le flux reçu par le pixel : F_{fit} (4.15)
2. Le critère de qualité de F_{fit} : le χ_{Euclid}^2 (6.1)

Ce traitement sera effectué en vol, et seuls ces deux informations vont être envoyés au sol, pour chaque pixel, ce qui revient à renvoyer pour chaque exposition uniquement une matrice de 16 bits pour le flux et une de 8 bits pour le χ_{Euclid}^2 .

Le déroulement de la séquence d'acquisition / traitement est donné dans la Figure 4.7. Notons que malgré la réduction à seulement 2 "images" (celle de la pente et celle du χ_{Euclid}^2) représentant environ 25 Go par jour, ces données vont être compressées pour gagner encore un facteur 2 sur le volume des données, afin d'économiser de la mémoire et de demander le minimum possible de télémétrie.

4.5 Conclusions

Nous avons présenté dans ce chapitre l'implémentation en vol du calcul des rampes des pixels à partir d'un mode de lecture hybride MACC adopté pour tout type d'exposition en mode science. Les modes choisis pour Euclid sont les suivants :

- MACC[4,16,6-7-11] pour les expositions photométriques Y-J-H de 100 s
- MACC[15,16,11] pour les expositions spectrométriques de 560 s

Nous avons décrit la méthode de minimisation utilisée pour le calcul du flux dans un pixel et avons démontré ses performances par simulation Monte-Carlo. Cette méthode peut se calculer analytiquement et sera implémentée en vol afin de réduire le volume de données transférées par télémétrie. Nous allons voir maintenant comment les détecteurs seront qualifiés et caractérisés avant le lancement afin d'assurer les performances scientifiques de la mission.

La caractérisation des détecteurs Euclid

Contents

5.1	La caractérisation des détecteurs infrarouges pour Euclid	102
5.1.1	Traitement des données au sol et objectifs de la caractérisation	102
5.1.2	Les besoins pour la caractérisation	104
5.1.3	Résumé des besoins de la caractérisation	108
5.2	Moyens de caractérisation	109
5.2.1	L'environnement	109
5.2.2	Les cryostat Pégase et Andromède	110
5.2.3	Moyens de tests dédiés à la caractérisation dans les cryostats	113
5.2.4	Les logiciels	116
5.2.5	Le cryostat de tests Altair	118
5.3	Caractérisation d'un SCS Euclid	119
5.3.1	Le courant d'obscurité	119
5.3.2	Le bruit total	122
5.3.3	Mesures avec illuminations	126
5.3.4	Résultats de la caractérisation	127
5.4	Conclusion	127

Dans le chapitre 2, nous avons dérivé les spécifications de l'instrument, et en particulier celles des détecteurs. Aux chapitres 3 et 4, nous avons décrit la technologie des détecteurs H2RG et leur fonctionnement en vol.

Dans ce chapitre, nous allons décrire la caractérisation de ces détecteurs pour Euclid qui sera effectuée avant le lancement. Nous décrirons d'abord les étapes du traitement des données et en dériverons les besoins de caractérisation des détecteurs. Nous décrirons les moyens de tests qui ont été développés au CPPM, les performances attendues et présenterons les résultats de la caractérisation d'un détecteur obtenue au cours de ma thèse, travail qui a servi à la validation des bancs de test et des méthodes d'analyse pour la caractérisation.

5.1 La caractérisation des détecteurs infrarouges pour Euclid

5.1.1 Traitement des données au sol et objectifs de la caractérisation

Avant d'utiliser l'information du flux reçu par les pixels, il faut étalonner leur réponses et évaluer les bruits intrinsèques. Cela passe par un certain nombre d'étapes que nous allons décrire et qui sont résumées en Figure 5.1.

1. Masquer les mauvais pixels à partir d'une carte prédéfinie
2. Masquer les pixels impactés par des rayons cosmiques
3. Soustraire le courant d'obscurité
4. Convertir le flux reçu (ADU/f) en e^-/s
5. Corriger des effets de réponses non-linéaires
6. Corriger de l'impact des pixels voisins
7. Corriger des effets de persistance

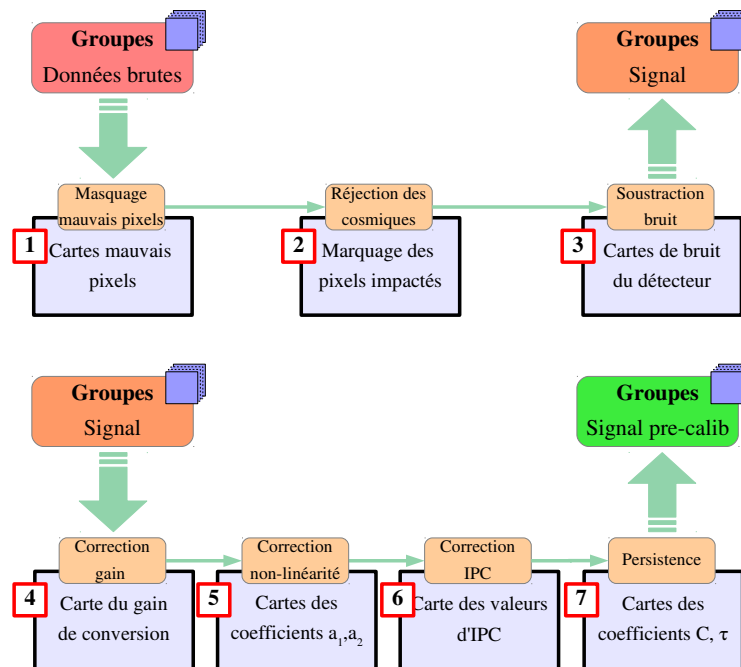


FIGURE 5.1 : Diagramme du pré-traitement des données brutes de vol effectué au sol

Les procédures d'étalonnage s'appuient souvent sur des procédures prédéfinies qui dépendent des connaissances *à priori* des propriétés individuelles des pixels.

Cette connaissance passe par une caractérisation fine de tous les pixels qui nécessite une prise de données pour effectuer les corrections précédentes. Les corrections des étapes 1 et 3 à 6 dépendent des propriétés intrinsèques du détecteur et requièrent des cartes dédiées qui est l'objet de ce chapitre. Les étapes 2 et 7 dépendent de la stratégie d'observation et nécessite pour l'une un algorithme de réjection (étudié en chapitre 6) et pour la deuxième une connaissance de la réponse en persistance des pixels du détecteur (dans le chapitre 7).

Dans le cadre d'Euclid, les étalonnages en vol seront limités. Cela demande donc d'une part des caractérisation fines effectuées avant le lancement, et l'adoption de procédures (Figure 5.1) à appliquer aux données. Nous allons détailler maintenant les besoins nécessaires pour quelques une de ces procédures.

5.1.2 Les besoins pour la caractérisation

La caractérisation de détecteurs de vol doit fournir une cartographie des paramètres définissant la réponse des pixels afin de pouvoir répondre aux besoins du traitement des données brutes. Les cartes de la caractérisation se regroupent en deux catégories, celles qui nécessitent une illumination en champ plat et celles qui requièrent de ne pas avoir de lumière. Les principaux paramètres qu'il est nécessaire de connaître sont le bruit total du détecteur lié à son mode de lecture, ainsi que la non-linéarité, le gain de conversion, la capacité inter pixel et la persistance. D'autres paramètres entrent en compte dans le critère d'opérabilité des pixels, mais ceux-ci ne seront pas traités dans ce chapitre. Dans cette partie nous décrirons les données qu'il est nécessaire d'obtenir en vue de la caractérisation, ainsi que les besoins instrumentaux que cela impose.

Correction du bruit du détecteur

Comme nous l'avons vu au chapitre 4, les modes d'observations photométriques et spectrométriques imposent une lecture en MACC, c'est-à-dire une rampe continue de groupes moyennés, ce qui corrèle les deux composantes du bruit de lecture et le bruit du Poisson du courant d'obscurité.

Dans la pratique, cela revient à dire que le bruit mesuré en utilisant ces modes contient toujours ces deux composantes qui forment le bruit total. Pour la caractérisation, le but est de pouvoir dissocier par pixel les paramètres influant le bruit total c'est à dire le bruit de lecture et le bruit stochastique du courant d'obscurité (Voir note [Barbier \(2015\)](#)).

La Figure 5.2 illustre les différents régimes de bruit du détecteur en fonction du flux incident sur une exposition UTR de 5000 images avec un bruit de lecture de $10 e^-$. La courbe bleue représente la contribution du bruit de lecture $\sigma_{readout}$, la verte la contribution du bruit de Poisson et la rouge est la somme quadratique des deux. On peut voir deux régimes de bruit, le premier, en dessous d'un flux de $2 \times 10^{-2} e^-/s$, est dominé par le bruit de lecture. Au dessus de ce flux, le bruit total est dominé par la contribution de Poisson.

Cette mesure du bruit est associée à la mesure du courant d'obscurité, qui est le résultat de deux processus indépendants : un processus interne de génération spontanée de charges dans le pixel [[Rogalski \(2005\)](#)], et un processus externe résultant de l'arrivée de photons "indésirables" sur le pixel. Ces photons indésirables sont liés à l'environnement du détecteur et aussi appelés fuites de lumière.

La mesure du courant d'obscurité est nécessaire afin de pouvoir effectuer une soustraction de cette contribution au signal science (quatrième correction sur le diagramme de la Figure 5.1). Pour la caractérisation, le but est d'obtenir des mesures du courant d'obscurité de l'ordre de $10^{-3} e^-/s$ avec une précision inférieure à $4 \cdot 10^{-3} e^-/s$ (Requirement NISP-C-1012) pour des températures de fonctionnement entre 85 et 100 K.

Des mesures à ces niveaux de précision requièrent d'avoir un contrôle des variables externes et internes influençant le courant d'obscurité. Pour les processus in-

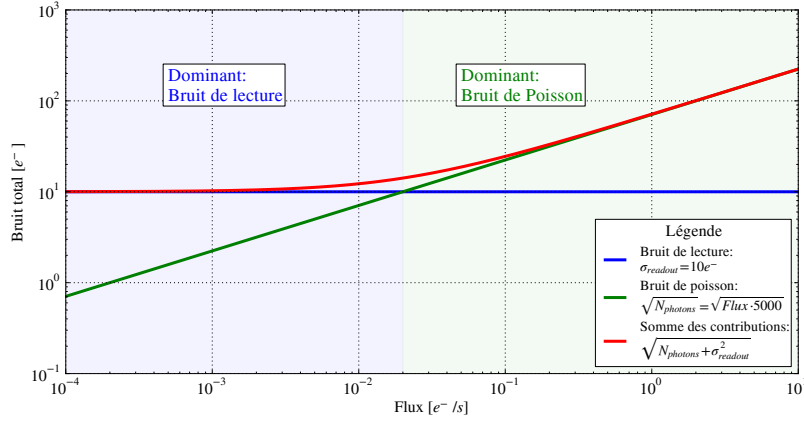


FIGURE 5.2 : contributions des 2 composantes du bruit en fonction du flux.

ternes, la composante dominante est la température de fonctionnement. Pour ce type de détecteur une variation d'un Kelvin de la température de fonctionnement du SCA fait varier le courant d'obscurité de $\approx 4,5 \times 10^{-3} \text{ e}^-/\text{s}$ (voir [Beletic and Loose \(2009\)](#)). En imposant une contrainte sur la température de fonctionnement qui doit être stable au mK, on est alors sûrs que ce n'est pas les variations thermiques qui vont générer du bruit. En ce qui concerne les contributions externes au courant d'obscurité, il faut limiter au minimum les fuites de lumières, et donc isoler optiquement la surface de détection du SCA par l'utilisation d'un capot.

Le gain de conversion

Le détecteur va générer des porteurs de charges (ici, des trous), une fois numérisé, le signal est en ADU. Afin de pouvoir obtenir le signal en nombre d'électrons, il faut le multiplier par le gain de conversion G_{conv} (équation 3.10) :

$$S_{porteurs} = G_{conv} \times S_{ADU} \quad (5.1)$$

Pour déterminer le gain de conversion du système de détection, on utilise la méthode de la Courbe de Transfert de Photons (PTC pour Photon Transfert Curve en anglais). Cette méthode consiste à mesurer la relation entre la valeur du flux de photons mesurée et sa variance [[Janesick \(1985\)](#)].

Pour un flux donné, le signal pour un pixel du détecteur s'écrit :

$$S_{ADU} = \frac{N_{porteurs}}{G_{conv}} + \sigma_{lecture} \quad (5.2)$$

Avec S_{ADU} le signal du pixel exprimé en ADU, $N_{porteurs}$ le nombre de porteurs générés dans le pixel issu d'un flux de photons et $\sigma_{lecture}$ l'erreur de lecture du signal. L'erreur associée à ce signal S_{ADU} peut s'écrire de la manière suivante :

$$\sigma_{S_{ADU}}^2 = \frac{\sigma_{N_{porteurs}}^2}{G_{conv}^2} + \sigma_{lecture}^2 \quad (5.3)$$

Comme le nombre de porteurs générés est liée au nombre de photons reçus par le détecteur, la variable $N_{porteurs}$ suit une distribution de Poisson telle que la variance est égale à la moyenne de la distribution :

$$\sigma_{N_{porteurs}}^2 = \langle S_{porteurs} \rangle = G_{conv} \cdot \langle S_{ADU} \rangle \quad (5.4)$$

En remplaçant dans l'équation 5.3 la valeur de $\sigma_{N_{porteurs}}^2$ obtenue en 5.3, on obtient :

$$\sigma_{S_{ADU}}^2 = \frac{\langle S_{ADU} \rangle}{G_{conv}} + \sigma_{lecture}^2 \quad (5.5)$$

Cela montre que la variance et la valeur moyenne du signal sont liées par une équation linéaire telle que si on trace la relation $\sigma_{S_{ADU}}^2 = f(\langle S_{ADU} \rangle)$ on obtient une droite de pente $1/G_{conv}$

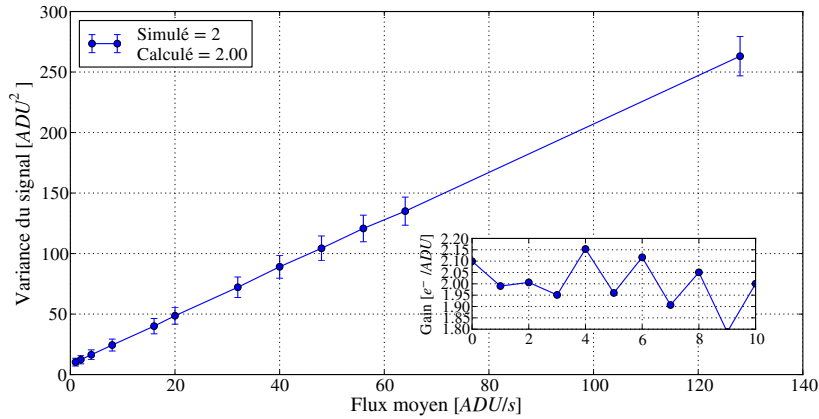


FIGURE 5.3 : Exemple d'une PTC obtenue à partir d'une simulation avec un gain $G_{conv} = 0,5 e^-/ADU$, un bruit de lecture $\sigma_{lecture} = 10 e^-$ et des flux de 1 à $128 e^-/s$

Cette méthode nécessite d'obtenir la réponse des pixels pour des éclaircissements, de $0,5$ à $64 e^-/s$ qui est la gamme de flux arrivant sur les détecteurs en mode science.

Pour pouvoir remonter à l'information du signal en nombre de photons, il faut ensuite diviser par l'efficacité quantique du détecteur η .

$$S_{photons} = S_{porteurs}/\eta \quad (5.6)$$

Celle-ci, qui doit être déterminée avec une précision meilleure que 5% sur l'ensemble du détecteur, requiert un profil d'éclaircissement uniforme (meilleur que 1%) à la surface du détecteur, ainsi que la possibilité d'avoir des éclaircissements monochromatiques à des longueurs d'onde entre $0,9$ et $2,0 \mu m$ par pas de $50 nm$.

La capacité inter-pixel

Pour le signal d'un pixel, il existe un effet de potentiel électrostatique qui peut-être modélisé par une capacité entre pixels voisins (expliqué dans le chapitre 3). La Figure 5.4 est une représentation de l'effet d'IPC sur l'image d'un détecteur, avec l'hypothèse d'un impact uniquement sur les plus proches voisins. On voit l'apparition d'un motif caractéristique de l'IPC sous forme de croix qui montre l'impact sur la science de tels signaux.

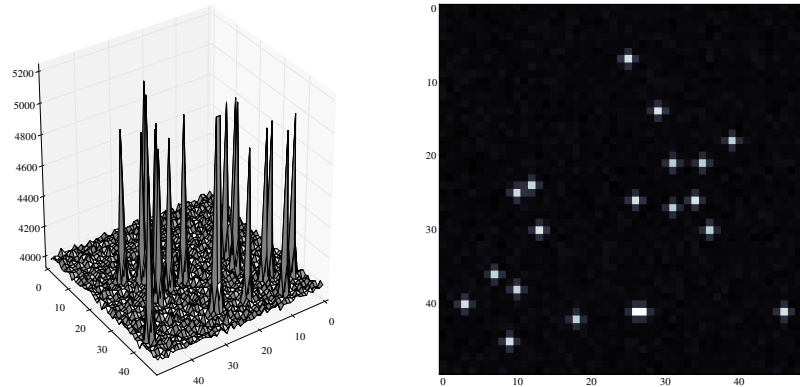


FIGURE 5.4 : *Simulation de l'effet d'IPC sur un détecteur pour des impacts ponctuels*

Plusieurs méthodes peuvent être employées pour la mesure d'IPC. La première, utilise une source ponctuelle (à l'échelle du pixel) avec l'aide d'une source de Fe55 ou d'un laser [Dudik et al. (2012)]. La deuxième méthode consiste à changer la valeur de V_{reset} d'un pixel du détecteur (de façon à introduire un signal artificiellement). Par la création d'un signal important sur un pixel (diminution de V_{reset} pour le pixel), il est ainsi possible de mesurer cet effet de capacité entre pixels, il est ensuite nécessaire d'avoir une technique capable de réitérer cette mesure sur l'ensemble des pixels du détecteur.

C'est cette deuxième méthode qui sera adoptée pour les détecteurs avec un firmware permettant la création d'une grille de 1 sur N pixels ayant un V_{reset} différent, créant ainsi une grille de pixels avec un fort signal. A partir de cette image, on peut mesurer l'IPC en déduisant le signal induit sur les proches voisins du pixel. Ce motif est ensuite décalé et répété sur les autres pixels afin de couvrir l'ensemble de la matrice (nécessaire pour la sixième correction Figure 5.1).

La non-linéarité

La réponse non-linéaire des pixels du détecteur fait que le flux est systématiquement sous-estimé si celle-ci n'est pas corrigée. Cette correction de non-linéarité doit pouvoir permettre de reconstruire la réponse linéaire à mieux que 1%, ce qui est atteignable en approximant la réponse du pixel comme répondant en une loi polynomiale [Kubik (2014)] de type :

$$S_{mesuré}(t) = S_{réel}(t)^2 \cdot a_2 + S_{réel}(t) \cdot a_1 + a_0 \quad (5.7)$$

Avec a_1 correspondant au coefficient directeur de la réponse linéaire du pixel (et donc le gain de conversion), $S_{mesuré}$ le signal mesuré en ADU et $S_{réel}$ le signal corrigé en ADU (ou en e^- si on applique le gain de conversion). Ces coefficients varient d'un pixel à l'autre et selon les modes de lecture utilisés, la caractérisation doit donc être capable de fournir les cartes de coefficients a_0 , a_1 et a_2 nécessaires à cette correction par pixel (la cinquième correction en Figure 5.1) pour chacun des modes spectrométrique et photométrique. Cette mesure est longue et complexe car le détecteur doit être exploré dans toute la gamme de fonctionnement des valeurs de flux.

Ces mesures requièrent des illuminations en champ-plat du détecteur et un flux variable afin de vérifier la concordance des coefficients de non-linéarité à bas et haut flux.

La persistance

Le signal de persistance est un phénomène de piégeage de charges pendant une exposition et leur dépiégeage pendant les expositions suivantes dans la surface sensible du détecteur, induisant ainsi un signal parasite mesurable et préjudiciable pour les performances science. La mesure du signal de persistance requiert une connaissance de sa réponse par rapport au flux incident et des constantes de temps de l'image rémanente afin de pouvoir en obtenir des cartes de caractérisation utilisables. Il faut pour cela pouvoir alterner entre un éclairage uniforme et une mesure de courant d'obscurité afin d'observer le comportement de l'image rémanente.

Le plan de caractérisation pour la persistance est en cours de définition et est l'objet d'une étude dans le chapitre 7.

5.1.3 Résumé des besoins de la caractérisation

La Table 5.1 résume les besoins de chacune des caractérisations nécessaires au pré-traitement des données au sol ainsi que les besoins instrumentaux associés. C'est à partir de ces besoins qu'on peut obtenir des spécifications du banc de caractérisation des détecteurs.

La caractérisation des détecteurs de vol de l'instrument NISP s'effectue au CPPM tandis que les tests d'acceptation et de sélection seront menés par la NASA. Au cours de la période de caractérisation, 20 détecteurs H2RG vont être livrés au

Paramètre	Spécifications	Banc de test
Courant d'obscurité en mode UTR	$\approx 10^{-3} e^-/s$	Pas de fuites de lumière, température stable
Bruit 95 quantile	13 e^- spectrométrie 9 e^- photométrie	Schéma de masse prédéfini
Gain de conversion	Précision sur $\eta < 5\%$	Illuminations monochromatiques, champ plat 1%, flux entre 1 et 64 e^-/s
Non-linéarité	Correction $< 1\%$	Illuminations champ plat
Capacité inter-pixel	IPC $< 0,3\%$	Reset des pixels par grille
Persistance	Illumination puis dark sur plusieurs flux	Synchronisation éclairage/acquisition

TABLE 5.1 : *Résumé des besoins pour la caractérisation et des besoins instrumentaux nécessaires.*

laboratoire. Ces détecteurs vont suivre le plan de caractérisation illustré dans la Figure 5.5 qui regroupe : une période d'intégration (réception, tests et mise à froid) de 5 jours, une période de caractérisation avec une prévision de 24 jours par détecteur et enfin une remise à température ambiante et stockage de 4 jours (l'ensemble de ces procédures sur les 20 détecteurs s'étalant sur la période entre juillet 2016 et avril 2017). Une fois la caractérisation terminée, 16 détecteurs seront intégrés sur le plan focal de l'instrument puis l'ensemble du plan focal sera monté dans l'instrument NISP, qui doit être livré à l'ESA en fin 2017.

5.2 Moyens de caractérisation

Les détecteurs de l'instrument NISP doivent être caractérisés à des températures opérationnelle de 85 K à 100 K, en ne dépassant pas des gradients de températures supérieurs à 1 K/min pendant les étapes de mises à froid et de réchauffage. Afin de pouvoir caractériser l'ensemble des détecteurs à basse température, deux cryostats, Pégase et Andromède, seront conçus pouvant chacun accueillir deux détecteurs. Chacun de ces cryostats doit pouvoir répondre aux besoins de la caractérisation des paramètres de bruit total, courant d'obscurité, gain de conversion, capacitance inter-pixel et persistance.

5.2.1 L'environnement

La manipulation des détecteurs de vol impose certaines conditions de travail, notamment pour leur sécurité. Les principales sources de dangers pour les détecteurs

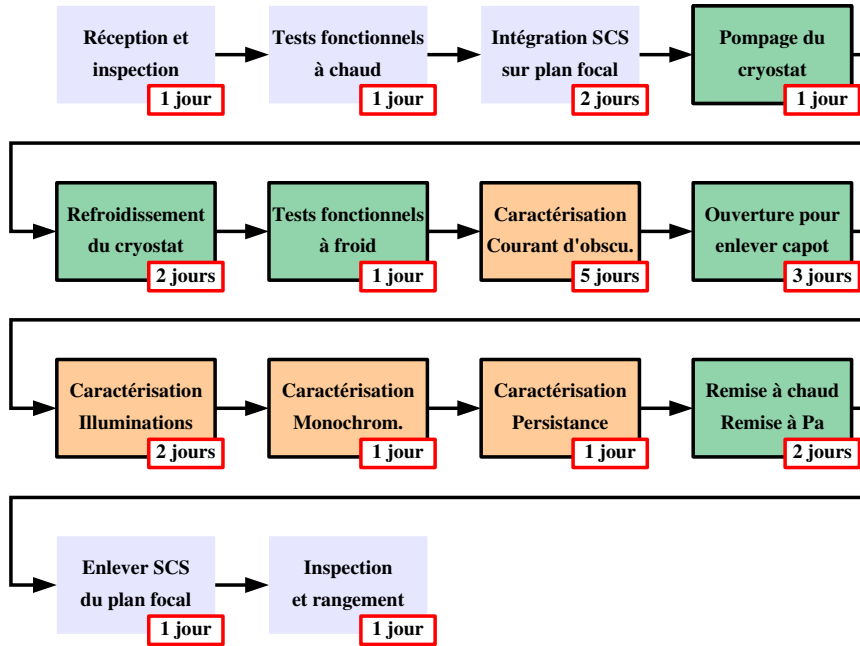


FIGURE 5.5 : Plan de test pour la caractérisation des SCS Euclid. En orange sont représentées les périodes dédiées à la caractérisation et en vert les périodes de tests et de mises en conditions. Cela représente un total de 24 jours alloués par détecteur.

de vol sont :

1. Les chocs physiques endommageant l'intégrité des éléments (SCA, SCE ou CFC).
2. La contamination par des particules ou molécules volatiles présentes dans l'environnement de test.
3. Les décharges électrostatiques lors des manipulations par les opérateurs.

C'est pour cela que l'environnement destiné à la manipulation des détecteurs consiste en une hotte ISO 5, située dans une salle propre ISO 7. Tout le personnel présent se voit attribuer un bracelet anti-statique qui doit être branché à la masse avant toute manipulation des électroniques. La manipulation de chacun des éléments constituant le SCS requiert la mise en place de procédures dédiées pour chacune des étapes d'intégration et d'extraction.

5.2.2 Les cryostat Pégase et Andromède

Les cryostats sont des enceintes dans lesquelles on fait le vide et que l'on équipe d'un système de refroidissement. Lors de la mise à froid d'un cryostat, les espèces

gazeuses présentes vont avoir tendance à se condenser et, dans le cas de l'eau, former des cristaux de glace pouvant endommager les électroniques qui seront utilisées. Si le cryostat n'est pas sous vide, il va aussi y avoir l'existence d'échanges thermiques par convection du fait de la présence de gaz. L'utilisation d'un système de pompage pour fonctionner sous vide permet d'éviter ces deux problèmes ainsi que de prévenir la contamination éventuelles des détecteurs de vol par des espèces volatiles. La solution adoptée est une mise à vide secondaire à $\approx 10^{-6}$ mbar, cela impose l'utilisation d'un couple pompe primaire et pompe turbomoléculaire. Le vide secondaire de l'enceinte du cryostat est assuré par un groupe de pompage Edwards, qui nous permet d'atteindre des vides de l'ordre de 10^{-6} mbar à partir de 4h de pompage, une descente à vide du cryostat est illustrée dans la Figure 5.7.

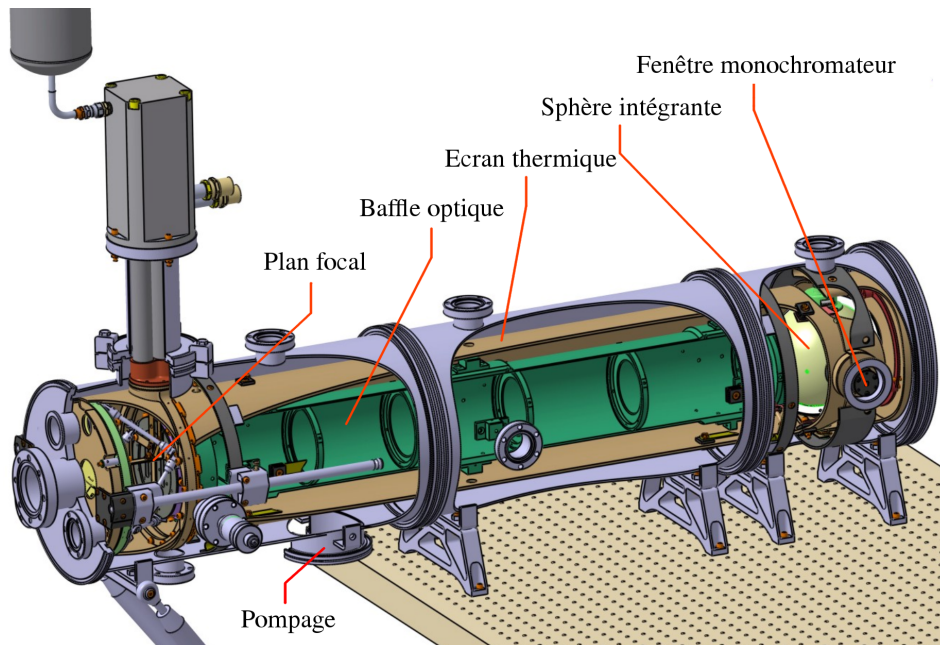


FIGURE 5.6 : CAO du cryostat Pégase, avec les principaux sous-systèmes représentés (Plan focal avec deux détecteurs, virole pour le group de pompage, baffle optique et sphère intégrante pour l'illumination, l'écran thermique pour protéger du transfert par rayonnement et la fenêtre d'entrée pour le monochromateur.

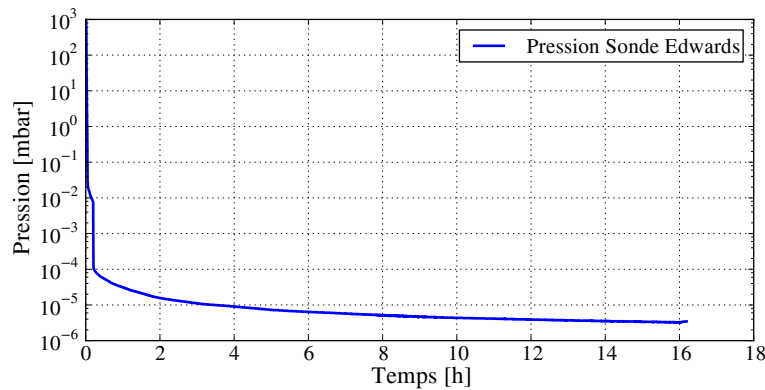


FIGURE 5.7 : Descente à vide de Pégase avec le groupe de pompage Edwards.

Il existe ensuite 2 solutions principales pour le système de refroidissement des cryostats. La première solution consiste en l'utilisation de cryofluides (azote -77 K- et hélium -4 K- liquides) dont les inconvénients importants sont une masse et un volume d'occupation conséquent, accompagnés d'un besoin constant de disponibilité de ces fluides cryogéniques. L'autre solution utilise des cryoréfrigérateurs, qui peuvent atteindre des températures très basses (en-dessous de l'azote liquide). C'est cette deuxième solution moins risquée et plus pratique qui sera utilisée pour les cryostats de caractérisation. La mise à froid du cryostat s'effectue par l'utilisation d'un cryoréfrigérateur Cryomech PT90 à cycle d'Hélium fermé, qui doit permettre, avec une puissance de refroidissement de 80 W, d'atteindre des températures de 85 à 100 K pour le plan focal*. La température des autres éléments (sphère, baffle, écran) ne doit pas dépasser les 150 K. Une simulation thermique du cryostat (Figure 5.8), avec une température minimale atteignable de 80 K sur le plan focal (en haut à gauche) et des températures maximales <110 K sur l'écran thermique (en bas), a validé la conception des cryostats.

La Figure 5.6 est le résultat d'une Conception Assistée par Ordinateur (CAO) de l'enceinte d'un des cryostats de caractérisation, Pégase, où on peut voir la présence du cryoréfrigérateur PT90 de Cryomech dont la tête froide est située au-dessus du cryostat. On voit aussi une virole en dessous du cryostat amenant vers le groupe de pompage Edwards (situé à l'extérieur de la salle blanche). Nous allons décrire les différents éléments importants pour la caractérisation et nous allons développer les différents choix adoptés.

*. Le SCE fournissant une puissance <100 mW en mode 100 kHz 32 canaux

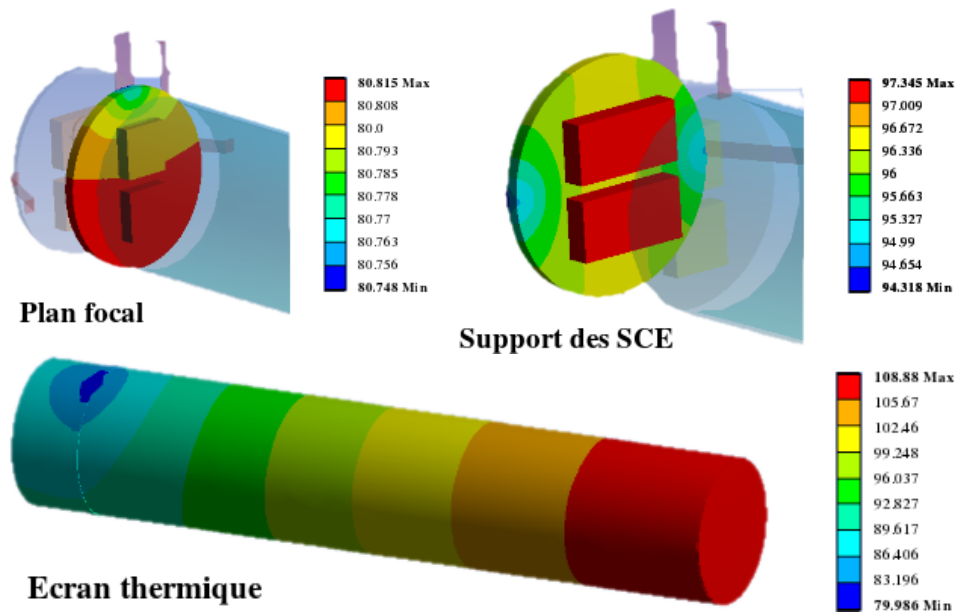


FIGURE 5.8 : Simulation thermique des températures atteintes sur le support des SCA, des SCE et de l'écran thermique avec un point froid fournissant 80 W de puissance de refroidissement.

5.2.3 Moyens de tests dédiés à la caractérisation dans les cryostats

5.2.3.1 Le plan focal

Le plan focal accueille les détecteurs et consiste en une plaque en molybdène usinée pour pouvoir accueillir deux SCA (Figure 5.9 à gauche). Deux traversées dans la plaque permettent au câble CFC de rejoindre les SCEs (Figure 5.9 à droite)

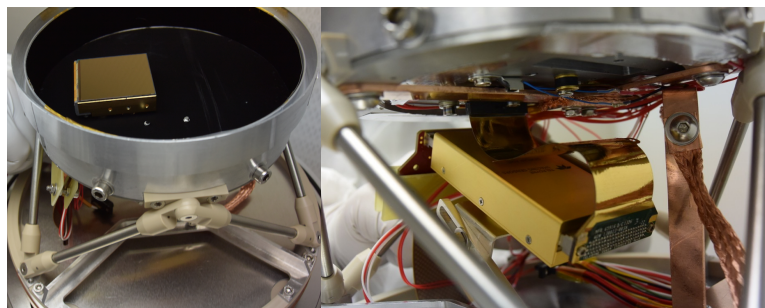


FIGURE 5.9 : Images du plan focal du cryostat Pégase. **Gauche** : vue du dessus avec le plan focal noirci avec un SCA installé. **Droite** : vue de côté avec le câble CFC reliant le SCA du plan focal au SCE installé à l'arrière.

La stabilité de la température du plan focal est assurée par l'utilisation de

réchauffeurs, regroupant un total de 40 W, situés sous le plan focal et d'un régulateur PID. Ce régulateur nous permet d'assurer une stabilité au mK sur le plan focal pour les mesures avec les détecteurs. La descente en température avec stabilisation au mK est illustrée sur la Figure 5.10, avec une stabilité de l'ordre du mK atteinte au bout de 20 h après la mise à froid (le mK est représenté par la bande verte sur le petit axe).

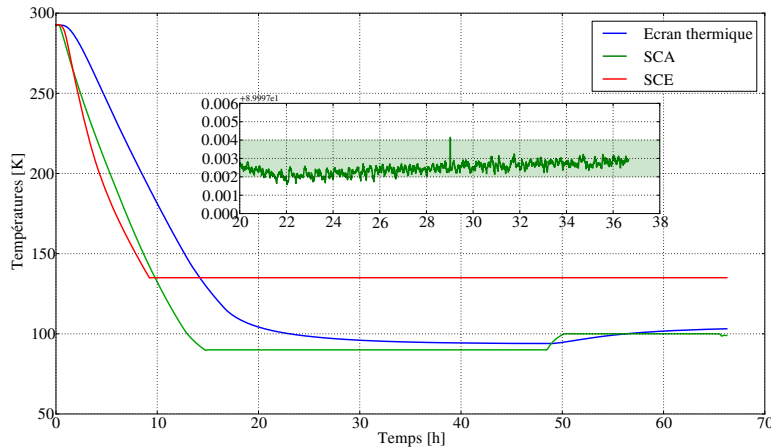


FIGURE 5.10 : Descente en température du cryostat Pégase avec les courbes correspondant au SCA, SCE et la limite haute du cryostat.

Afin de pouvoir mesurer des courants d'obscurité de l'ordre de $10^{-3} e^-/s$, les détecteurs devront être isolés des sources de photons infrarouges qui sont susceptibles de contaminer la mesure. Pour cela, l'ensemble des surfaces qui ne sont pas utilisées pour le système d'illumination seront recouvertes de noir absorbant efficacement les photons infrarouges parasites. De plus, le détecteur devra être équipé d'un capot lui aussi noirci. Cette couche noire absorbante pour le proche infrarouge est la peinture PU1 conforme aux spécifications de dégazage émise par l'ESA (voir [ESA \(2009\)](#)) avec une absorbance $\alpha = 0,96 \pm 0,02$ avec une couche de $50 \mu\text{m}$ sur un substrat en aluminium.

5.2.3.2 Le système d'illumination

Pour obtenir un front d'onde plat avec le système d'illumination, le choix s'est porté sur un système optique composé d'une **sphère intégrante** en spectralon* avec un diamètre de 15 cm, représentée sur la Figure 5.11, couplée à un baffle optique.

La sphère intégrante possède trois interfaces, la première, alignée avec la fenêtre

*. Matériau développé par Labsphere et possédant une très grande réflexion diffuse (en UV, NIR et visible).

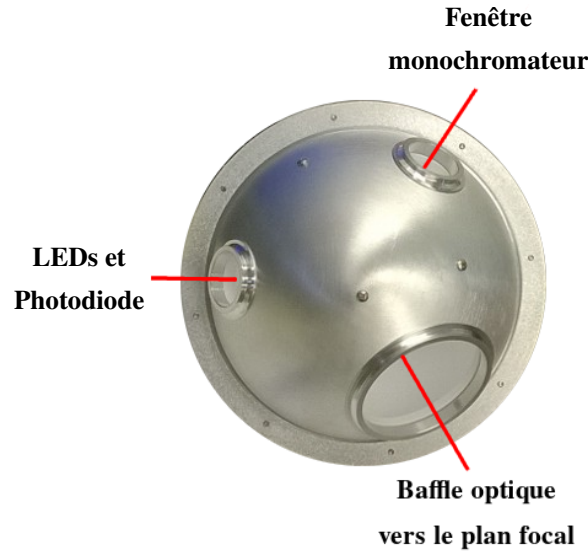


FIGURE 5.11 : Photo de la sphère intégrante utilisée pour les cryostats de caractérisation avec ces trois interfaces.

du cryostat (représentée dans la Figure 5.6) permet l'entrée du faisceau de lumière modulé par une fente de sortie issue d'un **monochromateur extérieur** au cryostat (Oriel Cornerstone 260) utilisable sur $\Delta\lambda = [0,9-2,8 \mu m]$ et pilotable par LabView. La seconde sortie permet de placer une photodiode de référence (permettant de contrôler les niveaux de flux dans la sphère) ainsi que des LEDs (Hamamatsu 9372-01). La dernière est la sortie du faisceau vers le plan focal, sortie qui est associée à un **baffle optique** de 1 m, recouvert d'une couche semblable à de la PU1 pour réduire les réflexions parasites et pouvoir ainsi atteindre une précision de l'ordre du % pour l'uniformité de l'éclairement sur le plan focal.

Les performances atteintes avec le premier cryostat de caractérisation Pégase sont résumées en Table 5.2

	Spécification	Atteint
Pression	10^{-6} mbar	10^{-7} mbar
$ dT_{SCA}/dt $	< 1 K/min	$> -0,35$ K/min descente à froid $< 0,65$ K/min montée à chaud
T_{SCA}^{min}	< 85 K	≈ 70 K
Stabilité T_{SCA}	< 1 mK	< 1 mK
Uniformité	$< 1\%$	$< 2\%$ *

TABLE 5.2 : Résumé des performances atteintes avec le cryostat Pégase.

*. 1% sur de grandes zones du détecteur mais quelques variations spatiales à 2%.

5.2.4 Les logiciels

Avec des acquisitions pouvant durer plusieurs jours, il est nécessaire d'avoir un banc de tests complètement automatique, capable de gérer les acquisitions du détecteur avec un PC d'acquisition dédié et de pouvoir contrôler l'environnement dans lequel le détecteur sera situé. Cette problématique se résout par l'utilisation d'une suite de logiciels communiquant les uns avec les autres et permettant ainsi une automatisation complète du système.

La Figure 5.12 résume les différentes interactions entre chacun des éléments constituant la chaîne d'acquisition automatisée. Le but étant à terme que l'opérateur en charge de l'acquisition et de l'analyse n'interagisse qu'avec une interface pour lancer des acquisitions et qu'avec la base de données pour pouvoir lancer des analyses.

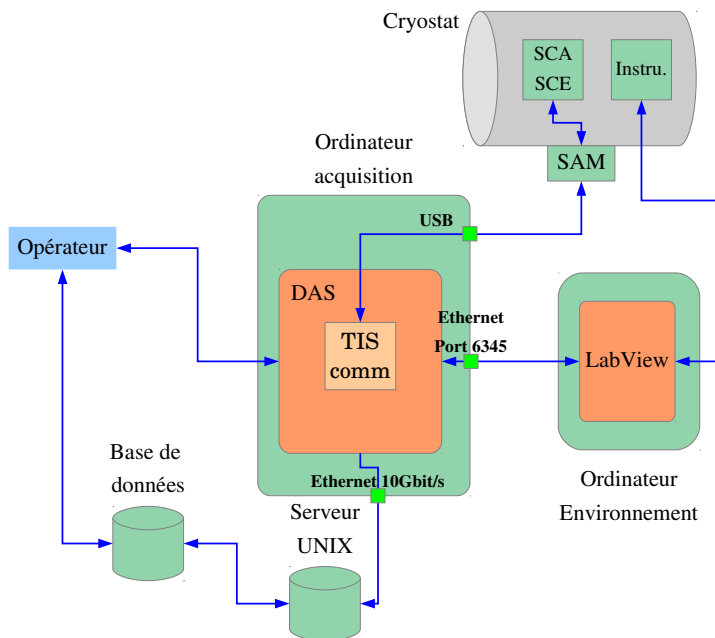


FIGURE 5.12 : Schéma des interactions entre les différents éléments du système d'acquisition.

1. **Contrôle de l'environnement** : assuré par une interface développée avec LabView. Cette interface permet de commander les appareils en relation avec le contrôle de la pression, des températures ou encore de l'illumination. C'est aussi ce logiciel qui gère les actions en cas d'alarme.
2. **Un logiciel d'acquisition** : les acquisitions et le contrôle de l'environnement sont prises en charge par un système automatisé d'acquisition (DAS pour Data Acquisition System). Ce DAS, écrit en Python et développé par l'IPNL, permet

la synchronisation des acquisitions de la chaîne de détection (les SCS) avec le contrôle de l'environnement. Les acquisitions seront toutes en mode UTR, ce qui permet de reconstruire analytiquement tout les modes, mais représente beaucoup en volume de données. Enfin, toutes les informations (détecteur et environnement) sont enregistrées dans le format HDF5 (Hierarchical Data Format [[The HDF Group \(2016\)](#)]).

3. **Base de données** : développée en Postgre, qui permet à l'utilisateur d'accéder facilement aux fichiers résultant des acquisitions, l'automatisation de cette base de données permettra de classer les acquisitions selon des paramètres définis, comme l'illumination, la température d'opération, etc...
4. **Le logiciel d'analyse** : permet de produire des cartes de caractérisation des détecteurs à partir des données brutes.
5. **Un logiciel de visualisation** : développé en Python, ce logiciel à été utilisé afin de permettre la visualisation de données dans les différents formats de fichiers utilisés par la collaboration (FITS, TIF et HDF5) et effectuer des analyses rapides (Fowler-M, CDS, Spectre de puissance, évolution moyenne des pixels (description en annexe E).

Ainsi pour chaque acquisition on va définir ce qu'on appelle une séquence, qui regroupe l'information de la configuration du détecteur (polarisation, gain, mode de lecture) et de son environnement (température, éclairement).

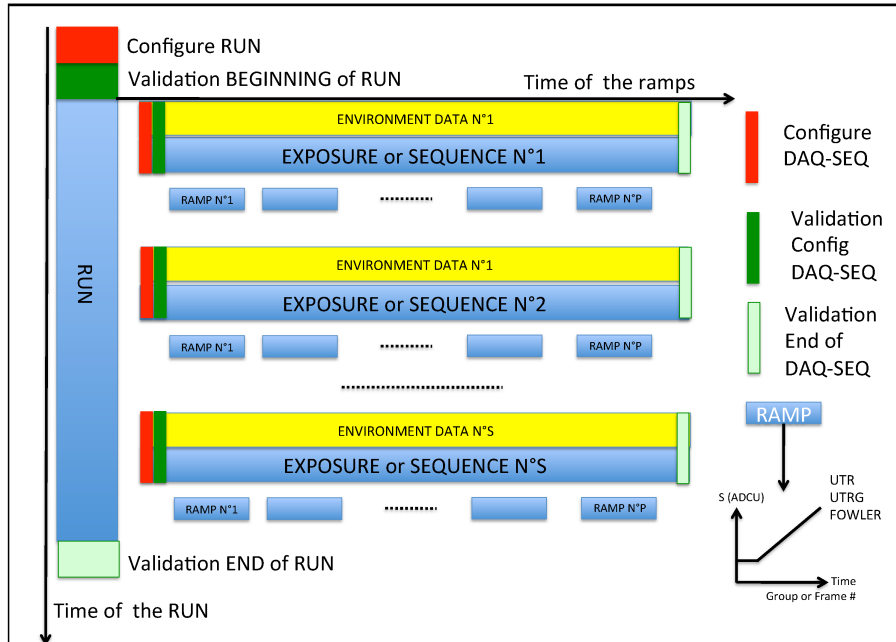


FIGURE 5.13 : Configuration d'une acquisition constituée d'une succession de séquences.

5.2.5 Le cryostat de tests Altair

Pour faire des tests rapides et de préparation, un autre cryostat est utilisé. Ce cryostat de test a permis les premiers tests de détecteurs type Euclid en 2014 et est toujours utilisé pour la validation de certains éléments de la chaîne de caractérisation. Il nous a aussi servi à tester certains concepts prévus pour le plan focal des cryostats de caractérisation, comme l'utilisation de la peinture noire PU1 [ESA (2009)] (que l'on peut voir sur les images de gauche sur la Figure 5.14) ou encore les bipodes de fixation. Son utilisation nous a permis de développer notre expertise sur la manipulation des détecteurs d'Euclid et l'établissement de procédures d'intégration, de valider les programmes d'analyse ainsi que l'automatisation du système d'acquisition combiné au contrôle de l'environnement.

Il diffère des cryostats de caractérisation par son système de refroidissement, qui consiste en un réservoir d'azote liquide. Ce système permet d'obtenir une température de fonctionnement minimale pour le détecteur de 95 K avec une autonomie de 2 jours. Le plan focal accueillant le détecteur est un premier prototype du plan focal de caractérisation. Il est équipé d'un capot de dark amovible manuellement et d'un système d'illumination constitué d'une LED Hamamatsu L10823 et d'un diffuseur infrarouge en CaF₂. Le schéma de masse est identique à celui qui sera employé pour

les cryostats de caractérisation.

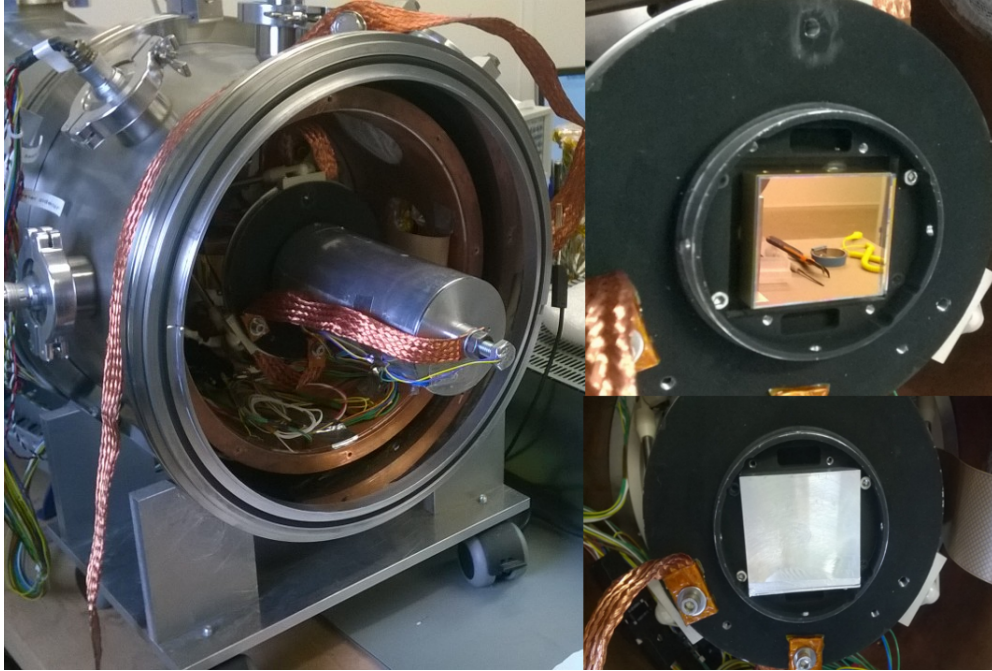


FIGURE 5.14 : Images du cryostat Altair et de son plan focal.

5.3 Caractérisation d'un SCS Euclid

Pour valider les procédures et certains concepts des cryostats de caractérisation, un détecteur de grade engineering (semblable aux détecteurs de vol en terme de performances), qualifié par Teledyne, a été utilisé (numéro 17187). Ces tests présentés dans cette partie ont pour but de valider les performances atteintes avec ce détecteur et de pouvoir vérifier les critères de sélection des détecteurs.

Tout d'abord, nous étudions les performances en terme de courant d'obscurité. Nous regarderons ensuite les performances en terme de bruit en dérivant les bruits en mode photométrie et spectrométrie. Enfin, nous effectuerons une mesure du gain de conversion par la méthode de PTC et étudierons l'effet d'IPC.

5.3.1 Le courant d'obscurité

Pour faire des mesures du courant d'obscurité, le détecteur est placé sur le plan focal avec un capot pour éviter les fuites de lumières. Ensuite, celui-ci est descendu à 100 K (son électronique à 135 K). On initialise alors le détecteur et lorsque la température est stable au mK, on peut commencer à faire des mesures.

5.3.1.1 Stabilisation du courant d'obscurité

Une fois le détecteur initialisé, on effectue les premières mesures de courant d'obscurité. La Figure 5.15 montre l'évolution du courant d'obscurité en fonction du temps juste après l'initialisation. La courbe rouge correspond au courant d'obscurité sans capot et la courbe bleue avec capot. On voit que pour obtenir des mesures de courant d'obscurité stables, il faut attendre 2 h après la polarisation du substrat à D_{Sub} . L'autre information importante de cette mesure est qu'il est nécessaire d'utiliser le capot pour pouvoir atteindre un courant d'obscurité de l'ordre de 10^{-3} e^-/s . On perd un facteur 10 sans le capot du fait des fuites de lumières présentes car le banc de test n'est pas noirci complètement et possède des ouvertures au niveau du baffle optique.

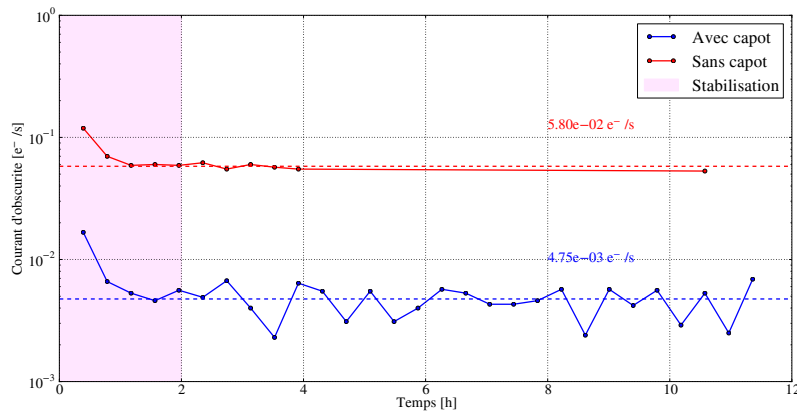


FIGURE 5.15 : Évolution du courant d'obscurité médian en fonction du temps après l'initialisation du détecteur.

En regardant l'évolution spatiale du courant d'obscurité sans capot (en Figure 5.16), on observe une structure (à gauche) qui s'estompe plusieurs heures après l'initialisation (à droite). Le halo en bas à gauche est une fuite de lumière d'un facteur 4 par rapport au courant d'obscurité médian, dont on ne peut s'affranchir qu'avec l'utilisation d'un capot.

5.3.1.2 Résultats pour le courant d'obscurité

Les résultats des mesures du courant d'obscurité pour le détecteur 17187 avec capot ainsi qu'un plan focal noirci par application de peinture PU1, sont résumés dans la Table 5.3. L'analyse a été faite sur cinq séquences d'acquisitions UTR de 5000 images. Nous nous intéressons à la valeur médiane des distributions moins sensible que la moyenne aux mauvais pixels.

On arrive à un courant d'obscurité de $5,2 \times 10^{-3} \pm 3,1 \cdot 10^{-3}$ e^-/s . 95%* des pixels

*. un centile est chacune des 99 valeurs qui divisent les données triées en 100 parts égales, de sorte que chaque partie représente 1/100 de l'échantillon de population.

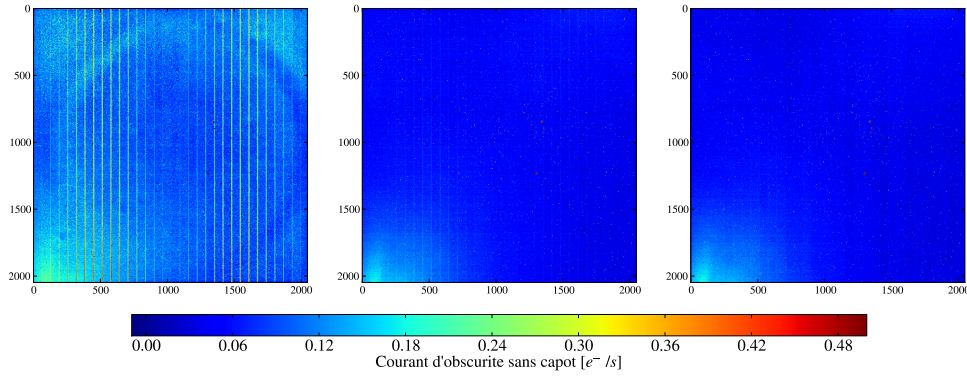


FIGURE 5.16 : Évolution du courant d'obscurité en fonction du temps après l'initialisation du détecteur, de gauche à droite après 0,4, 2,7 et 7,5 h.

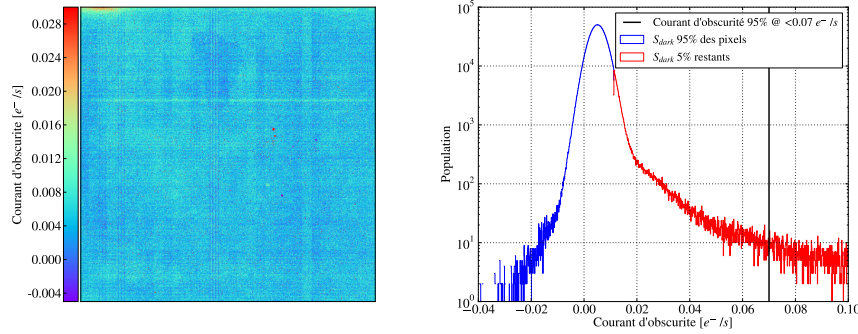


FIGURE 5.17 : Carte de courant d'obscurité à $T_{SCA} = 100 K$ du détecteur 17187 et son histogramme.

Courant d'obscurité médian	Erreur	95 quantile
$5,2 \times 10^{-3} e^-/s$	$3,1 \times 10^{-3} e^-/s$	$1,1 \times 10^{-2} e^-/s$

TABLE 5.3 : Valeurs du courant d'obscurité médian, l'erreur associée et le 95 percentile en e^-/s .

possèdent bien un courant d'obscurité inférieur à $7 \times 10^{-2} e^-/s$. Sur la Figure 5.17 est représentée la carte obtenue pour le courant d'obscurité. Celui-ci est homogène sur l'ensemble de la matrice mais on aperçoit un excès de courant d'obscurité sur le coin haut à gauche (côté wirebondings du détecteur) qui à déjà été observé sur plusieurs détecteurs de ce type pendant le modèle de démonstration du système de détection [Clémens et al. (2015)].

5.3.2 Le bruit total

Ce test permet de mesurer le bruit en mode MACC (modes sciences). Le bruit total du détecteur est très sensible à la mise à la masse du banc de tests, aux corrections de modes communs et à la position de la valeur moyenne de l'ensemble de l'image par rapport à la gamme dynamique du convertisseur analogique numérique. On va ici montrer les ajustements nécessaires pour obtenir un bruit optimal.

5.3.2.1 Mise à la masse du banc de test

Pour faire la mesure du bruit de lecture du détecteur nous avons dû isoler les différentes contributions extérieures, généralement dues à des boucles de masse. Celles-ci vont en général faire apparaître une composante de bruit excédentaire à la fréquence du secteur soit 50 Hz. Le groupe de pompage a, par exemple, été identifié comme source importante de bruit pour le détecteur et a nécessité la mise en place de joints isolants. Le schéma de masse est illustré en Figure 5.18 avec les masses de l'alimentation du détecteur (AGND et DGND) qui sont reliées* et mises à la masse du cryostat, qui elle-même est mise à la terre.

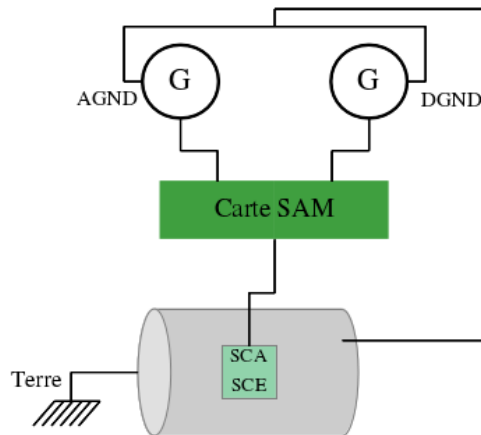


FIGURE 5.18 : Schéma de mise à la masse du banc de test.

Le calcul de la densité spectrale de puissance (Power Spectral Density, PSD en anglais) se fait par l'utilisation d'une transformée de Fourier rapide (FFT) sur chacune des colonnes du détecteur. Avec une résolution fréquentielle d'environ 1 mHz, le spectre de puissance est obtenu en calculant la somme quadratique de la partie imaginaire et réelle de la FFT selon l'équation 5.8.

$$\Gamma_x = \frac{|X|}{T} = \frac{\sqrt{\Re X^2 + \Im X^2}}{T} \quad (5.8)$$

*. Explicitement recommandé par Teledyne car ces masses ne sont pas reliées en interne

Avec x le signal, X sa transformée de Fourier et T le temps d'intégration et Γ_x la densité spectrale de puissance du signal. La distribution de Γ_x obtenue est illustrée en Figure 5.19. La DSP en Figure 5.19 montre l'intérêt de la correction des pixels de référence sur la réduction du bruit à basse fréquence (<100 Hz).

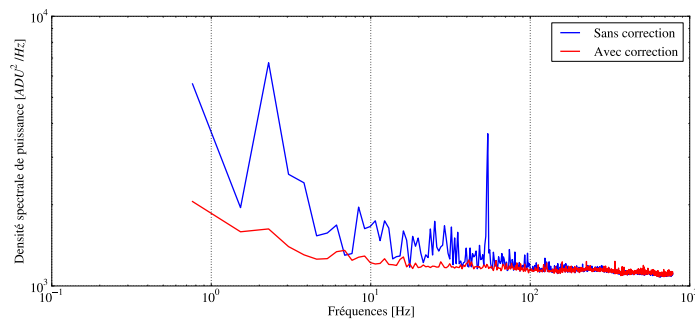


FIGURE 5.19 : Densité spectrale de puissance obtenue à partir du détecteur 17187 avec et sans correction des pixels de référence.

5.3.2.2 Influence de la tension de référence sur le bruit

Comme vu dans le chapitre 3, la tension lue est comparée à une tension de référence $V_{RefMain}$ qui permet d'ajuster la gamme dynamique du convertisseur analogique numérique (CAN - voir Figure 3.13). En faisant varier cette tension de référence de telle sorte que l'on se retrouve vers le haut ou le bas de la gamme dynamique du CAN et en mesurant le bruit CDS associé à la mesure de deux images successives, on voit une variation du bruit CDS (et donc du bruit de lecture car $\sigma_{CDS} = \sigma_{lecture}/\sqrt{2}$). Ce comportement est illustré en Figure 5.20, où on peut voir que les meilleures performances en bruit pour les détecteurs H2RG sont obtenues en travaillant en milieu de gamme dynamique du CAN.

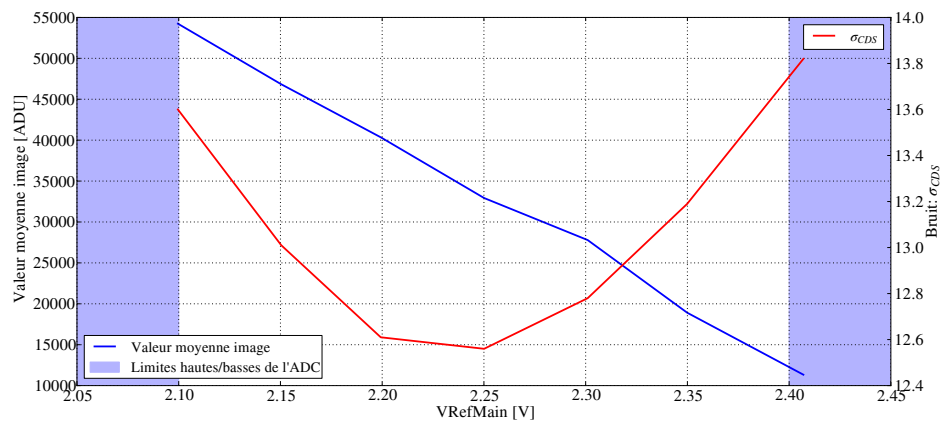


FIGURE 5.20 : Variation du bruit CDS du détecteur en fonction du choix de $V_{RefMain}$, ainsi que la valeur moyenne de l'image obtenue.

5.3.2.3 Résultats pour le bruit du détecteur

L'analyse a été effectuée sur les cinq séquences d'acquisitions UTR de 5000 images utilisées pour les mesures de courant d'obscurité. Ensuite, des modes synthétiques photométriques (MACC[4,16,7]) et spectrométriques (MACC[15,16,11]) ont été reconstruits afin de déterminer le bruit total de chacun des modes. Sur la Figure 5.21, à gauche est représentée la carte obtenue pour le courant d'obscurité. Celui-ci est homogène sur l'ensemble de la matrice malgré un canal qui semble plus bruyant d'environ $1 e^-$. Les cartes avec leur distributions associées sont en Figure 5.21, où on peut voir l'uniformité du bruit sur l'ensemble du détecteur. L'histogramme en bleu représente 95% des pixels avec les bruits les plus bas, celui en rouge représente les 5% restants. La ligne noire est la spécification imposée pour 95% des pixels du détecteur, comme 95% des pixels sont bien en deçà de cette limite, on peut donc en déduire que le détecteur est dans les spécifications pour le bruit total.

Comme on peut le voir dans la Table 5.4, avec notre schéma de masse actuel, nous arrivons à des bruits médians en mode photométrie et spectrométrie d'environ $6 e^-$. Mais le mode photométrie montre que pour 95% des pixels on est à la limite de la spécification de $9 e^-$ de bruit total.

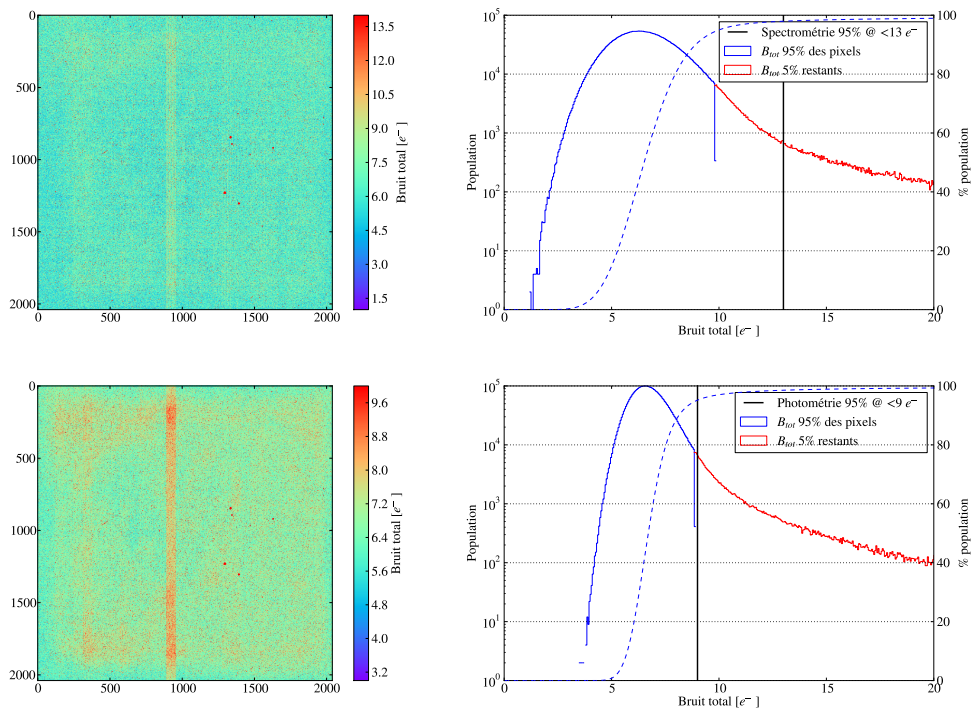


FIGURE 5.21 : *Cartes et distributions de bruits pour les deux modes spectrométrie -MACC[15,16,11]- et photométrie -MACC[4,16,7]- pour le détecteur 17187.*

Avec la configuration actuelle, nous arrivons à un bruit total médian de $6,6 e^-$

Bruit	Médiane	95%
Photométrie	6,6 e ⁻	8,9 e ⁻
Spectrométrie	6,1 e ⁻	9,5 e ⁻

TABLE 5.4 : Valeurs du bruit médian, et le 95 pourcentile en e⁻.

en mode photométrie et 6,1 e⁻ en mode spectrométrie. 95% des pixels possèdent bien un bruit total inférieur à 9 e⁻ et 13 e⁻ dans les modes sciences.

5.3.3 Mesures avec illuminations

Nous avons ensuite chercher à vérifier la valeur du gain de conversion. Selon la documentation fournie avec les détecteurs H2RG, le gain utilisé, 18 dB, correspond à un gain de 1,46 e⁻/ADU [Teledyne (2013) & Teledyne (2009)].

5.3.3.1 Mesure du gain de conversion du détecteur

Pour cela nous avons utilisé la méthode de la courbe de transfert de photons (vu en 5.1.2). Pour chacune des illuminations, la variance est calculée pixel par pixel à partir de la mesure de 50 CDS et le flux avec des Fowler-8 car avec des illuminations, on est dominé par le bruit de Poisson et donc la moyenne de 16 images n'apporte pas de gain en bruit. Pour chacun des pixels, on trace la PTC et on extrait le coefficient directeur qui est donc 1/G_{total}.

La carte du gain de conversion total du détecteur est montrée en Figure 5.22. La médiane du gain total du détecteur en e⁻/ADU est de 1,44 ± 0,04 e⁻/ADU. La dispersion spatiale est fortement dominée par le manque de statistique (seules deux illuminations de même valeurs ont été utilisés).

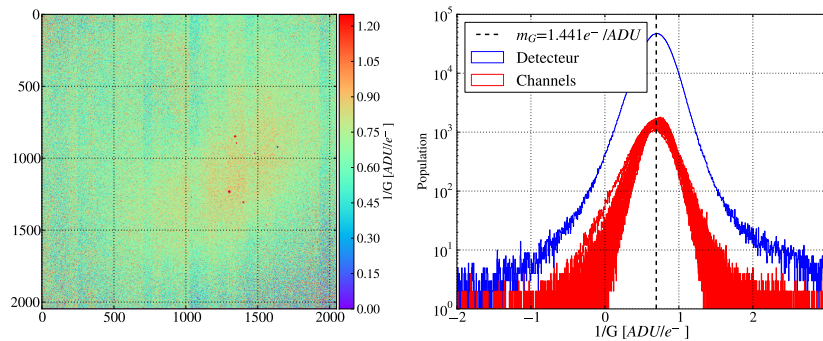


FIGURE 5.22 : Carte du gain de conversion total du détecteur

5.3.4 Résultats de la caractérisation

Le détecteur 17187 dans le cryostat Altair nous a permis de valider les performances des détecteurs, résumées dans le Tableau 5.5. On a vu qu'avec l'utilisation d'un capôt, il est possible d'obtenir un courant d'obscurité bien en deçà des spécifications de $7 \times 10^{-2} e^-/s$. Les bruits spectrométriques et photométriques répondent bien aux spécifications (respectivement 13 et $9 e^-$) et le bruit médian est inférieur aux besoins pour la caractérisation (respectivement 9 et $7 e^-$). Le gain de conversion pour le détecteur (à 18 dB) est compatible avec la valeur trouvée par Teledyne ($1,46 e^-/ADU$). Le banc de tests possède des limites de par l'instrumentation disponible (pas de possibilités de faire des mesures de QE, une uniformité de l'éclairement de 20%).

Paramètre	Médiane	95%	Passe
Courant d'obscurité	$5,2 \cdot 10^{-3} e^-/s$	$1,1 \cdot 10^{-2} e^-/s$	Oui
Bruit spectrométrie	$6,1 e^-$	$9,5 e^-$	Oui
Bruit photométrie	$6,6 e^-$	$8,9 e^-$	Oui
Gain de conversion	$1,44 e^-/ADU$	NA *	Oui

TABLE 5.5 : Synthèse des résultats de la caractérisation du détecteur 17187

De nouveaux cryostats (Pégase et Andromède) ont été validés pour la caractérisation en terme de pression et de stabilité de température. Les premiers tests de ces cryostats de caractérisation ont aussi donné une évaluation de l'uniformité d'éclairement qui est meilleure que 2%.

5.4 Conclusion

Les détecteurs H2RG d'Euclid sélectionnés pour le modèle de vol, seront caractérisés au CPPM avant d'être intégrés sur l'instrument NISP. La caractérisation des détecteurs est nécessaire pour corriger des effets intrinsèques des détecteurs et est une des étapes cruciales dans la mise en place du futur traitement des données d'Euclid. Après avoir rappelé l'importance de cette caractérisation, nous avons décrit les effets attendus et les procédures de corrections qui s'appuient sur des cartes de réponse par pixels. L'obtention de ces cartes passe par un plan de test complet de caractérisation qui est en cours de mise en place au CPPM et par l'utilisation de deux cryostat de caractérisation dédiés : Pégase et Andromède.

À partir d'un banc de tests représentatif des cryostats de caractérisation, nous avons souligné les points difficiles pour avoir des conditions d'observations optimales, comme le travail sur la mise à la masse du cryostat ou encore la stabilité du courant d'obscurité. Nous avons caractérisé le détecteur 17187, avec un courant d'obscurité de l'ordre de $10^{-3} e^-/s$, des bruits en mode science qui sont compatible avec les critères de sélection et une mesure du gain de conversion moyen de $1,44 e^-/s$. Les mesures obtenues sont encourageantes pour la validation des futurs cryostats de

*. Pas de critères de sélection sur le gain

caractérisation. Mais il reste encore deux points cruciaux impactant la science qu'il reste à étudier, les rayons cosmiques et l'effet de persistance. Ces deux effets font l'objet de la troisième partie du manuscrit.

Troisième partie

Analyse

Détection et correction de rayons cosmiques

Contents

6.1	Les rayons cosmiques	132
6.1.1	Origine et composition	132
6.1.2	Simulation du flux de rayons cosmiques sur un détecteur H2RG	133
6.1.3	L'impact sur les mesures du NISP	137
6.2	Algorithme de détection des cosmiques en vol	139
6.2.1	Mesure du flux en présence de rayons cosmiques	139
6.2.2	Le χ^2_{Euclid} comme critère de détection	141
6.2.3	La probabilité du χ^2_{Euclid}	141
6.3	Méthode de détection et correction pour la caractérisation	142
6.3.1	Description de la méthode	142
6.3.2	Performances de la méthode	145
6.4	Application aux données	148
6.4.1	Les données utilisées et l'analyse	149
6.4.2	Étude sur le détecteur 17187 dans Altair	150
6.4.3	Étude sur le modèle de démonstration	153
6.5	Conclusions	158

Le satellite Euclid sera positionné au point de Lagrange 2, où il sera soumis à un flux de rayonnement cosmique. Ce rayonnement cosmique, constitué de particules ionisantes, interagira avec les détecteurs embarqués dans l'instrument. Ces possibles interactions avec les pixels des détecteurs auront pour conséquence de dégrader les performances scientifiques de l'instrument NISP.

Ce chapitre décrit les effets des rayons cosmiques sur le système de détection du NISP. Nous décrirons d'abord comment le rayonnement cosmique interagit avec les pixels des détecteur du NISP et comment ceux-ci seront détectés pendant la mission Euclid. Ensuite, nous aborderons plus en détails la méthode originale mis en place au court de ma thèse, pour détecter les rayons cosmiques au sol pendant la caractérisation. Les performances de cet algorithme seront ensuite évaluées au moyen de simulations numériques (simulation décrite en Annexe F), puis nous décrirons une méthode de correction du flux dans les pixels touchés par les rayons cosmiques. Enfin, nous utiliserons des vraies données pour valider la méthode et extraire un spectre de rayons cosmiques pour des détecteurs utilisés au sol. Nous concluons sur les possibilités d'utilisation d'un tel algorithme (en vol et au sol) pour Euclid.

6.1 Les rayons cosmiques

6.1.1 Origine et composition

Découverts à partir de 1900 par le physicien Victor Franz Hess [Hess (1912)], le rayonnement cosmique est un flux variable de noyaux et de particules chargées de hautes énergies qui sont issus d'événements astrophysiques violents. On peut distinguer trois catégories de rayons cosmiques classés selon l'ordre de grandeurs de leurs distributions en énergie :

Le rayonnement cosmique solaire - RCS ($< \text{GeV}$) composé de protons, d'électrons et d'ions HZE*. Ces particules sont éjectées en continu par le vent solaire, émis en permanence par le soleil. D'autre part, ce flux de particules solaires augmente temporairement et de manière aléatoire lors d'événements énergétiques transitoires comme les éruptions solaires accompagnées d'éjection de masse coronale.

Le rayonnement cosmique galactique - RCG (MeV-GeV) est produit par des événements violents au sein de la Voie Lactée tels que les supernovae [Ackermann et al. (2013)]. Les spectres en énergie des noyaux les plus abondants du rayonnement cosmique galactique sont représentés dans la Figure 6.1. Le maximum d'énergie pour les protons, l'espèce la plus abondante, est autour de quelques GeV.

Le rayonnement cosmique extra-galactique - RCEG ($> \text{TeV}$) est un rayonnement extrêmement énergétique (spectre et composition en Figure 6.1) dont l'origine n'est pas encore connue, mais dont la provenance serait corrélée avec la position de noyaux actifs de galaxies proches [Abraham et al. (2007)].

Situé au point de Lagrange 2[†], le satellite Euclid sera soumis à ces trois types de rayonnements, susceptibles d'interagir avec les différents sous-systèmes, dont les détecteurs infrarouges de l'instrument NISP. Avec un flux intégré de 5 particules/cm²/s en période de minimum solaire, les rayons cosmiques du RCG d'une énergie $\simeq 1 \text{ GeV}$ seront les plus abondants pendant les observations d'Euclid. Ce flux est principalement constitué de protons ($\simeq 86 \%$) et de particules α ($\simeq 11 \%$), les abondances des noyaux lourds ($Z > 2$) et des électrons étant inférieures à 1%, comme illustré en Figure 6.1. Lors d'événements transitoires de forte activité solaire, la contribution des particules solaires n'est plus négligeable (note de Ealet et al. (2013)) avec une augmentation de plusieurs ordres de grandeurs, qui peut même aller jusqu'à 2×10^5 fois plus lors des 5 minutes les plus défavorables.

*. High-Z high-Energy †. Une des cinq position dans l'espace où les champs de gravité de deux corps en orbite l'un autour de l'autre, fournissent exactement la force centripète requise pour que ce point accompagne l'orbite des deux corps. Le point L2 pour le système Terre-Soleil est situé sur la ligne définie par la Terre et le Soleil et est situé à dans l'ombre de la Terre.

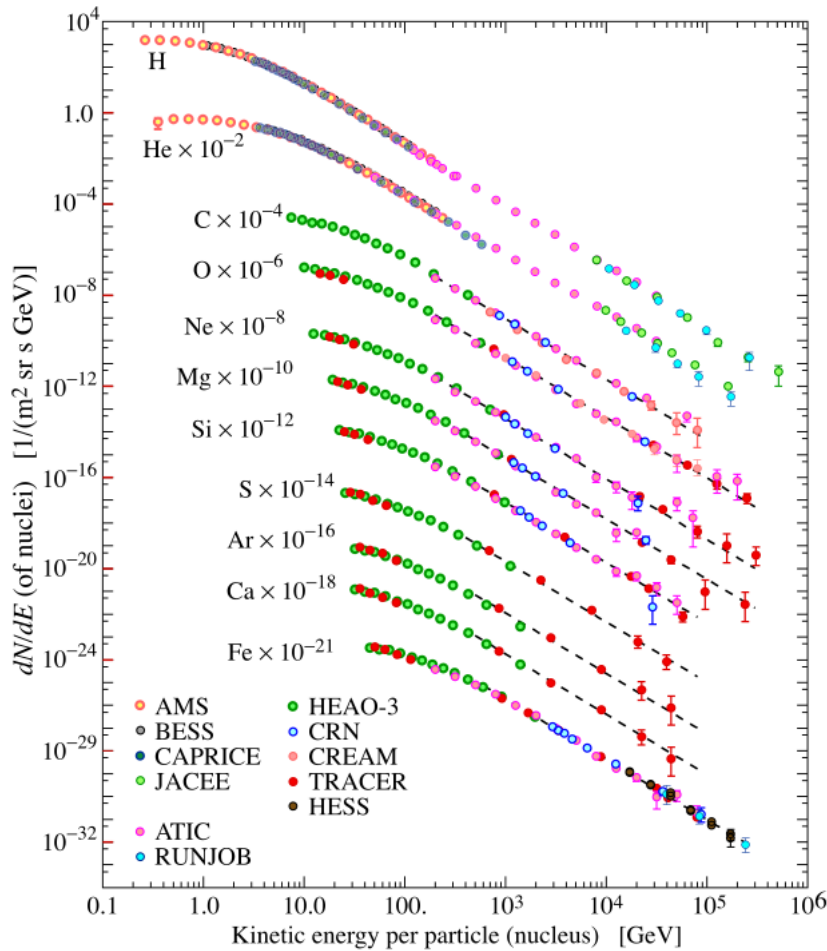


FIGURE 6.1 : Contributions au spectre des rayons cosmiques primaires, extrait du Particle Data Group [Beringer et al. (2012)].

6.1.2 Simulation du flux de rayons cosmiques sur un détecteur H2RG

Afin de quantifier l'impact du rayonnement cosmique une simulation a été utilisée. Dans cette simulation, l'énergie du rayon cosmique est choisie aléatoirement selon la distribution en énergie. L'angle d'incidence par rapport au plan de détection est choisi aléatoirement en supposant une distribution uniforme sur 4π stéradian. Pour chacun des impacts de rayon cosmique, l'énergie déposée dans le pixel est calculée avec la formule de Bethe-Bloch [Bethe (1930)].

Le spectre en Figure 6.2, correspond au résultat de cette simulation et représente la distribution en énergie des rayons cosmiques reçus par l'instrument selon la présence ou non d'un blindage et la période d'activité solaire considérée.

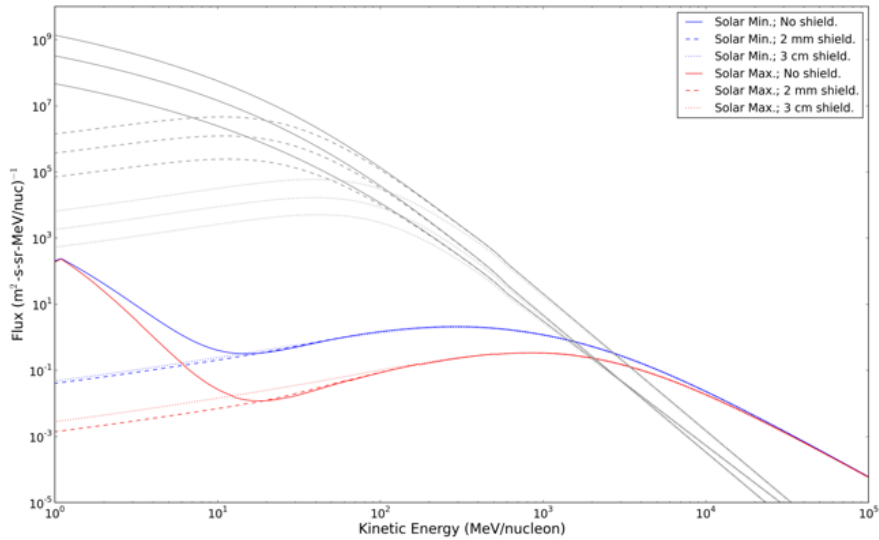


FIGURE 6.2 : *Distribution en énergie du flux de particules ionisantes typique du point L2 passant au travers d'un blindage de différentes épaisseurs en aluminium dans le cas d'un maximum d'activité solaire (rouge) et minimum (bleu) [Ealet et al. (2013)].*

6.1.2.1 Impact sur les détecteurs H2RG

Les particules chargées du rayonnement cosmique sont ionisantes. Capables d'arracher des électrons aux atomes et molécules, elles interagissent avec la matière en déposant tout ou une partie de leur énergie dans le matériau qu'elles traversent.

Elles vont notamment libérer des porteurs dans la partie sensible du détecteur. La comparaison de la réaction d'un pixel à l'apport énergétique d'un photon et d'une particule ionisante est schématisé dans la Figure 6.3.

Dans le cas d'un photon incident (Figure 6.3, à gauche), l'énergie nécessaire pour la création d'une paire électron-trou dans le détecteur H2RG d'Euclid est de l'ordre de 1,97 eV [Alig and Bloom (1975)].

Dans le cas d'un proton d'une énergie $\simeq 1$ GeV, le dépôt d'énergie dans un cristal de HgCdTe est de l'ordre de 1,16 keV/ μm [Fodness et al. (2002)]. Avec une épaisseur de 7 μm , un proton de 1 GeV dépose une énergie de 8,12 keV créant ainsi 4121 porteurs de charges. Cette soudaine création de plusieurs paires électrons-trous dans un pixel affecte le signal en sortie de ce pixel, ainsi que celui de ces plus proches voisins par des effets d'IPC (voir chapitre 5). Dans les cas où un rayon cosmique déposerait une grande quantité d'énergie, un signal de persistance serait visible sur les expositions ultérieures.

Afin de pouvoir quantifier la proportion du détecteur qui sera touchée par le rayonnement cosmique pendant la mission, une simulation a été utilisée [Ganga (2012)],

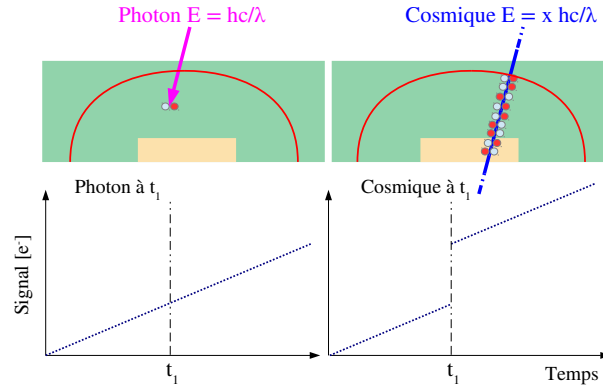


FIGURE 6.3 : Schéma des interactions d'un photon et d'un cosmique (droite) avec un pixel du détecteur

modélisant les impacts d'un spectre de cosmiques au point de L2 lors d'une période de minimum d'activité solaire (avec un flux de particules de 5 part/s/cm^2) avec un détecteur H2RG Euclid. Les paramètres utilisés pour la simulation du détecteur sont résumés en Table 6.1.2.1.

Paramètre	Valeur
Taille pixel	$18 \mu\text{m}$
Épaisseur pixel	$7 \mu\text{m}$
Format détecteur	2048×2048
Taux cosmiques	5 part/s/cm^2
Temps d'exposition	560 s (spectro)
Temps de lecture	1,41 s
Composant	HgCdTe
λ_{coupure}	$2,3 \mu\text{m}$

TABLE 6.1 : Table des paramètres utilisés pour la simulation avec RadSim

Le résultat de ces simulations nous donne l'image de la Figure 6.5 correspondant à une acquisition type spectrométrie (MACC[15,16,11]), pour laquelle on remarque une distribution uniforme sur la surface du détecteur avec des impacts de 1 à 2 pixels majoritairement.

Avec cette simulation, on peut dénombrer les pixels impactés par des rayons cosmiques pendant une acquisition de type spectrométrie de 560 secondes, ces résultats sont résumés dans la Table 6.2.

La Figure 6.5 représente la distribution du dépôt d'énergie dans la simulation après une acquisition de type spectrométrie MACC[15,16,11]. La partie droite du

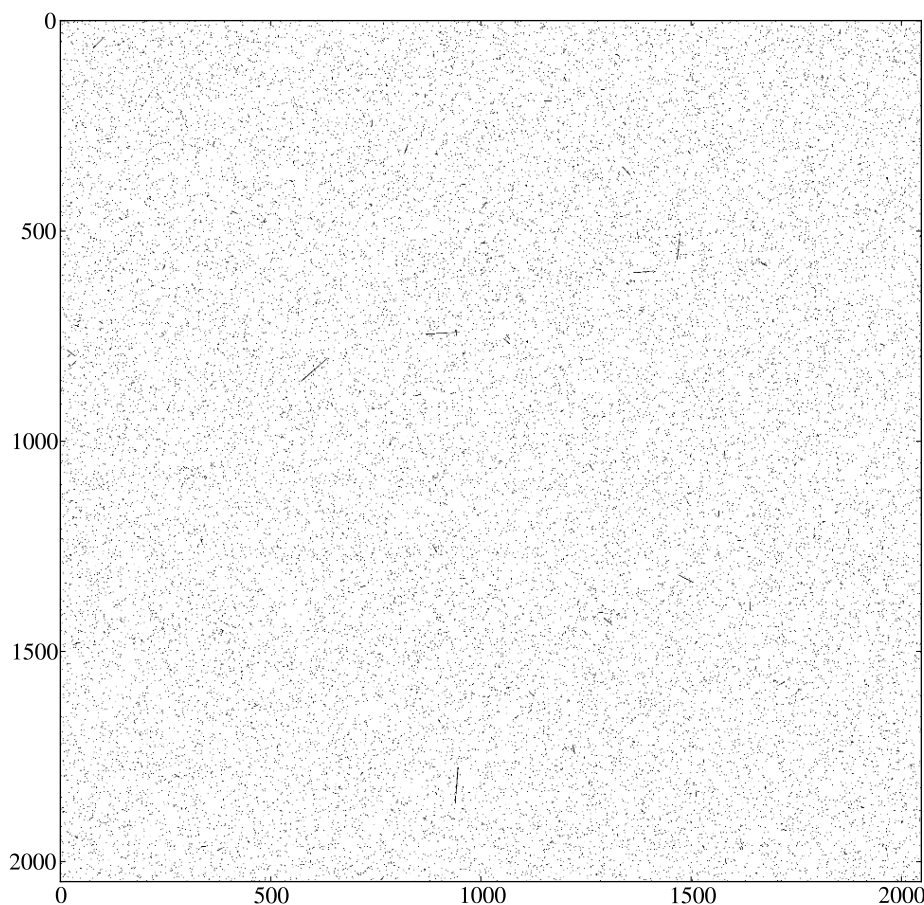


FIGURE 6.4 : *Image simulée d'un détecteur H2RG en fin d'acquisition de type spectrométrie (560 secondes).*

Nombre d'impacts dans la rampe	Pixels	% _{détecteur}
0	4068972	97%
1	123374	2,94%
2	1937	0,05%
3	21	$5 \times 10^{-4}\%$

TABLE 6.2 : *Table répertoriant le nombre de pixels impactés par x particules pendant une exposition de 560 secondes.*

spectre ($> 10^3$ électrons) représente le spectre de rayonnement primaire avec un pic à environ $2000 e^-$ qui correspondrait aux protons (énergie précédemment calculée à $4121 e^-$, la différence pouvant venir soit d'une mauvaise estimation de l'énergie d'activation, soit d'une épaisseur des pixels qui s'avère plus petite que spécifié) et la partie de gauche l'effet de diffusion sur les pixels voisins. Pendant cette acquisition

on dénombre 3% des pixels qui sont touchés par des impacts de rayons cosmiques. Parmi eux, 2,5% des pixels sont touchés par des cosmiques dont l'amplitude est supérieure au bruit de lecture (de $10 e^-$). La moitié de cette distribution ($\approx 1,5\%$ du détecteur) représente des impacts déposant moins de $100 e^-$.

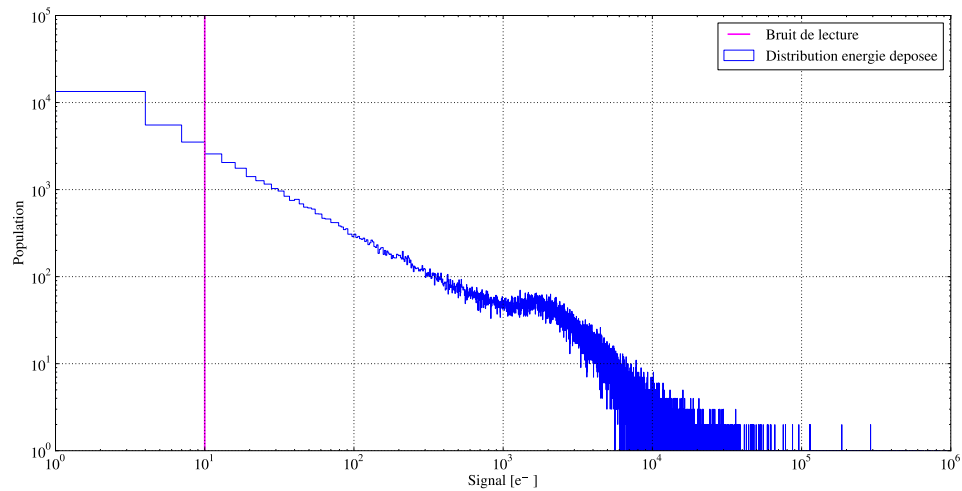


FIGURE 6.5 : *Distribution de l'énergie déposée sur le détecteur par les cosmiques en électrons pendant une acquisition de type spectrométrie.*

Cette simulation nous permet d'estimer la proportion des pixels affectés par des rayonnements cosmiques pendant une période de minimum solaire ($\approx 3\%$ pour exposition de type spectrométrie). Elle ne prend pas en compte la probabilité d'événements transitoires de l'activité solaire. Lors d'une éruption solaire, le rayonnement solaire devient la contribution prédominante en-dessous de 1 GeV et peut ainsi affecter une population plus importante de pixels sur les détecteurs.

Le satellite sera lancé en 2020 pendant une période de minimum solaire pendant laquelle on s'attend à recevoir un flux important de rayonnement cosmique galactique mais une faible contribution du flux de particules solaires. La fin de mission du satellite est programmée au maximum d'activité du cycle 25 (voir Figure 6.6) qui est prédit comme l'un des cycles les plus calmes. En raison de l'activité du Soleil, le flux de rayons cosmiques galactiques sera moins important à cette période (de par l'action du champ magnétique), mais l'activité solaire sera plus importante.

Nous allons désormais décrire l'impact de l'interaction du rayonnement cosmique sur la mission Euclid.

6.1.3 L'impact sur les mesures du NISP

Les pixels des détecteurs H2RG d'Euclid sont lus de manière successive et non-destructives pour produire une rampe dont on mesure la pente pour estimer le flux de photons incidents (se référer au chapitre 4). L'impact d'un rayon cosmique sur le

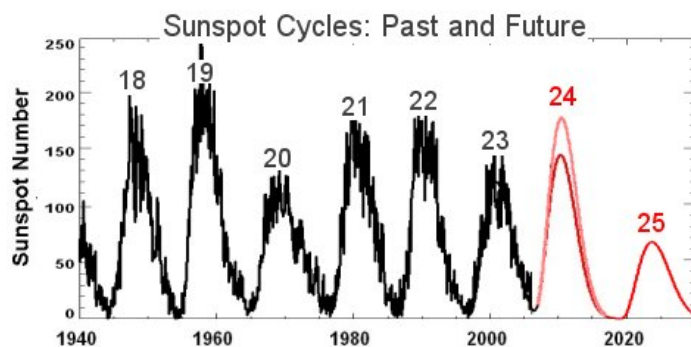


FIGURE 6.6 : *Estimations du nombres de tâches solaires des cycles solaires des 50 dernières années, avec les prédictions des cycles 24 et 25 [Hathaway and Dikpati (2006)].*

signal du pixel se traduit par l'apparition d'une discontinuité dans la rampe. Cette discontinuité dégrade la mesure de la pente de la rampe, biaisant, par la même occasion, l'estimation du flux de photons incidents. Les modes de lecture MACC[15,16,11] pour la spectrométrie et MACC[3-4,16,6-7] pour la photométrie définis au chapitre 4 ont été spécifiquement choisis pour leur potentiel à isoler les pixels affectés par des événements singuliers tels que les impacts des rayons cosmiques.

À la fin de l'acquisition, l'algorithme de traitement en vol, présenté en chapitre 4 va renvoyer une valeur de flux ainsi qu'une valeur de χ^2 associée. La Figure 6.7 représente deux rampes perturbée par l'arrivée d'un cosmique : l'une en mode photométrique (gauche) et la deuxième en mode spectrométrie (droite). Dans les deux cas, les charges générées par le dépôt d'énergie du rayon cosmique introduisent une discontinuité dans la rampe. C'est cette discontinuité qui va détériorer l'estimation de la rampe du pixel.

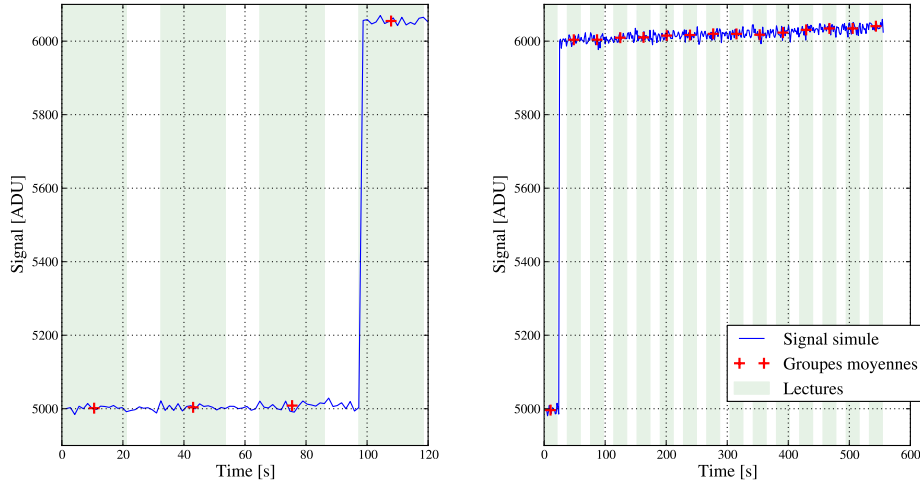


FIGURE 6.7 : *Simulations Monte-Carlo d'une rampe (ligne bleue), et de son MACC (croix rouges) photométrique (à gauche), et spectrométrique (à droite), affectés par l'impact d'un cosmique déposant l'équivalent de 1000 ADU dans un pixel avec un bruit de lecture de $10 e^-$ et soumis à un éclairage continu équivalent à un flux de photons de $0,1 e^-/s$*

6.2 Algorithme de détection des cosmiques en vol

Nous allons décrire la méthode de détection des rayons cosmiques basée sur les modes de lecture MACC et le χ^2 , présentés au chapitre 4 (équation 6.1) qu'on appellera ici χ_{Euclid}^2 .

6.2.1 Mesure du flux en présence de rayons cosmiques

Pour évaluer l'impact d'un rayon cosmique sur la mesure du flux, on a simulé 10000 rampes de $1 e^-/s$ en mode spectrométrique (MACC[15,16,11]). On représente en Figure 6.8, le flux et le facteur de qualité de 10000 rampes simulées, soit sans cosmiques (courbe bleu), soit avec cosmique (déposant 50, 100 et 200 e^- , en rouge, vert et cyan). La position de l'impact du cosmique est choisi aléatoirement pendant la rampe.

En l'absence de rayon cosmique, le flux mesuré (histogramme en bleu) est centré sur la valeur du flux incident de $1 e^-/s$. Lorsque des rayons cosmiques sont insérés dans la simulation, on observe un décalage de la valeur du flux calculé, ainsi que du χ_{Euclid}^2 .

On aperçoit aussi la présence de deux maxima dans la distribution du χ_{Euclid}^2 (histogrammes rouge et cyan), qui sont liés au moment de l'impact d'un cosmique pendant la rampe :

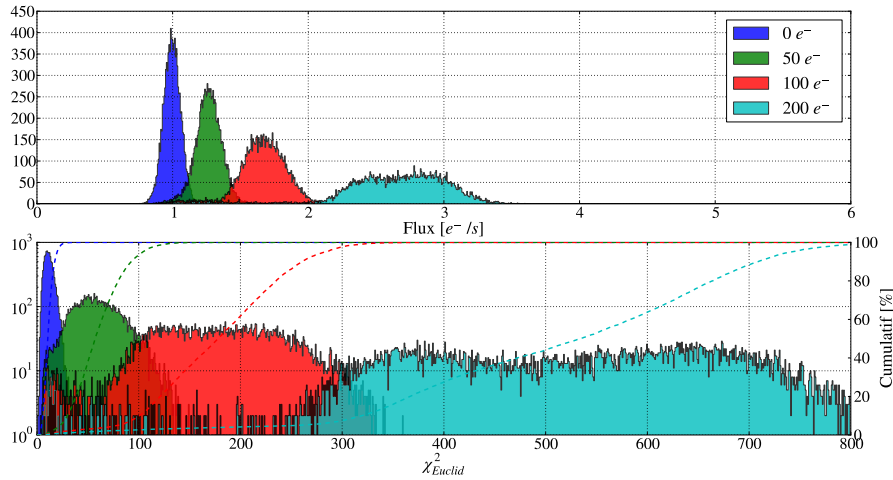


FIGURE 6.8 : Résultats de simulations Monté-Carlo de 10000 MACC spectrométrie sans rayons cosmiques en bleu, et avec des cosmiques déposant dans la couche sensible $50 e^-$ (vert), $100 e^-$ (rouge) et $200 e^-$ (cyan). **Haut :** Distribution du flux de photons. **Bas :** χ^2_{Euclid} associé au calcul du flux de photons.

L'impact intervient dans un groupe, le dépôt d'énergie du cosmique augmente la valeur moyenne du signal du même groupe. Lors de l'ajustement du flux deux différences de groupes seront alors affectées par la discontinuité induite par le cosmique.

L'impact intervient entre deux groupes, le dépôt d'énergie du cosmique augmente alors la valeur moyenne du signal du groupe suivant l'impact. Lors de l'ajustement du flux, seule une différence de groupes sera affectée par la présence de la discontinuité.

Pour évaluer l'erreur sur le flux, on calcule la différence entre le flux mesuré par la méthode d'ajustement en vol et la valeur entrée en simulation. Cette erreur est représentée en Figure 6.9, pour différents flux, compris entre $0,05 e^-/s$ en bleu – flux typique du courant d'obscurité – à $10 e^-/s$ en magenta, flux attendu pour les galaxies qui seront observées par l'instrument NISP en mode spectrométrie. On voit que pour un cosmique déposant une énergie équivalente à $150 e^-$, un pixel avec un flux de $0,05 e^-/s$ possède une erreur relative de 200%. Pour un flux de $10 e^-/s$ cette erreur est de 1%. Plus le flux à mesurer est petit, plus l'impact du cosmique est important. Le biais induit par des cosmiques peut donc introduire des erreurs lors de l'analyse des données qui va dépendre du flux de l'objet et du cosmique. Cela est tout particulièrement important pour la détection et l'extraction de la raie d'émission $H\alpha$ émise par les galaxies.

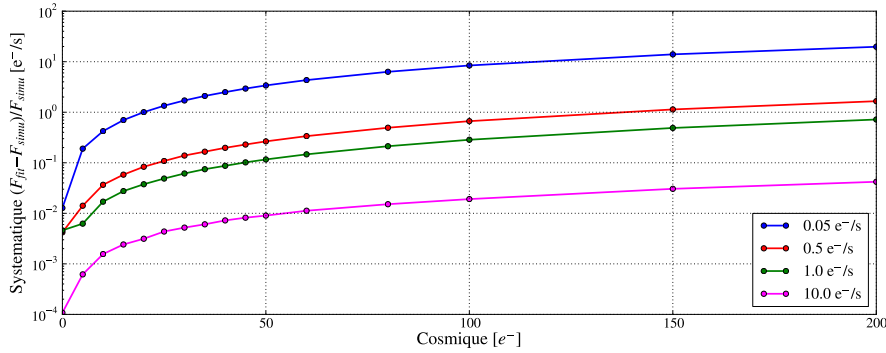


FIGURE 6.9 : Évolution de l'erreur systématique engendrée par la présence d'un cosmique dans la rampe pendant une acquisition de type spectrométrie MACC[15,16,11] pour différents flux de signal.

6.2.2 Le χ^2_{Euclid} comme critère de détection

Le χ^2_{Euclid} a été défini dans le chapitre 4 comme :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N-1} \frac{((g_i - g_{i-1}) - F_{fit})^2}{F_{fit} + \frac{2\sigma_{lecture}^2}{M}} \quad (6.1)$$

La distribution du χ^2_{Euclid} est donnée en Figure 6.8 en bas et montre que celle-ci est affectée par les rayons cosmiques et se décale en moyenne d'autant plus que l'énergie déposée est grande. La valeur de ce χ^2 est prédite par le mode de lecture utilisé et doit donc être centrée pour un MACC[15,16,11] sur $N - 2 = 13$ (où N est le nombre de groupes utilisés pour l'ajustement). Nous voyons que le χ^2_{Euclid} peut être utilisé pour la détection. En effet, à partir de la distribution des χ^2_{Euclid} par pixel, il suffit de déterminer une valeur seuil du χ^2_{Euclid} pour identifier les pixels touchés par des rayons cosmiques.

Pour mieux quantifier cette coupure, nous allons nous intéresser à la distribution de probabilité du χ^2_{Euclid} pour une série de tirages aléatoires.

6.2.3 La probabilité du χ^2_{Euclid}

On propose d'utiliser un autre critère, qui peut être calculé au sol, à partir du χ^2_{Euclid} pour vérifier la qualité de l'ajustement effectué sur la rampe des pixels. Ce critère consiste à utiliser la probabilité du χ^2 [Beringer et al. (2012)] :

$$p_v = \int_{\chi^2}^{\infty} p(\chi^2, N_{liberté}) d\chi^2 \quad (6.2)$$

Une propriété intéressante de cette p_v est que sa loi de probabilité est uniforme entre 0 et 1 quand le χ^2 est correct, c'est-à-dire que les données sont en accord avec le modèle ajusté. La distribution des p_v évaluée spatialement sur tout les pixels

donne directement une estimation de la population des pixels dont la rampe a été bien ajustée :

- Si un pixel a un mauvais χ^2 on s'attend a avoir une p_v qui tend vers 0.
- Si l'erreur sur l'ajustement est mal estimée pour tout les pixels, on s'attend à ce que cette distribution ne soit plus plate*.

On peut ainsi définir une coupure pour rejeter tout les pixels dont l'hypothèse d'un signal linéaire est peu probable (dans la majeure partie des cas, des impact de particules ionisantes). L'avantage de cette coupure est qu'elle est directement liée au nombre de pixels rejetés : si on coupe à $p_v < 0,01$, on rejette 1% des pixels et si on coupe à $p_v < 0,05$, on rejette 5% des pixels. En représentant la p_v de tous les pixels, on s'attend à ce que tous les pixels touchés par un cosmiques aient une p_v faible et puisse être donc détecter par cette coupure.

On a représenté en Figure 6.10, la distribution de p_v obtenue à partir du χ^2_{Euclid} sur 10000 rampes générées avec une simulation de Monté-Carlo sans cosmique. On obtient bien une distribution qui est presque uniforme de 0 à 1. On observe cependant une légère remontée à faible p_v qui s'explique par le fait que certaines corrélations n'ont pas été prises en compte dans le calcul des erreurs (voir Annexe D).

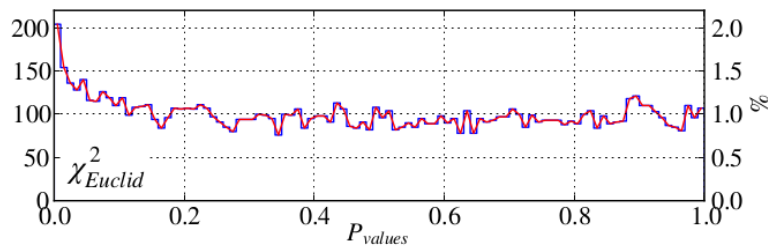


FIGURE 6.10 : Distribution de la valeur p_v pour 10000 rampes en utilisant le χ^2_{Euclid} , sans impacts de cosmiques dans les rampes.

Ainsi, un critère basé sur une valeur seuil du χ^2_{Euclid} où sur la p_v associée permet de repérer tout les pixels dont la réponse ne correspond pas à l'hypothèse de réponse linéaire de signal.

6.3 Méthode de détection et correction pour la caractérisation

6.3.1 Description de la méthode

Lors de la caractérisation des détecteurs au sol, on possède toute l'information de la rampe, il est alors possible d'évaluer les performances d'un algorithme de détection pour déterminer l'efficacité du χ^2_{Euclid} pour détecter les discontinuités de

*. Une sous estimation de l'erreur revenant à maximiser le χ^2 et à faire tendre la p_v . L'inverse est valable dans le cas d'une sur-estimation de l'erreur, le χ^2 devient petit et la p_v tend vers 1. Dans les deux cas, la distribution des p_v perd son uniformité entre 0 et 1.

signal induites par les cosmiques. Nous allons décrire ici une méthode permettant de détecter et corriger de l'impact des rayons cosmiques lors de la caractérisation. Cette méthode permet également de localiser les "mauvais pixels" dont la réponse n'est jamais linéaire (et peuvent saturer pendant une exposition spectrométrique du NISP).

Les méthodes de corrections usuelles partent du principe qu'on observe en mode UTR. Il est alors possible dans ce cas d'éliminer l'impact des cosmiques en supprimant les deux valeurs à l'origine de la discontinuité, mais ces méthodes sont coûteuses en mémoire et en temps de calcul car elles utilisent toutes les images d'une rampe.

Nous proposons de garder un mode MACC comme défini pour le vol et de travailler que sur l'information des groupes d'images moyennés. Nous cherchons ensuite à détecter la position de l'impact du rayon cosmique dans la rampe, représenté en Figure 6.11, en haut, dans le cas d'un flux de $1 \text{ e}^-/\text{s}$ et un cosmique déposant 300 e^- . Le signal simulé est représenté en bleu et les groupes moyennés par les croix rouges. Une première méthode serait de calculer le χ^2 par pas en ajoutant un groupe à chaque étape. Pour cela il faut connaître le flux attendu à chaque pas ce qui rend la méthode. Si on travaille sur les différences de groupes, comme proposé au chapitre 4, toutes les différences doivent avoir une valeur de F_{fit} ($\Delta g_i = F_{fit}$), c'est ce qui est représenté au milieu de la Figure 6.11. Dans ce cas, on ajuste avec le χ^2_{Euclid} (formule 6.1) où il suffit de connaître F_{fit} à chaque différence. Ainsi, le χ^2 serait maximal au point 7 dans notre cas (différence entre groupe 8 et 7). A l'endroit où le χ^2_{Euclid} est maximal il faut alors enlever ces deux groupes (ou trois selon si le cosmique tombe dans le groupe ou entre deux groupes) de l'ajustement pour éviter de détériorer la valeur du flux.

On propose ici de travailler sur les différences de différences (la dérivée seconde du signal) dans ce cas, on s'attend à trouver $\Delta(\Delta g_i) = 0$. C'est ce qu'on a représenté dans la Figure 6.11, en bas. Ainsi, l'indice du groupe où la dérivée seconde est maximale marque l'emplacement possible d'un cosmique, c'est-à-dire le groupe concerné et les trois suivants.

Par cette méthode on dégrade l'erreur statistique sur l'estimation du flux en enlevant une partie des groupes de l'ajustement (environ 20% d'erreur en plus), et le calcul du flux peut se faire sur les groupes situés avant et après les quatre groupes marqués, ce qui donne ainsi le $\chi^2_{Cosmique}$ tel que :

$$\chi^2_{Cosmiques} = \chi^2_{avant} + \chi^2_{après} \tag{6.3}$$

(il est déconseillé de soustraire directement le saut de signal dans la rampe, on introduirait dans ce cas une erreur de $\sqrt{\frac{2\sigma_{lecture}^2}{m} + A_{cosmique}}$ où $A_{cosmique}$ est l'amplitude de la discontinuité de signal)

La dernière étape de calcul qui permet d'obtenir la valeur p_v associée à ce $\chi^2_{Cosmiques}$ et estimer la qualité de ce nouvel ajustement, nécessite de connaître le nouveau nombre de degrés de liberté.

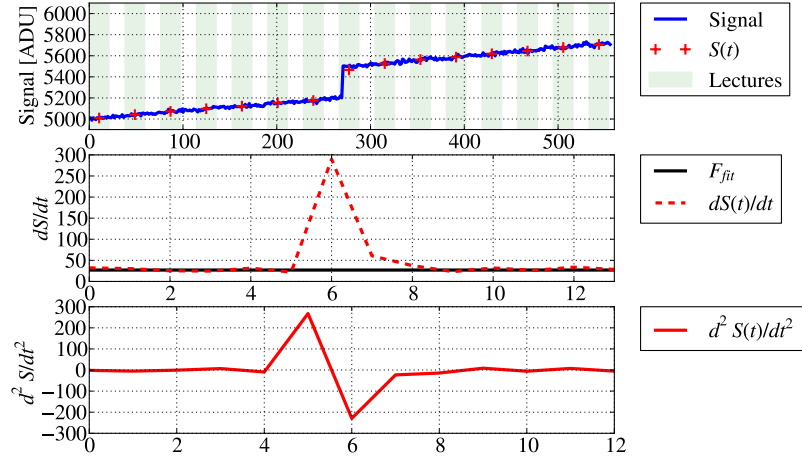


FIGURE 6.11 : *Haut* : Simulation d'une rampe avec les groupes moyennés. *Mi-lieu* : Différence de groupes. *Bas* : Différence de différence de groupes.

$$N_{\text{liberté}} = N_g - 1 \underbrace{-4}_{\text{Groupes cosmique}} \overbrace{-1}^{\text{Paramètres à ajuster}} \quad (6.4)$$

En comparant les p_v des χ_{Euclid}^2 et $\chi_{Cosmiques}^2$, on peut de plus séparer les pixels touchés par des rayons cosmiques des mauvais pixels au sol. En effet, ces derniers auront une p_v trop petite dans les deux cas (et sur toutes les rampes). La méthode de détection et correction se déroule de la manière suivante :

1. Utiliser la méthode du χ_{Euclid}^2 pour trouver les rampes qui sont mal ajustées par une loi linéaire (méthode identique à la méthode de vol).
2. Pour ces pixels, trouver l'indice du groupe où la dérivée seconde du signal est maximale, sachant qu'un rayon cosmique incident peut impacter une différence de groupe lorsqu'il arrive entre deux groupes ou deux différences de groupes lorsqu'il arrive dans un groupe.
3. Marquer ce groupe et les trois suivants.
4. Refaire l'ajustement sur les deux ensembles de groupes qui n'ont pas été marqués comme touchés par le cosmique. On obtient deux χ^2 pour chaque rampe, qui peuvent être sommés pour obtenir un nouveau critère de qualité qui sera appelé $\chi_{Cosmiques}^2$.
5. Calculer la p_v de ce nouveau χ^2 .

Si cette nouvelle p_v est supérieure à 0,01, le pixel sera considéré comme touché

par un rayon cosmique et son flux corrigé ; sinon, le pixel sera marqué comme mauvais pixel.

Il est aussi intéressant de noter qu'il est possible ensuite de calculer l'énergie déposée par le rayon cosmique $A_{cosmique}$ en appliquant la formule suivante :

$$A_{cosmique} = [(g_{dernier} - g_{premier}) - F_{corrigé} \cdot (N - 1)] \times G_{total} \quad (6.5)$$

Avec $A_{cosmique}$ en électrons, $F_{corrigé}$ la nouvelle valeur du flux après correction, N le nombre de groupes et G_{total} le gain de conversion en e^-/ADU . Cette valeur est déterminée à une erreur de $\varepsilon = \sqrt{A_{cosmique} + F_{corrigé} + 2 \cdot \sigma_{lecture}^2/m}$ près.

Le résultat de cette méthode de détection et correction est représenté en Figure 6.12. En haut, un cas sans cosmiques avec un χ_{Euclid}^2 de moyenne 13 et au milieu un cas avec cosmique avec la dégradation de la distribution du flux attendue ainsi que celle du χ_{Euclid}^2 et celle de la p_v qui est inférieure à 0,01. En bas, on a représenté le résultat avec la méthode de correction, où les distributions retrouvent la forme sans cosmiques. On note quand même la perte de statistique par l'augmentation de la dispersion de la distribution des flux, le $\chi_{Cosmiques}^2$ tend lui vers 9.

6.3.2 Performances de la méthode

Nous allons dériver les performances en terme d'efficacité et de pureté de l'algorithme décrit précédemment.

6.3.2.1 Efficacité de détection

L'efficacité de détection évalue la proportion de rayons cosmiques détectés pour un flux et une erreur de lecture donnée (équation 6.6).

$$\varepsilon = \frac{N_{cosmiques\ détectés}}{N_{cosmiques\ simulés}} \quad (6.6)$$

La Figure 6.13 représente l'évolution de l'efficacité de détection des impacts de cosmiques en fonction de l'énergie déposée. Pour de bas flux ($<0,5 e^-/s$), l'efficacité de détection d'un cosmique est de 94% pour des énergies déposées de $50 e^-$. À énergie déposée égale, l'efficacité de détection diminue avec l'augmentation du flux de photons incidents car l'erreur de Poisson augmente avec le flux et donc il est plus difficile pour l'algorithme de distinguer une fluctuation de bruit d'un saut de signal du à un cosmique. Cependant, pour des flux compris entre 0,5 et $10 e^-/s$ on peut détecter des discontinuités supérieures à $80 e^-$ avec une efficacité meilleure que 95%.

Il est aussi intéressant de regarder l'efficacité de détection d'un rayon cosmique en fonction de la position du cosmique dans les groupes du mode MACC[15,16,11], illustré dans la Figure 6.14.

Pour des cosmiques déposant environ $50 e^-$ de signal, l'efficacité de détection baisse lorsque les impacts arrivent en milieu de groupe. On peut considérer trois cas de figure :

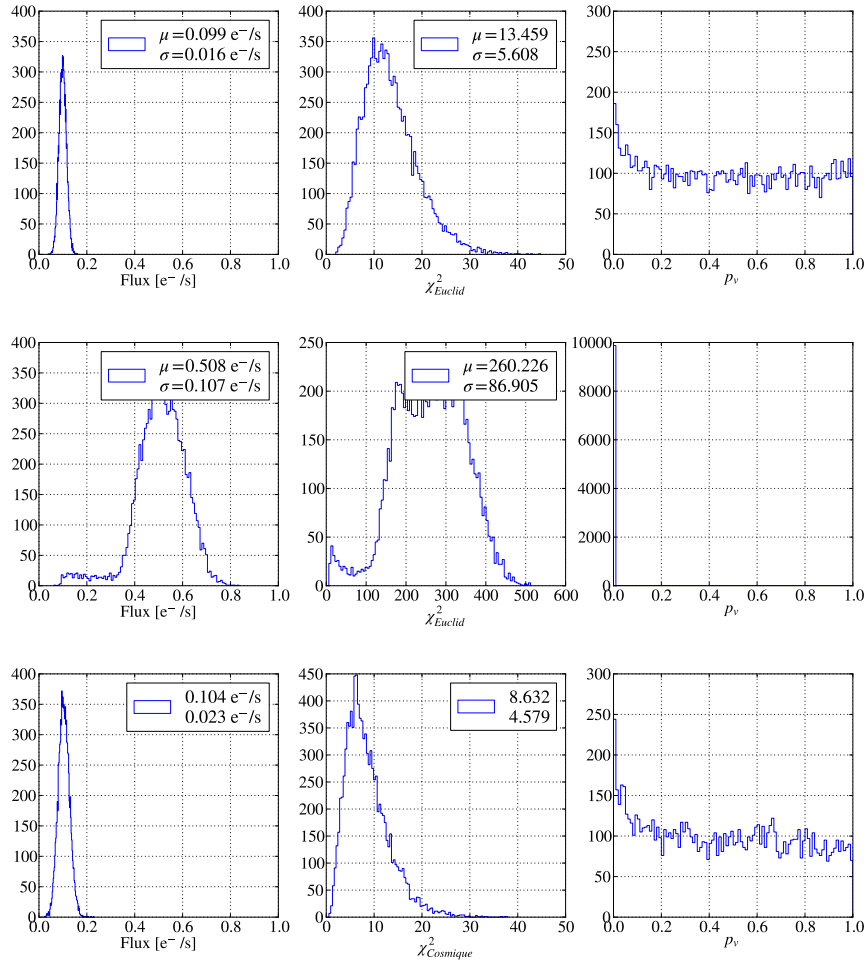


FIGURE 6.12 : Distributions du flux ajusté (gauche) du χ^2 (milieu) et de la valeur p_v (droite) pour 10000 tirages. Haut : sans cosmiques. Milieu : Avec cosmiques de $100 e^-$. Bas : après correction du cosmique de $100 e^-$.

- le cosmique dépose $x e^-$ au début du groupe g_i , on voit alors une discontinuité de $x e^-$ entre les groupes g_{i-1} et g_i .
- le cosmique dépose $x e^-$ au milieu du groupe g_i , on voit alors une discontinuité de $x/2 e^-$ entre les groupes g_{i-1} et g_i , ainsi que les groupes g_i et g_{i+1} .
- le cosmique dépose $x e^-$ en fin du groupe g_i , on voit alors une discontinuité de $x e^-$ entre les groupes g_i et g_{i+1} .

C'est cette différence d'amplitude des discontinuités selon la position d'arrivée dans le groupe qui fait varier l'efficacité de détection pour des cosmiques de faible énergie. Plus la particule dépose d'énergie et moins cet effet de bord est visible (cas d'un cosmique déposant $100 e^-$ en rouge).

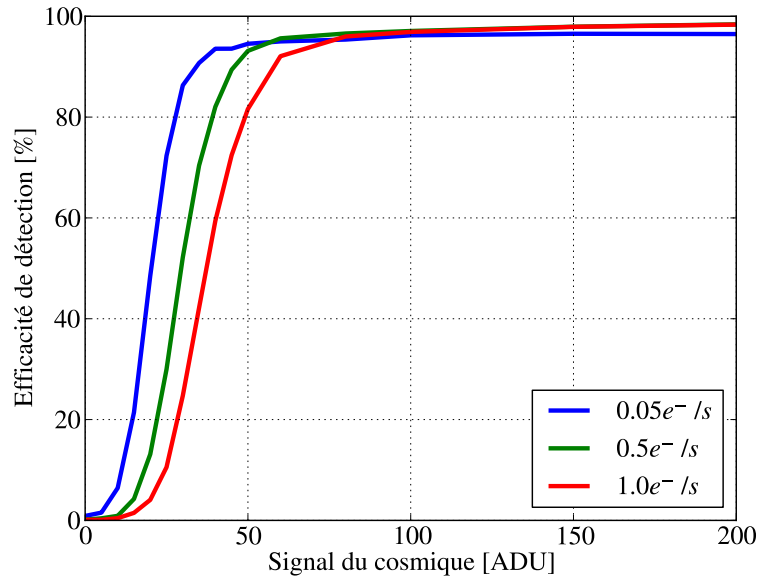


FIGURE 6.13 : *Efficacité de détection de rayons cosmiques induisant des sauts de signal de 0 à 200 e⁻ avec un mode d'acquisition type spectrométrie MACC[15,16,11]*

6.3.2.2 Pureté

La pureté de l'échantillon sélectionné par l'algorithme définit le taux de fausses détections de rayons cosmiques $N_{fausses\ détections}$ par rapport au nombre de rampes simulées $N_{rampes\ simulées}$ où des cosmiques n'ont pas été insérés :

$$P = 1 - \frac{N_{fausses\ détections}}{N_{rampes\ simulées}} \quad (6.7)$$

Le taux des fausses détections par l'algorithme est résumé dans la Table 6.3. Dans la simulation, aucun mauvais pixel n'a été inséré, et la pureté de l'échantillon que l'on obtient est supérieure à 97,17% pour un flux de 0,05 e⁻/s.

Flux [e ⁻ /s]	0,05	0,1	0,5	1	3
Pureté	97,17%	98,03%	99,28%	99,68%	99,82%

TABLE 6.3 : *Pureté de l'échantillon obtenu avec une simulation de 10000 tirages sans impacts de cosmiques.*

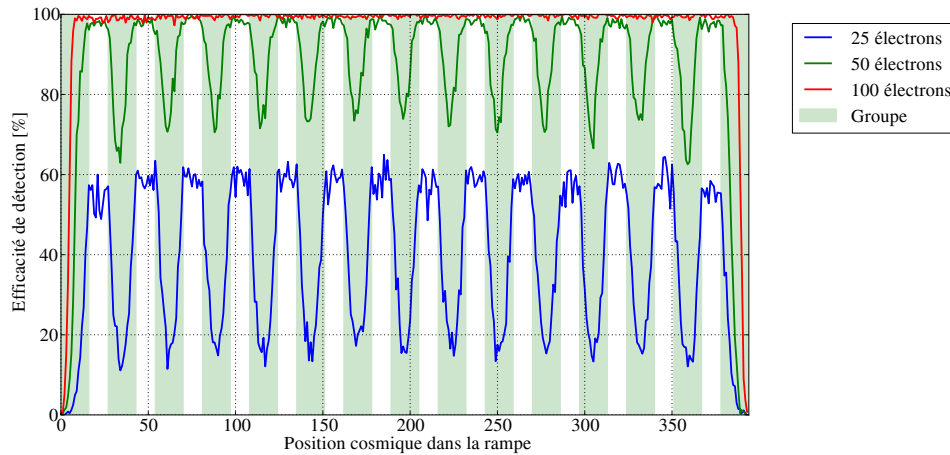


FIGURE 6.14 : Évolution de l'efficacité de détection selon la position de l'impact du cosmique dans la rampe avec un flux de $0,05 e^-/s$. Avec des cosmiques de 25, 50 et 100 électrons, respectivement en bleu, vert et rouge.

6.3.2.3 Erreur systématique sur le flux reconstruit

Nous avons représenté en Figure 6.15 et pour plusieurs flux, la différence entre la valeur de flux entrée en simulation et les flux calculés par les méthodes d'ajustement en vol (traits pointillés) et de correction (traits plein).

On voit la nette amélioration apportée par la correction. À partir de cosmiques déposant plus de $50 e^-$, on peut voir que l'erreur sur le calcul du flux est de l'ordre du % pour un flux de $0,5 e^-/s$, et que celle-ci est de l'ordre de 10% pour des flux de $0,05 e^-/s$, alors que sans la correction, cette erreur est de l'ordre de 20% pour un flux de $0,5 e^-/s$, et de l'ordre de 200% pour des flux de $0,05 e^-/s$.

Ainsi, nous avons établi une méthode de détection et de correction nous permettant de détecter les rayons cosmiques et de limiter l'erreur systématique lors de la reconstruction. Les critères de sélection qui seront alors utilisés par la suite pour rejeter les pixels touchés par les cosmiques sont les suivants :

- $p_v < 0,01$ (χ_{Euclid}^2), ce qui établit une carte des pixels répondant de manière non-linéaire
- $p_v > 0,01$ après correction ($\chi_{Cosmiques}^2$), permettant de savoir quels pixels ont vu leur réponse "linéarisée" par la méthode de correction

6.4 Application aux données

L'algorithme de détection a ensuite été testé sur des données de détecteurs H2RG obtenues lors des périodes de tests au sol, pour étudier un échantillon de pixels touchés par des cosmiques.

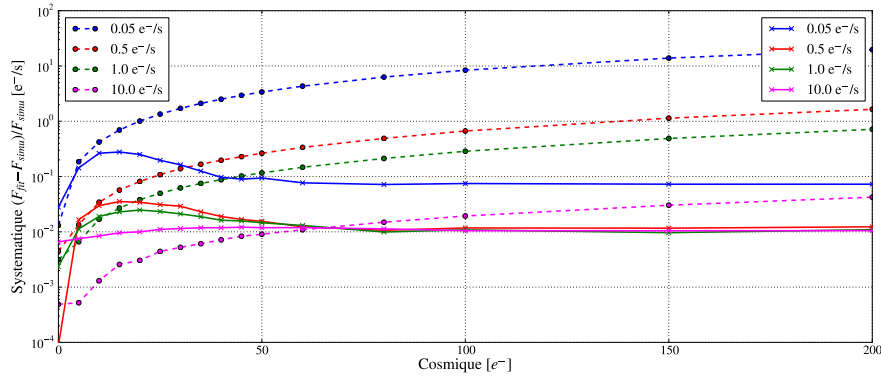


FIGURE 6.15 : Évolution de l'erreur systématique engendrée par la présence d'un cosmique dans la rampe pendant une acquisition de type spectrométrie MACC[15,16,11].

6.4.1 Les données utilisées et l'analyse

Pour cette étude, trois détecteurs ont été utilisés : le premier est le détecteur 17187 installé dans le banc de tests Altair au CPPM. Les deux autres sont les détecteurs 17244 et 17191, utilisés sur le modèle de démonstration du système de détection en avril 2015. Pour ces différents tests, le même type de données et conditions de tests ont été utilisées, celles-ci sont résumées en Table 6.4.

Les données utilisées pour l'analyse sont des mesures du courant d'obscurité, qui est de l'ordre de 10^{-3} e⁻/s (voir chapitre 5). Afin d'obtenir un bon niveau de statistique, on cherche à travailler avec des données possédant un faible niveau de bruit et un courant d'obscurité le plus bas possible pour améliorer l'efficacité de détection. On cherche aussi à augmenter le nombre de groupes afin d'augmenter la probabilité d'avoir des rayons cosmiques sur le détecteur. Ainsi, on a utilisé quatre acquisitions de type UTR de 5000 images avec lesquelles on reconstitue synthétiquement des modes de type MACC[15,16,11] qui représentent $\approx 6,33$ h d'exposition. Pour chacune des rampes on va calculer les valeurs suivantes : χ_{Euclid}^2 , $\chi_{Cosmiques}^2$ et $A_{cosmique}$. On rappelle le critère d'identification des pixels touchés par des rayons cosmiques, auquel on ajoute un seuil en énergie sur la détection car l'efficacité de l'algorithme dépend du flux incident :

- $p_v < 0,01$ (χ_{Euclid}^2), ce qui établit une carte des pixels répondant de manière non-linéaire et susceptibles d'avoir un cosmiques.
- $p_v > 0,01$ ($\chi_{Cosmiques}^2$), permettant de compter les pixels dont la réponse a été "linéarisé" par la méthode de correction
- Lors de ce test, les $\chi_{Cosmique}^2$ et les χ_{Euclid}^2 sont calculés pour tous les pixels, mais on impose que l'énergie déposée $A_{cosmique}$ soit supérieure à 50 ADU (efficacité de détection à plus de 94% à partir de 50 ADU, et cette coupure permet aussi d'éliminer certains mauvais pixels qui ne sont pour l'instant pas

masqués).

Un algorithme de regroupement de pixels touchés par des cosmiques et détectés est ensuite utilisé, en sélectionnant uniquement les plus proches voisins, ce qui permet de dénombrer le nombre d'impacts causé par des particules ionisantes. En considérant l'ensemble de ces impacts, on peut reconstruire le spectre de l'énergie déposée par les rayons cosmiques en électrons, en appliquant le gain moyen du détecteur.

Mode d'acquisition	UTR 5000
Analyse	MACC[150,16,11]
Gain	18 dB (1,44 e ⁻ /ADU)
Polarisation	500 mV
Température	100 K

TABLE 6.4 : Configuration pour l'acquisition et l'analyse des données sur les bancs de tests.

Les différences notables entre les deux bancs de tests utilisés sont le design ainsi que l'orientation du plan focal, qui est parallèle au sol pour le modèle de démonstration et perpendiculaire pour Altair.

6.4.2 Étude sur le détecteur 17187 dans Altair

Le détecteur 17187 a été installé dans le cryostat Altair et la surface de ce détecteur est placée perpendiculaire au sol.

Pour l'analyse, on utilise une acquisition de quatre séquences d'UTR 5000. Chacune des séquences a été utilisée séparément pour obtenir une carte de cosmiques.

Nous avons tracé en Figure 6.16 de haut en bas, la valeur du flux, du χ^2 et la p_v associée pour tous les pixels ayant été marqués comme touchés par des cosmiques. À gauche, le résultat est obtenu avec le χ_{Euclid}^2 et à droite avec le $\chi_{Cosmique}^2$. Chaque couleur correspond à une des quatre séquences utilisées. On retrouve bien une valeur du courant d'obscurité comparable avec le courant d'obscurité médian mesuré sur le détecteur 17187. La valeur du $\chi_{Cosmique}^2$ est proche du nombre de degré de liberté attendu ($N_{liberté} = 143$, $\mu(\chi_{Cosmiques}^2) = 135$). La distribution de p_v est presque redevenue uniforme. Les remontées à p_v de 0 et 1 s'expliquent par le fait que le programme utilise une valeur médiane du bruit de détecteur qui n'est pas représentative de l'ensemble de la population des pixels : Une basse p_v correspondant à une sous-estimation du bruit réel et inversement pour une haute p_v .

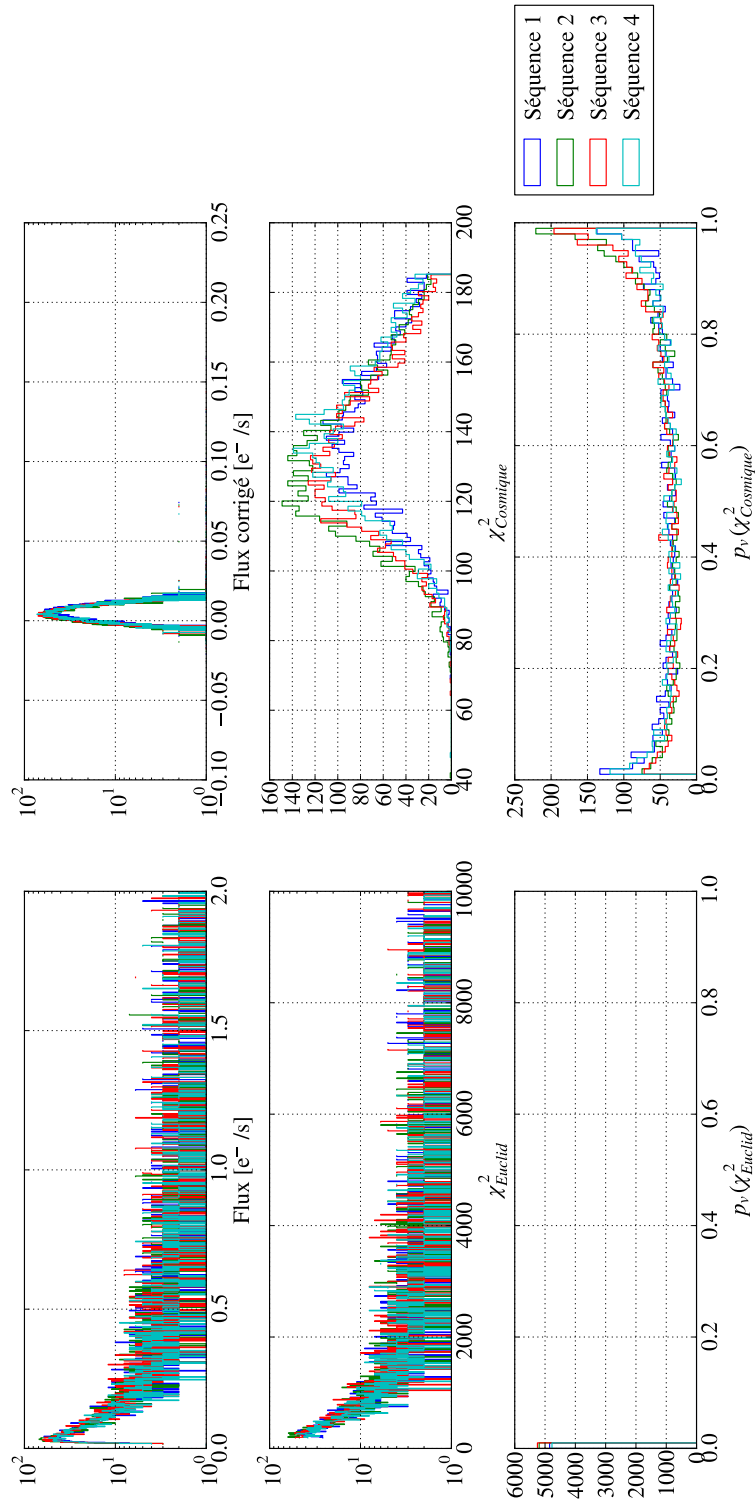


FIGURE 6.16 : Représentation du flux (haut) du χ^2 (milieu) et de la p_ν associée (bas) de pixels détectés comme ayant été touchés par des impacts de cosmiques sur le détecteur 17187. **Gauche :** avant correction, **droite :** après correction.

Pour chaque impact touchant x pixels, nous avons sommé l'énergie déposée sur chacun des pixels (énergie obtenue en utilisant la formule 6.5). La Figure 6.17 illustre la distribution de l'énergie déposée*. La courbe rouge est l'énergie déposée pour tout les impacts et en bleu la même distribution mais pour des impacts touchant plus de 2 pixels. En dessous de 500 électrons, la distribution est dominée par des impacts sur un seul pixel et au dessus de 500 électrons, on remarque que les deux distributions ont le même aspect avec un pic dans la distribution aux alentours de 1300 électrons avec une contribution plus importante des impacts affectant au moins 2 pixels. Ce pic peut être interprété par l'énergie déposée par des muons au minimum d'ionisation (MIPs) attendus aux environ de $4000 e^-$ †. Cet écart par rapport à la valeur attendue n'est pour l'instant pas expliqué, et il est ainsi nécessaire soit de faire une mesure de l'énergie d'activation de ces détecteurs soit d'obtenir une information sur l'épaisseur réelle du cristal de HgCdTe.

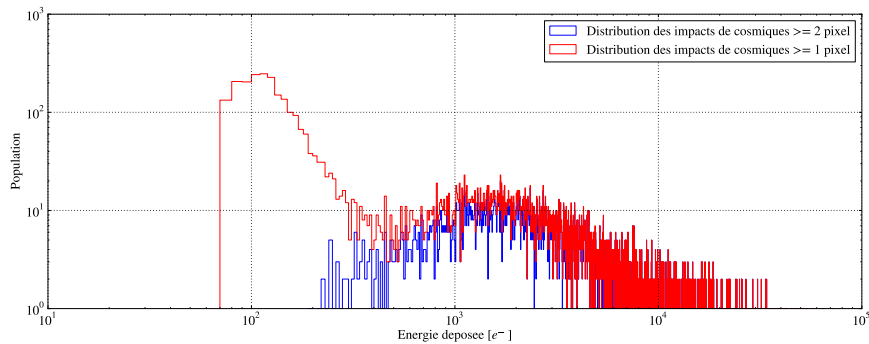


FIGURE 6.17 : *Spectre de l'énergie déposée par des rayonnements ionisants interagissant avec le détecteur installé sur le banc de tests Altair.*

En 6,33 h d'acquisition, on obtient un peu moins de 1% des pixels affectés par des particules ionisantes déposant au moins 72 électrons‡. En regroupant les pixels voisins entre eux on estime le nombre d'impacts pendant le temps d'acquisition ce qui nous donne un taux de rayons cosmiques pour le détecteur 17187 de $0,024 \pm 0,0003$ part/s/cm² (erreur estimé avec le bruit de photons attendu). Si on examine en détail la carte des rayons cosmiques détectés, on peut trouver des traces rectilignes caractéristiques d'un dépôt d'énergie d'une particule à travers plusieurs pixels, illustré sur la Figure 6.18.

Les résultats de l'algorithme de détection sont résumés dans la Table 6.5.

*. Le gain moyen utilisé est de $1,44 e^-/ADU$ pour un réglage du gain à 18 dB †. Avec une énergie d'activation de 1,97 eV et une épaisseur de $7 \mu\text{m}$ ‡. Coupure de l'algorithme de détection à 50 ADU multiplié par le gain moyen du détecteur $1,44 e^-/ADU$.



FIGURE 6.18 : *Traces imprimées par l'impact d'un cosmique sur plusieurs pixels du détecteur 17187*

6.4.3 Étude sur le modèle de démonstration

Le démonstrateur du système de détection intègre deux détecteurs et deux multiplexeurs* que l'on peut voir en Figure 6.19 (image de gauche). Sur le reste du plan focal sont intégrés des modèles mécaniques de détecteurs dont le rôle est de pouvoir tester les performances thermiques. L'ensemble du NI-CSS est ensuite intégré dans le NI-DS et testé dans un cryostat au LAM†.

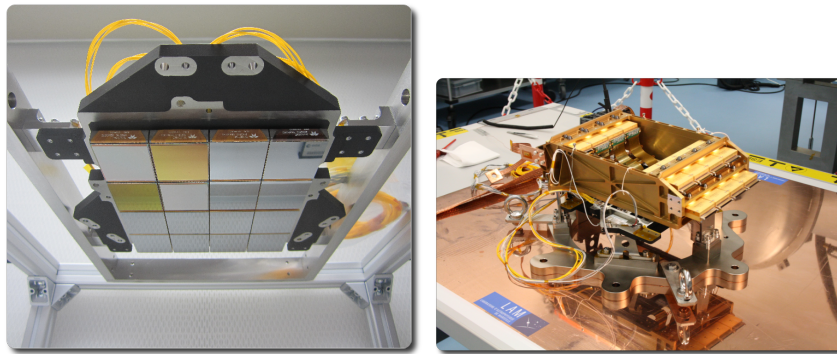


FIGURE 6.19 : *Gauche : Photo du NI-CSS avec les deux détecteurs, les deux multiplexeurs (coin en haut à gauche) et les douze modèles thermiques. Droite : Photo du NI-DS intégré au LAM*

Les données du courant d'obscurité issues des deux détecteurs intégrés (17191 et 17245) ont été utilisées afin de dériver des cartes de cosmiques et ainsi démontrer les performances de l'algorithme de détection. Dans ce cas, la surface des détecteurs est horizontale. Les tests ont été effectués sans système d'illumination, les mesures consistant ainsi en des mesures du courant d'obscurité, qui ont permis de valider l'acquisition synchrone de plusieurs détecteurs ainsi que de vérifier les performances en terme de niveau de courant d'obscurité, de bruit et de stabilité thermique.

La Figure 6.20 montre des exemples de pixels qui ont été détectés par la méthode

*. multiplexeurs qui consistent à la même chose qu'un détecteur sauf que la partie sensible en HgCdTe n'est pas présente, on ne mesure pas de signal photo-généré, uniquement celui issu de l'électronique. †. Laboratoire d'Astrophysique de Marseille

précédente et représente le signal lu en sortie de pixels identifiés comme présentant une forte discontinuité, signalant un impact de rayons cosmiques.

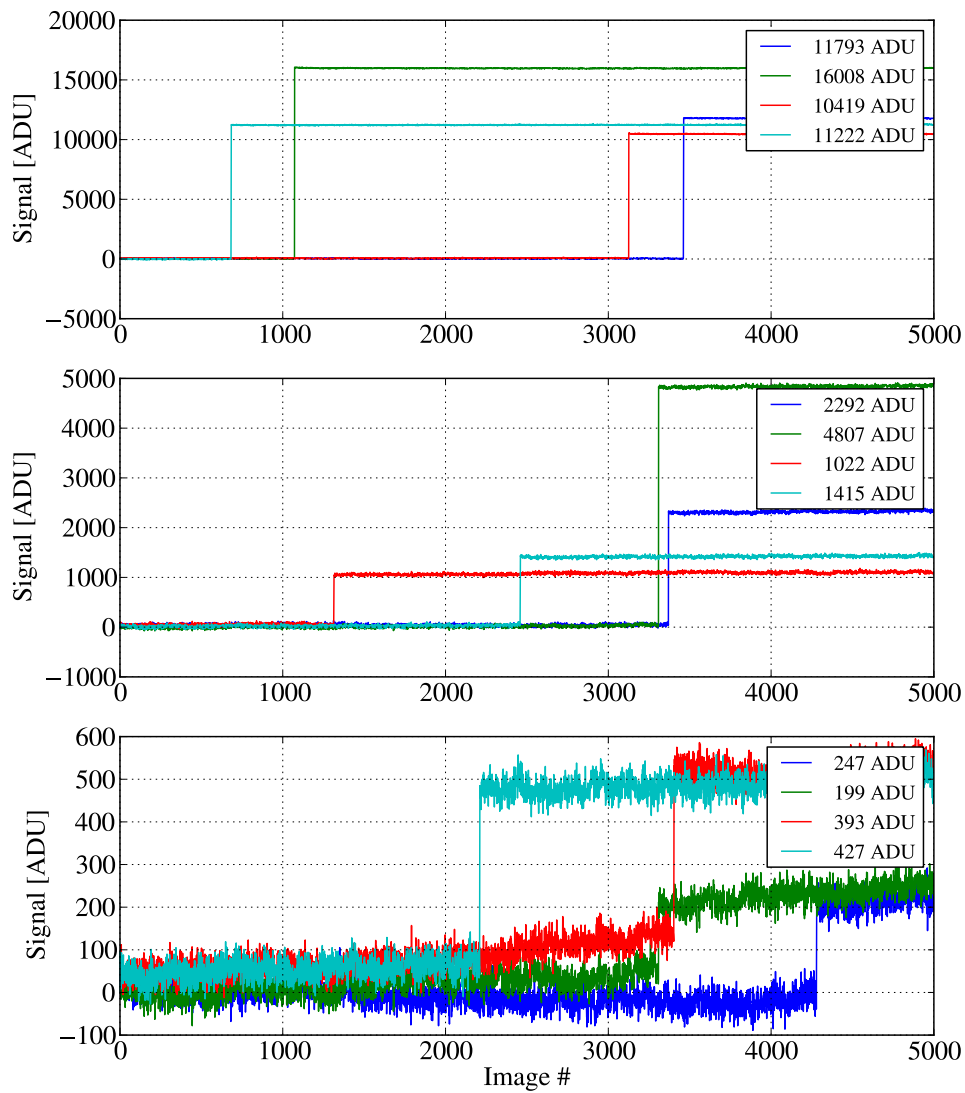


FIGURE 6.20 : Evolution du signal de quatre pixels détectés par l'algorithme avec des coupures sur l'énergie des cosmiques à 10000 ADU (**Haut**), 1000 ADU (**Milieu**) et 100 ADU (**Bas**). Les légendes correspondent aux nombre d'ADU retrouvé par l'algorithme.

Le spectre en énergie des impacts est illustré en Figure 6.21, en rouge pour la

distribution en énergie de tout les impacts et en bleu la même distribution pour les impacts affectant plus de 2 pixels. Le spectre en énergie des impacts de cosmiques sur ces détecteurs possèdent la même distribution que celui trouvé dans Altair avec un pic à 1300 e^- . On aperçoit un excès à $200\text{-}300\text{ e}^-$ pour les impacts supérieurs à deux pixels, qui n'est pas encore expliqué à ce moment.

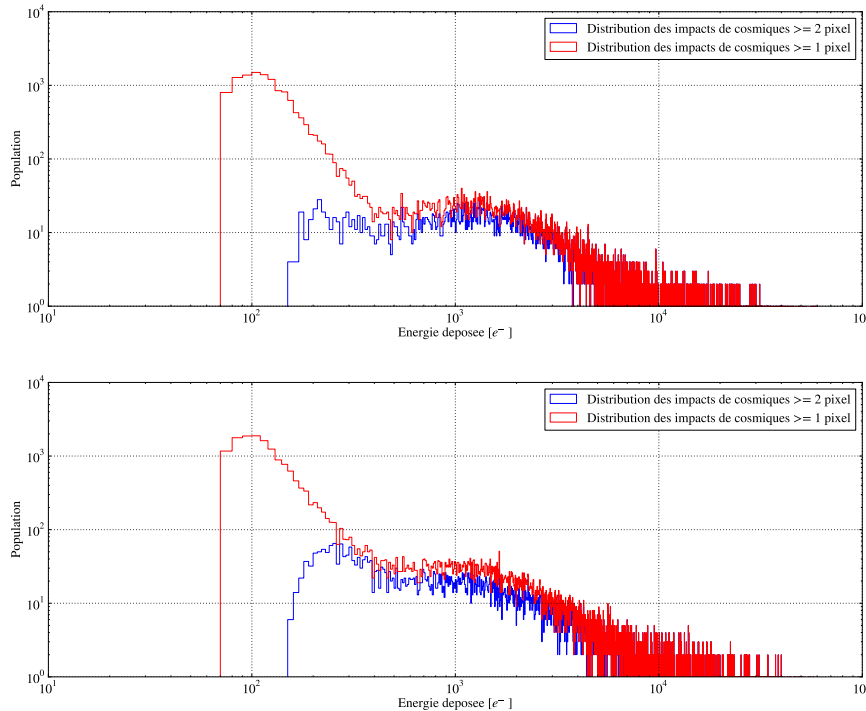


FIGURE 6.21 : Spectre de l'énergie déposée par des rayonnements ionisants interagissant avec les détecteurs utilisés lors des tests du modèle de démonstration en avril 2015. **Haut** : Détecteur 17191. **Bas** : Détecteur 17245.

En 6,33 h d'acquisition, on arrive à un peu moins de 1% des pixels affecté par des particules ionisantes. En regroupant les pixels voisins entre eux on estime le nombre d'impacts à $0,064 \pm 0,0004\text{ part/s/cm}^2$ et $0,078 \pm 0,0005\text{ part/s/cm}^2$ pour les détecteurs 17191 et 17245 respectivement (plus grand que le taux attendu pour les muons de haute énergie présents au niveau du sol : $0,016\text{ part/s/cm}^2$). Les impacts sont en valeur médiane étalés sur 1 pixel. Les impacts affectant plus de 20 pixels prennent la forme d'un disque tel qu'illustré sur la Figure 6.22.

Dans ce cas de figure, la partie centrale du disque est saturée et les pixels autour sont aussi affectés par effets de diffusion des charges entre pixels, qui est illustré sur la Figure 6.23.

Le Tableau 6.5 résume les résultats obtenus pour les différents détecteurs. On constate une différence de comptage de moins de 4% (significatif devant l'erreur de

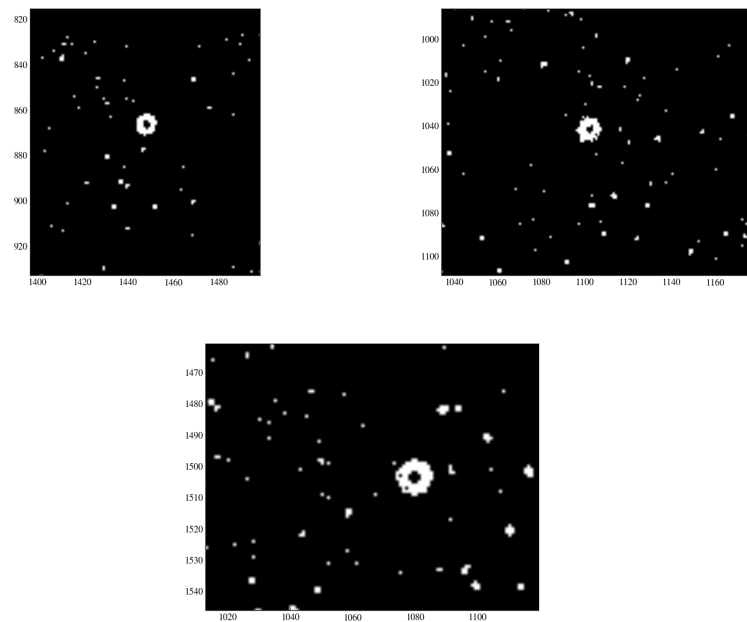


FIGURE 6.22 : *Effet de "boule de neige" engendrées par le dépôt d'énergie d'une particule chargée sur plusieurs pixels des détecteurs du DM*

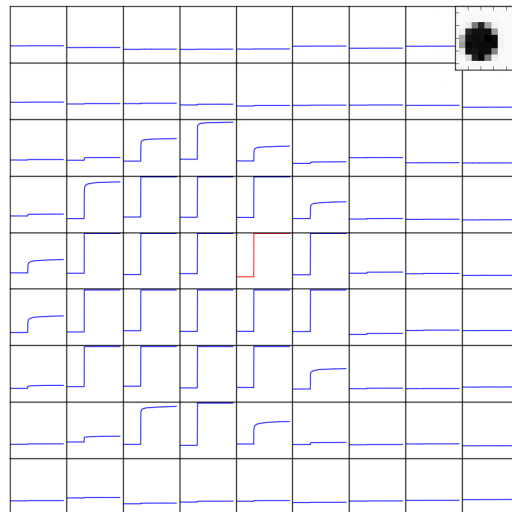


FIGURE 6.23 : *Évolution du signal des pixels voisins lors de l'effet "boule de neige"*

comptage $< 1\%$) entre les deux détecteurs du modèle de démonstration qui pourrait s'expliquer par un courant d'obscurité trois fois moins élevé pour le détecteur 17191 que le détecteur 17245. En effet, comme on a pu le voir lors de l'évaluation des performances de l'algorithme, l'efficacité de détection dépend du flux de photons

reçu par le détecteur (Figure 6.13).

	17191	17244	17187
Banc de test	DM	DM	Altair
Courant d'obscurité (e ⁻ /s)	0,013	0,004	0,005
Nombre de pixels marqués	36413	39192	21836
Nombre d'impacts	20188	20870	7758
Taux de particules (part/s/cm ²)	0,064	0,078	0,024
Nombre d'impacts > 20 pixels	7	6	16

TABLE 6.5 : *Statistiques des pixels et impacts de cosmiques détectés avec l'algorithme sur les deux détecteurs installés sur le modèle de démonstration du NI-DS ainsi que sur le détecteur 17187 installé sur le cryostat de tests Altair.*

Pour un même temps d'acquisition et des performances de détecteurs quasi-identiques, le taux de cosmiques sur le banc de test Altair est plus faible (voir Table 6.5). Cette différence est soit issue de la différence entre les deux banc de tests (le modèle de démonstration ayant beaucoup plus de masse autour du système de détection, pouvant favoriser l'apparition de secondaires), soit de la section efficace du système de détection, qui, disposé à la verticale, serait touché par moins de rayons cosmiques. Il est aussi intéressant de noter que sur Altair le détecteur est moins sujet à ces effets de "boules de neige", et la taille médiane des impacts est plus grande.

6.5 Conclusions

Nous avons étudié dans ce chapitre l'effet des cosmiques dans les détecteurs H2RG du NISP. Les simulations de leur impact en vol ont montré (pendant une période de minimum solaire) que moins de 3% des pixels en mode spectrométrie seront touchés, ce qui rentre dans les budgets alloués pour la mission Euclid. 2,1% des pixels seront touchés par un cosmique avec une amplitude supérieure à 50 e⁻ qui pourront être détectés en utilisant le χ_{Euclid}^2 . Mais, en vol, ces pixels ne pourront être corrigés.

Pour la caractérisation des détecteurs au sol, nous avons développé un algorithme qui permet de détecter et de corriger l'impact des cosmiques en utilisant des modes MACC. Cet algorithme sélectionne d'abord tous les pixels qui ne répondent pas de manière linéaire en utilisant le χ_{Euclid}^2 , puis sélectionne ceux dont la correction cosmique améliore la p_v . Nous avons montré que en enlevant les points de la rampe qui maximise la dérivée seconde, on peut reconstruire la pente et retrouver le bon flux au prix d'une dégradation de l'erreur de 20%.

Nous avons ensuite évalué les performances de détection à l'aide d'une simulation qui donne une efficacité de détection > 94% pour des impacts de 50 e⁻ à bas flux, avec une pureté meilleure que 97%.

Cette méthode a ensuite été appliquée sur des données de tests, validant le fait que le χ_{Euclid}^2 est capable d'identifier des impacts de cosmiques en vol. Les spectres de dépôt d'énergie montrent un excès à 1300 e⁻. A performances équivalentes, le détecteur sur le banc de tests Altair comptabilise moins d'impacts que les détecteurs du modèle de démonstration (0,024 part/s/cm² comparé à 0,065 part/s/cm²), la taille médiane des impacts est elle aussi plus grande et les impacts très énergétiques sont aussi beaucoup plus rares. Une partie des différences est probablement due à l'orientation du détecteur. Mais d'autres tests seront nécessaires à l'avenir pour mieux étudier les impacts obtenus.

Persistance et H2RG

Contents

7.1	La persistance dans les détecteurs à semi-conducteurs . . .	160
7.1.1	Historique	160
7.1.2	Première interprétation	160
7.1.3	Impact sur la mission	161
7.2	Les données de persistance	163
7.2.1	Spécifications du banc de test	163
7.2.2	Plan des acquisitions	163
7.2.3	Validation des données	165
7.3	Analyse des données de persistance	168
7.3.1	Étude de la persistance en fonction de l'illumination	168
7.3.2	Impact de la saturation sur la réponse de persistance	171
7.3.3	Étude de la décroissance de la persistance	172
7.4	Interprétation physique	177
7.5	Modèle d'ajustement du signal de persistance	179
7.5.1	Le modèle de réponse de persistance	179
7.5.2	Vérifications de l'ajustement sur un pixel	181
7.5.3	Résultats sur le détecteur	181
7.6	Applications au simulateur pixel	192
7.6.1	Le simulateur pixel	192
7.6.2	Implémentation du modèle	193
7.6.3	Simulation d'une séquence d'observation	194
7.6.4	Conclusion	195
7.7	Modèle de caractérisation de l'effet	195
7.7.1	Acquisition des données	196
7.8	Conclusions	197

Ce chapitre détaille les études qui ont été faites dans le cadre d'Euclid pour comprendre, modéliser et évaluer les effets du signal de persistance pour les détecteurs H2RG. Après avoir rappelé l'origine du phénomène et l'impact sur les performances d'Euclid, nous allons décrire le plan d'étude mis en place. On quantifiera ensuite cet effet de persistance par le moyens de tests effectuées au CPPM. Enfin, nous proposerons une modélisation empirique de l'effet afin de comprendre son impact sur la science et nous montrerons l'impact attendu par l'utilisation de simulations. Nous utiliserons à la fin les connaissances dérivées de l'analyse et de la modélisation pour proposer un plan de caractérisation des détecteurs au sol.

7.1 La persistance dans les détecteurs à semi-conducteurs

Le phénomène de persistance est caractéristique des détecteurs à semi-conducteurs. Il consiste en l'apparition d'une image rémanente suite à une exposition à une source brillante ou un rayon cosmique déposant beaucoup d'énergie.

7.1.1 Historique

Le phénomène de persistance a déjà été observé dans des détecteurs utilisant la même technologie que les H2RG qui seront embarqués pour la mission Euclid. La première détection de cet effet provient des études sur l'instrument NICMOS, équipé de détecteurs H1RG avec $\lambda_c = 2,5 \mu\text{m}$ [D. Daou and Skinner (1997)] qui montre la présence d'une image persistante après illumination et pendant 1024 secondes. Une autre étude sur l'instrument WFC3, équipé des mêmes détecteurs [McCullough and Deustua (2008), Knox S. et al. (2013)], permet de montrer que le temps nécessaire pour que cette image persistante disparaisse dépasse l'heure, qu'il dépend du profil d'illumination (entre illumination en champ plat ou ponctuel) et que l'amplitude du signal de persistance est inférieur à $1 e^-/s$. Cet effet a aussi été observé pour des détecteurs Rockwell H2RG $\lambda_c = 5,3 \mu\text{m}$, testés dans le contexte de la mission spatiale JWST [Donald F. et al. (2003)], ainsi que sur d'autres types de détecteurs [détecteur en InSb de Raytheon Benson et al. (2000)] suggérant que cet effet de persistance est commun à tous les détecteurs.

7.1.2 Première interprétation

Des études du signal de persistance dans les détecteurs H2RG ont conduit à une interprétation de la génération du signal de persistance [Roger M. et al. (2008b), Roger M. et al. (2008a)] sur des détecteurs H2RG de $\lambda_{couverture} = 1,7 \mu\text{m}$. Cette étude décrit la génération du signal de persistance qui est associée à un mécanisme de piégeage et dé-piégeage de charges qui peut durer pendant plusieurs heures après une illumination.

La Figure 7.1 illustre le principe de la génération du signal de persistance dans une jonction P-N représentative de ce qui se passe dans un pixel d'un détecteur H2RG. On distingue plusieurs types de régions, comme décrites au chapitre 3 : la région non-déplétée (grisée dans les deux parties P et N de la jonction, ces régions n'ont pas ou peu de champ électrique pour la collection de charges photo-générées) et la région déplétée qui est la ZCE du pixel ne possédant pas de porteurs de charges vacants et où la collection de charges est meilleure de par la présence d'un champ électrique important.

La première interprétation de l'origine du signal de persistance est que les porteurs de charges présents dans la zone de non-déplétion peuvent être piégés dans cette zone, qui va s'agrandir pour un flux de photons constant. Lors d'un reset du pixel, la zone de non-déplétion revient à son niveau initial et une partie des charges

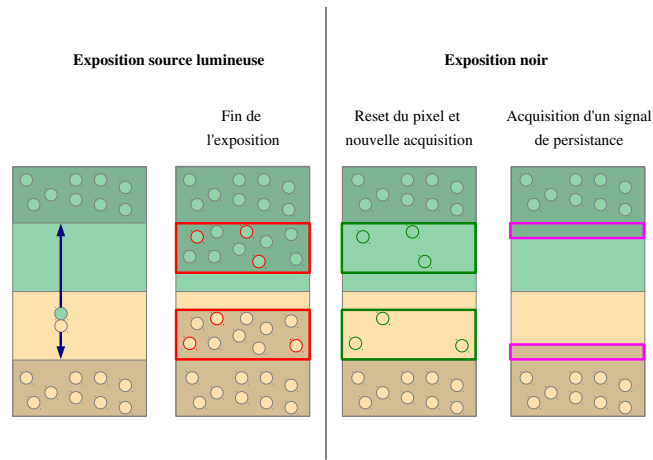


FIGURE 7.1 : Schéma illustrant l'effet de persistance

piégées sont alors dans la zone déplétée. Ces charges peuvent ensuite être dé-piégées au cours du temps et ainsi participer à la génération d'un signal de persistance qui va lentement décroître pendant plusieurs heures avant d'être dominé par les processus du courant d'obscurité. La persistance va ainsi perturber le signal mesuré par les pixels des détecteurs. Le mécanisme de la persistance est dépendant de la distribution des défauts dans le cristal en HgCdTe du détecteur. Ces défauts introduisent des niveaux d'énergies intermédiaires entre la bande de valence et de conduction du cristal, capables de piéger des charges et de les libérer par apport d'énergie interne, dûs à des phonons d'agitation thermique, ou externe avec des photons.

Cette interprétation de la génération du signal de persistance nous fait tendre à penser que différents paramètres peuvent influencer sur ce signal de persistance tels que la longueur d'onde du système d'illumination, la température de fonctionnement, la polarisation du détecteur ou encore le flux incident.

Cet effet est ainsi particulièrement gênant pour des mesures à bas flux dans lesquelles des sources à haut flux ont été présentes dans le champ d'observation précédent.

7.1.3 Impact sur la mission

Pour l'instrument NISP, à chaque pointage, des milliers d'objets (étoiles et galaxies) avec des flux différents seront présents dans le champ de vue de l'instrument. Les étoiles présentes dans le champ sont ainsi sources de flux pouvant varier entre $1 \text{ e}^-/\text{s}$ et $1000 \text{ e}^-/\text{s}$ pour les étoiles les plus lumineuses*.

La Figure 7.2 représente le nombre d'étoiles (aux latitudes galactiques 30 et 90 degrés, en bleu et vert) et le nombre de galaxies (issu du catalogue COSMOS, en

*. Les objets de magnitude < 17 saturent le détecteur en mode photométrique et de magnitude < 13 en mode spectrométrie

rouge) présentes dans un champ de 1 deg^2 selon leur magnitude. On peut prévoir pour Euclid (ayant un champ de $0,5 \text{ deg}^2$) qu'on attend des milliers d'objets de flux variables dont une certaine quantité va saturer les pixels (traits plein en cyan pour le mode spectrométrie et violet pour le mode photométrie), dont le comportement de la persistance après illumination n'est pas connu pour l'instant.

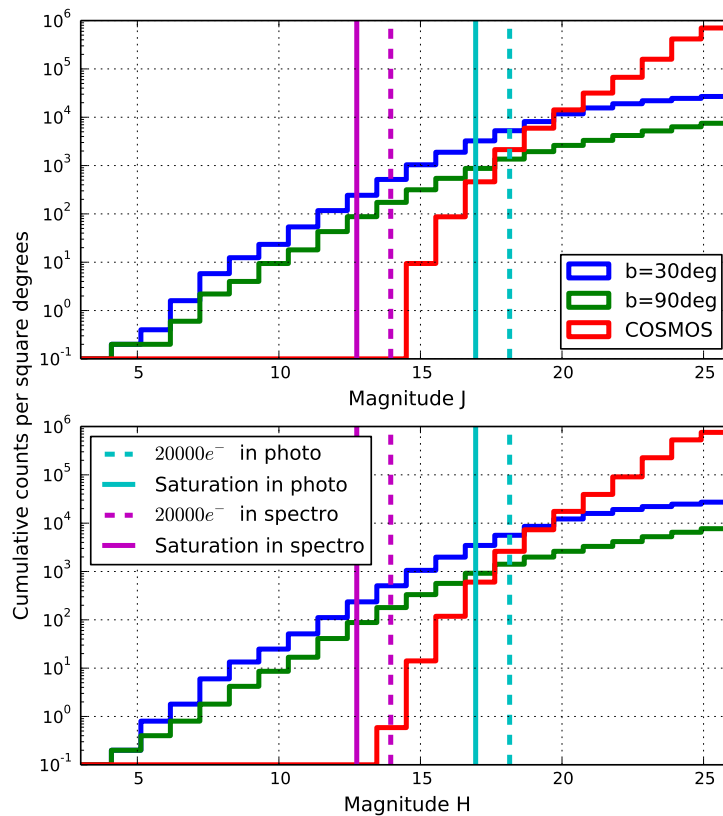


FIGURE 7.2 : Nombre d'étoiles attendues dans un champ observé par Euclid (à latitude galactique de 30 degrés en bleu et 90 degrés en vert) et nombre de galaxies dans le champ d'observation d'après le catalogue COSMOS. **Haut :** En magnitude J. **Bas :** en magnitude H.

Par ailleurs, le relevé est effectué de telle façon qu'on observe en continu. A la fin d'une séquence N (voir le chapitre 1), on ferme le système optique pendant que le satellite pointe sur un autre champ pendant environ 300 secondes avant de commencer la séquence d'observation $N + 1$. Si des pixels ont reçu un flux important pendant la séquence N , un signal de persistance sera observable pendant la séquence $N + 1$. Cela veut dire que ce signal de persistance va dépendre de l'historique des

observations précédentes, du flux des objets observés et du temps entre chacune des séquences.

Cette problématique a été identifiée comme étant un risque majeur sur les performances d'Euclid. Une spécification de sélection des détecteurs H2RG à été mise en place dans le contexte du NISP basée sur le signal de persistance (P_i en e^-/s) après une illumination (L_i , exprimée en nombre de porteurs accumulés). Celle-ci demande que le signal de persistance soit inférieur à une limite donnée au bout de 5 heures (spécifications résumées en Table 7.1)

L_i	P_i (5h) pour 95% des pixels
60 ke ⁻	<0,05 e ⁻ /s/pix
500 ke ⁻	<0,15 e ⁻ /s/pix
1000 ke ⁻	<0,18 e ⁻ /s/pix

TABLE 7.1 : Résumé des spécifications de sélection des détecteurs pour le critère de persistance.

Pour la gamme de flux attendus il nous faut construire un modèle de la décroissance du signal de persistance qui nous permet de prédire le signal de persistance attendu pour n'importe quel objet au cours du temps.

7.2 Les données de persistance

Pour pouvoir étudier ce problème, il est nécessaire d'obtenir des données pour modéliser l'amplitude et la décroissance du signal de persistance par rapport au flux reçu.

7.2.1 Spécifications du banc de test

On cherche à reproduire la gamme de flux attendue sur le détecteur lors de la mission, ces flux pouvant aller de 1 à plusieurs milliers d'électrons par secondes. Ce banc de test doit pouvoir alterner entre une illumination et une mesure d'un courant d'obscurité assez bas pour pouvoir mesurer un signal de persistance de $0,05 e^-/s$ (spécification de sélection résumées en Table 7.1). Ce profil d'illumination doit être le plus uniforme possible afin de pouvoir évaluer les disparités de la réponse de persistance entre pixels pour un même flux incident. Nous avons utilisé pour ces tests le cryostat Altair, qui est décrit au Chapitre 5.

La configuration du détecteur est celle adoptée actuellement pour les détecteurs de vol Euclid et est résumée en Table 7.2. Les performances obtenues avec ce banc de test et le détecteur 17187 ont déjà été montrées dans le Chapitre 5, avec un courant d'obscurité d'environ $0,05 e^-/s$ et un système d'illumination (LED Hamamatsu 10823 + Diffuseur infrarouge) qui permet une uniformité d'éclairement de 20%.

Paramètre	Valeur
Température SCA	100 K
Température SCE	135 K
Polarisation	250 puis 500 mV
Gain de conversion	18 dB (1,44 e ⁻ /ADU)

TABLE 7.2 : *Table de la configuration utilisée pour les mesures de persistance avec le détecteur 17187.*

7.2.2 Plan des acquisitions

Pour observer un signal de persistance, un ensemble de séquences à été défini :

Séquence 1 : Acquisition du courant d’obscurité de référence avec un UTR 2500 (≈ 1 h) qui est suffisant pour pouvoir mesurer un courant d’obscurité de 0,05 e⁻/s et qui sera utilisé pour vérifier la disparition de la persistance des acquisitions précédentes.

Séquence 2 : Illumination du détecteur pendant une exposition en UTR 400 (≈ 560 s), nous permettant d’avoir toute l’information possible sur cette illumination et de reconstruire un mode spectrométrique MACC[15,16,11] si besoin est. Les différents flux sont obtenus en faisant varier le courant délivré à une LED Hamamatsu 10823 entre 1 et 6 μ A, obtenant ainsi des flux de ≈ 30 à 1600 e⁻/s, soit un nombre de charges intégré de 17000 à 900000 e⁻ sur la durée d’exposition.

Séquence 3 : Acquisition du courant d’obscurité (contaminé par le signal de persistance de l’illumination précédente) pendant un temps assez long pour revenir au courant d’obscurité initial. Il est nécessaire de pouvoir observer le signal de persistance au moins 5 heures après l’illumination, ce qui représente un volume de données important en mode UTR. Cela nous a motivé à travailler plutôt avec un mode MACC. Un autre objectif est que ces données de persistance puissent être utilisées par le consortium Euclid. Pour cela, il a fallu prendre en compte de pouvoir reconstruire les modes science utilisés par l’instrument NISP. Avec un mode MACC[N,700,D], il est possible d’utiliser les 700 images par groupe, représentant 990 secondes, pour recréer les modes sciences. En choisissant un temps d’observation de 8h30, il est ensuite possible d’ajuster les paramètres N et D pour obtenir un mode MACC[20,700,500] pour l’observation du signal de persistance.

L’enchaînement des séquences pour chacune des expositions est résumé dans la Table 7.3. Pour assurer que les données ne soient pas contaminées par du signal de persistance dû aux expositions précédentes, chaque acquisition est séparée d’un jour. Ainsi pour chaque flux, une acquisition de 10 heures au total est nécessaire, avec un jour d’attente avant la suivante.

Une acquisition complète est illustrée en Figure 7.3 avec la réponse idéale d’un pixel du détecteur en bleu, et la réponse du pixel avec de la persistance en rouge.

Description	Séquence 1	Séquence 2	Séquence 3
Modes de lecture	UTR[2500]	UTR[400]	MACC[20,700,500]
LED 10823	Off	On	Off
Acquisition	Courant d'obscurité	Illumination	Courant d'obscurité
Flux	$\approx 0,05 \text{ e}^-/\text{s}$	$\approx 30 \text{ à } 1600 \text{ e}^-/\text{s}$	$\approx 0,05 \text{ e}^-/\text{s} + \text{Persis.}$
Temps d'acquisition	$\approx 1 \text{ h}$	$\approx 9 \text{ min}$	$\approx 9 \text{ h}$

TABLE 7.3 : Récapitulatif des séquences d'observation des données de persistance.

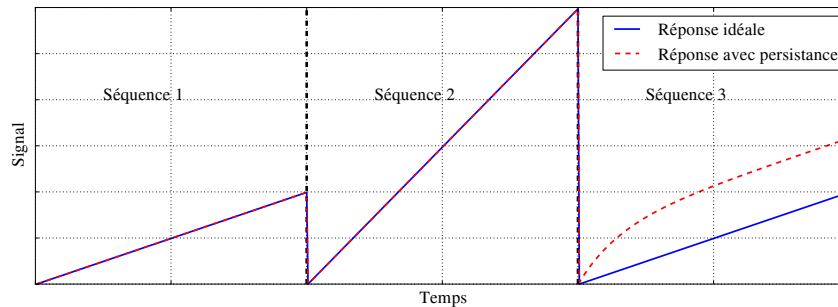


FIGURE 7.3 : Représentation schématique de la réponse idéale d'un pixel du détecteur et de la réponse avec persistance pour les trois séquences d'acquisitions.

L'application de ce plan de tests sur Altair représente un mois complet de prise de données. L'ensemble des données acquises pendant la période de test en Mai 2015 est répertorié en Annexe H.

7.2.3 Validation des données

Une fois les données obtenues, une validation est nécessaire avant de lancer leur analyse. Pour cela, trois critères de sélection pour les données ont été établis :

1. Vérifier que le courant d'obscurité de référence de la première séquence n'est pas dominé par un signal de persistance résiduel, ou tout autre effet qui peut impacter la mesure. Le flux de persistance que l'on veut mesurer doit atteindre $0,05 \text{ e}^-/\text{s}$ alors nous fixons une limite d'un courant d'obscurité qui doit être $< 0,1 \text{ e}^-/\text{s}$ (la persistance représentant 50% du courant d'obscurité).
2. Valider pour la deuxième séquence que le système d'illumination a bien exploré une gamme de flux jusqu'à minimum $1000 \text{ e}^-/\text{s}$.
3. Vérifier que l'on observe (ou non) un signal de persistance dans la rampe de la troisième séquence.

7.2.3.1 Séquence 1 - Validation du courant d'obscurité de référence

Pour cette validation, nous avons repris toutes les premières séquences d'observation en UTR 2500 et nous avons mesuré le courant d'obscurité médian sur l'ensemble du détecteur (en Fowler-16). L'ensemble de ces mesures est illustré sur la Figure 7.4, qui représente la variation de la médiane du courant d'obscurité en Fowler-16 sur l'ensemble du détecteur. On peut voir que la limite fixée à $0,1 \text{ e}^-/\text{s}$ n'est jamais dépassée et qu'on retrouve le niveau de courant d'obscurité initial de l'ordre de $5 \times 10^{-2} \text{ e}^-/\text{s}$.

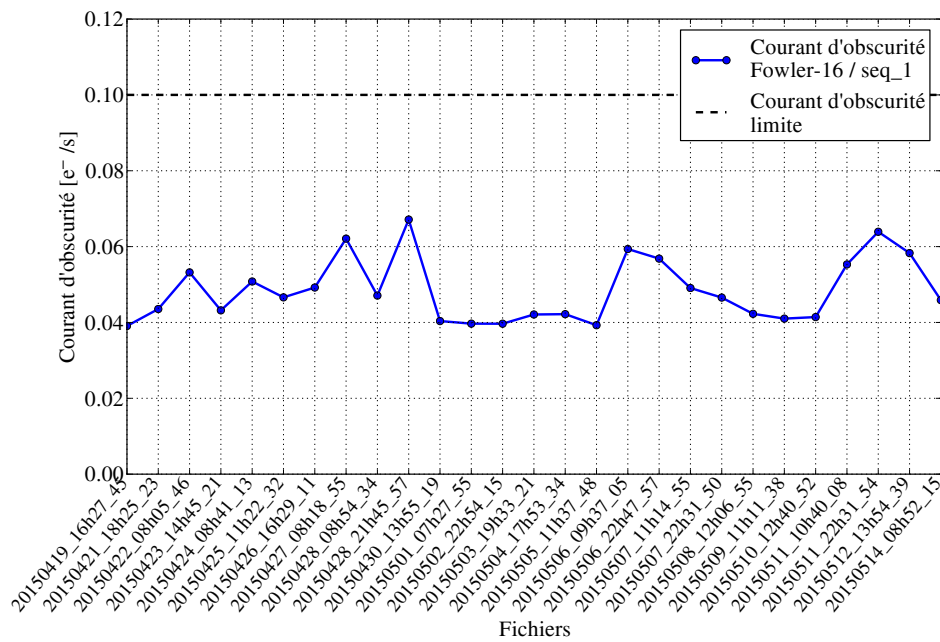


FIGURE 7.4 : Variations du courant d'obscurité médian sur l'ensemble des premières séquences de mesure du courant d'obscurité de référence.

7.2.3.2 Séquence 2 - Validation des illuminations utilisées

Pour chacune des séquences d'illumination, la validation consiste à vérifier que l'on a bien des flux dans la gamme dynamique qu'on cherche à explorer. Le profil d'illumination (calculé avec un Fowler-8) reçu par le détecteur, est illustré en Figure 7.5, cette image montre une tache légèrement excentrée avec un flux maximum à $175 \text{ e}^-/\text{s}$ entourée d'un halo de flux minimal de $143 \text{ e}^-/\text{s}$. On aperçoit en haut au milieu de l'image une tache avec un flux plus important qui est une région, où le gain du détecteur est légèrement différent et liée aux techniques de fabrication.

La Figure 7.6 regroupe l'ensemble de ces mesures avec la variation de l'illumination sur le détecteur en fonction du courant délivré à la LED, mesuré avec un

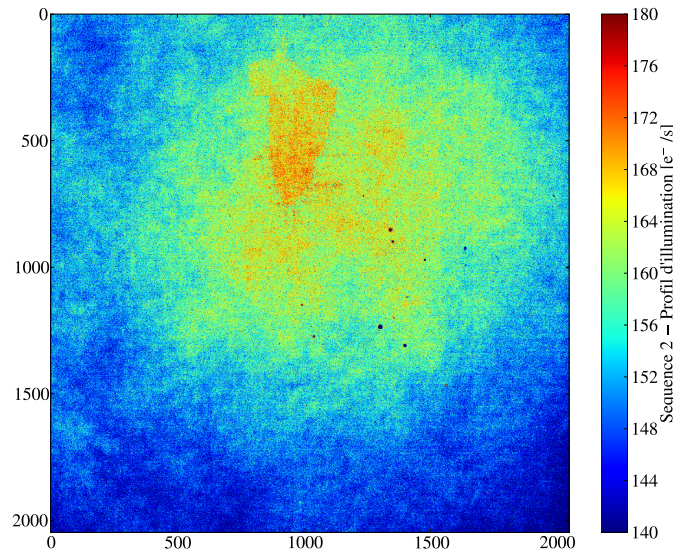


FIGURE 7.5 : Profil d'illumination incident au détecteur 17187 pour un flux moyen de $154 \text{ e}^-/\text{s}$. La tâche dans la partie haute du détecteur correspondant à une zone avec un gain plus élevé.

Fowler-8. La ligne horizontale représente une valeur d'illumination de $200 \text{ e}^-/\text{s}$, qui correspond, pour un UTR 400, à la valeur pour laquelle le détecteur atteint la capacité de puits (soit environ 100000 e^- , mesure décrite en annexe I) qu'on appellera par la suite la saturation du détecteur. Ceci nous permet d'établir que les illuminations utilisées vont de 30 à $1600 \text{ e}^-/\text{s}$ ce qui permettra de voir la réponse de persistance pour les cas extrêmes de sources très brillantes.

7.2.3.3 Séquence 3 - Validation de la mesure de persistance

On utilise la troisième séquence afin de vérifier que les données présentent bien un signal de persistance visible pour finir l'étape de validation.

Pour cela, on veut observer une augmentation du signal du courant d'obscurité, dû à la présence d'un signal de persistance. Ceci est illustré en Figure 7.7, qui représente la rampe obtenue à partir des images de la troisième séquence (courbes bleu pour un flux $<200 \text{ e}^-/\text{s}$ et verte pour un flux $>800 \text{ e}^-/\text{s}$), comparée à la valeur du courant d'obscurité de référence de la première séquence (courbe en rouge), en fonction du temps. On voit la représentation des 20 groupes du mode MACC[20,700,500], chacun constitué des données des 700 premières images lues et transférées, suivies de 500 images non-transférées.

On observe donc bien l'apparition d'un signal dans la troisième séquence d'observation, qui dépend des illuminations utilisées dans la seconde séquence : c'est

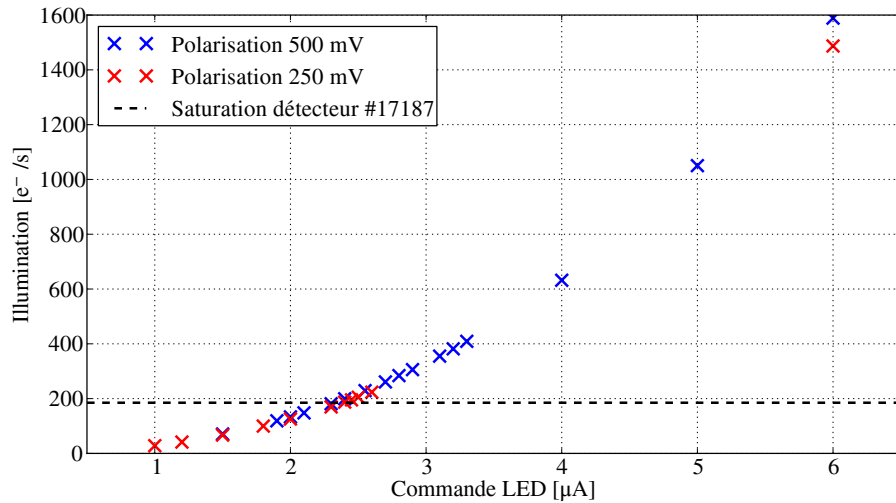


FIGURE 7.6 : Variation du flux reçu par le détecteur 17187 en fonction du courant délivré à la LED Hamamatsu 10823. Le niveau de référence du flux permettant d'atteindre la capacité de puit du détecteur à 500 mV est représentée en ligne noire en pointillés.

l'effet de persistance.

Grâce à ces différents tests, nous avons pu valider que les données acquises pour l'étude de persistance répondent bien aux besoins énoncés précédemment et vont pouvoir servir à l'analyse qui va suivre.

7.3 Analyse des données de persistance

Une première étape d'analyse consiste à étudier l'impact du flux initial sur le signal de persistance. Dans un deuxième temps, nous étudierons les temps de décroissance associés à ce signal. Enfin, nous essayerons d'établir une modélisation du signal à partir des résultats obtenus.

7.3.1 Étude de la persistance en fonction de l'illumination

7.3.1.1 Analyse du comportement moyen

Pour un temps d'exposition donné, plus le nombre de charges accumulées est grand et plus la probabilité de piéger une charge est importante, résultant en un signal de persistance plus élevé. Nous avons aussi vu que le signal de persistance est le plus important pendant la centaine de secondes suivant l'exposition à la source (voir Figure 7.7)

Nous nous sommes intéressés à la réponse des pixels en rampe 3 par rapport à l'illumination qui précède (rampe 2). Nous avons estimé tout d'abord le flux de per-

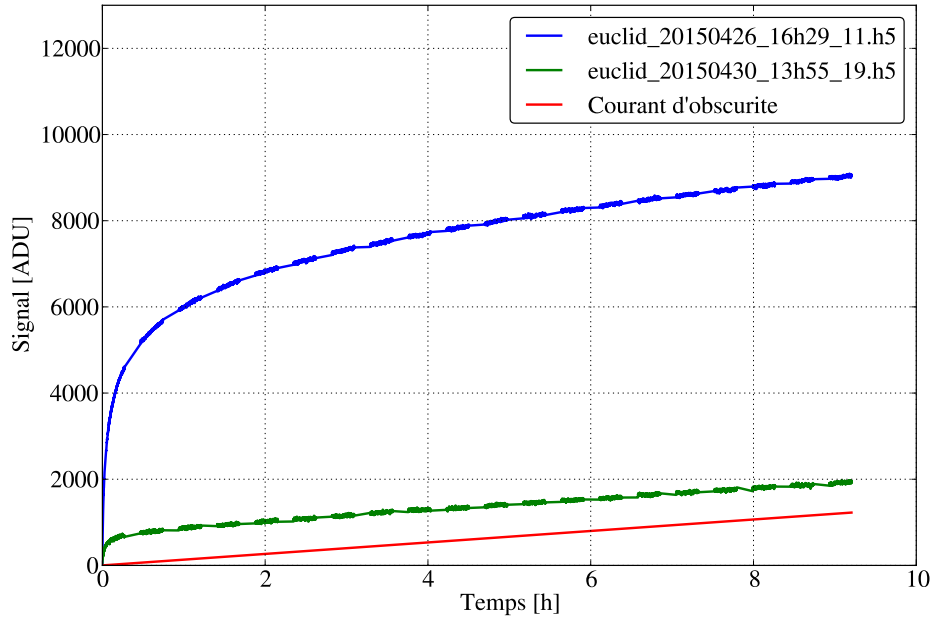


FIGURE 7.7 : Rampe des données brutes de signal du mode $MACC[20,700,500]$ de la troisième séquence pour une faible illumination (environ $200 \text{ e}^-/\text{s}$ en vert) et une forte illumination (environ $800 \text{ e}^-/\text{s}$ en bleu) précédente, comparée à la rampe de référence ($0,05 \text{ e}^-/\text{s}$ en rouge).

sistance par un Fowler-1 sur les 50 premières images de la rampe 3*. Le flux moyen ainsi obtenu est présenté en Figure 7.8 en fonction de l'illumination précédente. On voit que le signal de la rampe 3 augmente en fonction de l'illumination en rampe 2 et que cette augmentation varie de manière très non-linéaire. On distingue ainsi trois régimes du signal de persistance par rapport à l'illumination précédente :

1. Pour des illuminations $< 200 \text{ e}^-/\text{s}$ (séquence 2, voir Table 7.3) le signal est faible ($< 5 \text{ e}^-/\text{s}$) et son amplitude est linéaire par rapport à l'illumination.
2. Pour des illuminations comprises entre 200 et $300 \text{ e}^-/\text{s}$, on observe une augmentation du signal de persistance de l'ordre d'un facteur 5 (augmentation jusqu'à $\approx 35 \text{ e}^-/\text{s}$)
3. Pour des illuminations supérieures à $300 \text{ e}^-/\text{s}$, on voit l'apparition d'un plateau.

7.3.1.2 Étude de la distribution spatiale

Nous avons représenté les cartes de ce signal en Figure 7.9 à gauche avec un flux de $154 \text{ e}^-/\text{s}$ (qu'on considèrera comme un flux faible) et à droite avec un flux de

*. On suppose que le flux est constant pendant les 70 secondes nécessaires à l'obtention des 50 images

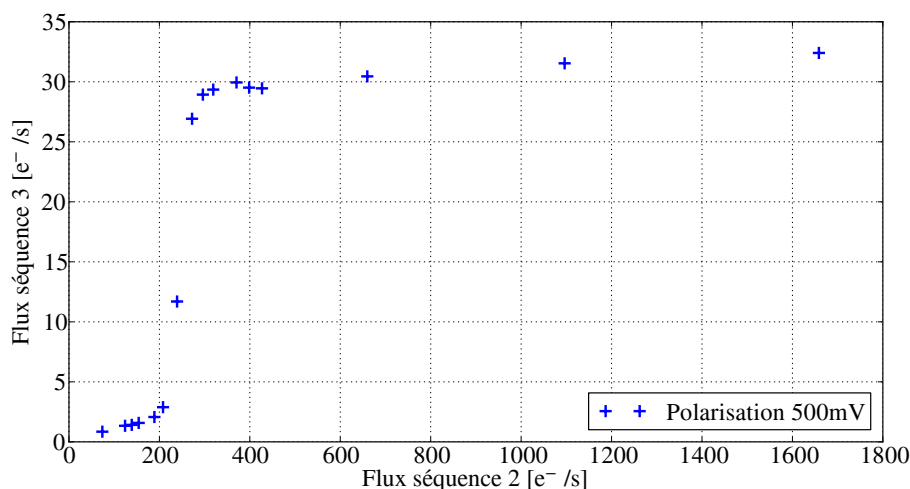


FIGURE 7.8 : *Évolution du signal pendant les 70 secondes suivant une illumination.*

1050 e^-/s (qu'on considèrera comme un flux important). On voit qu'entre ces deux régimes le signal possède un profil totalement différent, avec un profil de persistance ressemblant au profil d'illumination (une tâche légèrement excentrée) du détecteur quand celui-ci n'est pas saturé ; on voit aussi nettement un cercle qui se dessine sur le détecteur dont on ne connaît pas encore l'origine. Quand le détecteur est illuminé par un très haut flux le profil de la réponse après illumination est totalement différent.

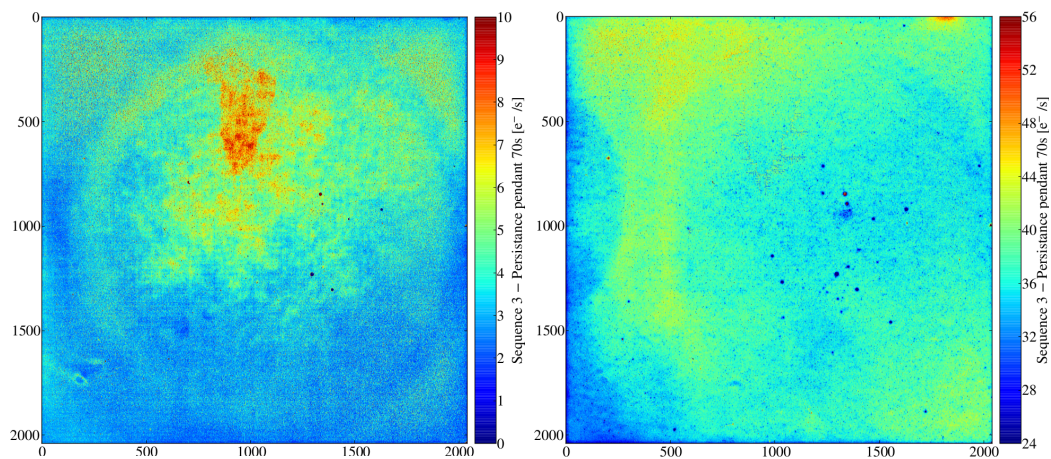


FIGURE 7.9 : *Carte du signal 70 secondes après illumination. Gauche : pour une illumination de 154 e^-/s . Droite : pour une illumination de 1050 e^-/s*

Pour vérifier que le comportement moyen se retrouve sur tous les pixels du détecteur, nous avons tracé la réponse du signal du détecteur en fonction de l'il-

lumination précédente pour tous les pixels du détecteur. On reprend pour cela la courbe de réponse de la Figure 7.8 et on s'intéresse à l'ensemble des pixels plutôt que la valeur moyenne. Cela donne un nuage de points pour chaque illumination. Ces nuages de points sont illustrés en Figure 7.10. On observe que tous les pixels réagissent de la même manière, en suivant une courbe similaire à celle de la Figure 7.8. L'augmentation progressive de la dispersion au niveau des illuminations vient d'une perte d'uniformité à haut flux avec notre banc de tests.

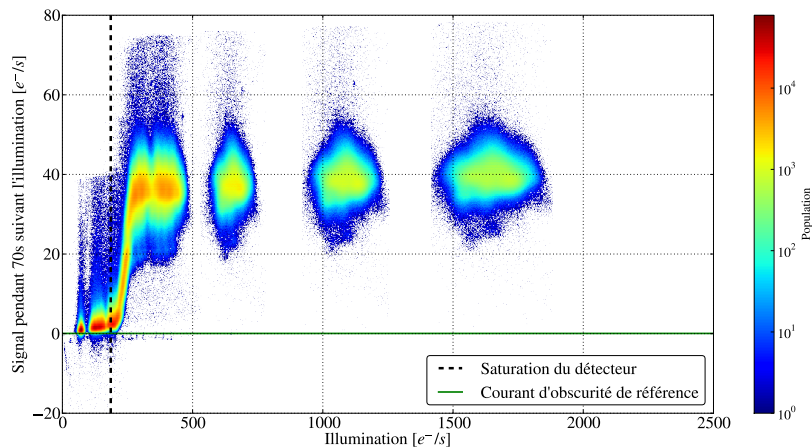


FIGURE 7.10 : *Évolution du signal intégré de l'ensemble du détecteur 70 secondes après illumination. La ligne noire en pointillées représentant l'estimation du niveau de saturation du détecteur (voir Annexe I)*

7.3.2 Impact de la saturation sur la réponse de persistance

Le changement brusque de la réponse de persistance autour de $200\text{-}300\text{ e}^-/\text{s}$ ($\approx 100000\text{ e}^-$ de flux intégré) correspond à la zone où les pixels du détecteur saturent. Pour vérifier cela, on va faire varier la polarisation du détecteur qui modifie ainsi le niveau de saturation de la jonction. Un deuxième set de données a donc été acquis avec une polarisation de 250 mV , et analysé de la même manière.

Dans la Figure 7.11, on voit que la réponse de persistance à 250 mV est toujours linéaire à bas flux et qu'elle suit exactement la même réponse que la réponse de persistance à 500 mV , ce qui est signe que la persistance dépend bien de la variation de la zone non-déplétée (avec hypothèse d'une distribution de défauts uniforme dans le cristal en HgCdTe). Par contre la zone de transition entre haut flux et bas flux est décalée vers les bas flux, signe que c'est bien le phénomène de saturation du détecteur qui est en cause pour l'apparition du deuxième type de réponse de persistance.

Pour avoir une idée de la position de la saturation du détecteur par rapport à la réponse de persistance, nous avons calculé celle-ci (calcul repris en Annexe I)

et l'avons représenté sur la même courbe. La valeur de saturation obtenue arrive clairement au début de la zone de transition entre les deux types de réponse de persistance. Mais la méthode de calcul de la saturation n'étant pas basée sur un critère physique, l'importance de ce résultat est toute relative.

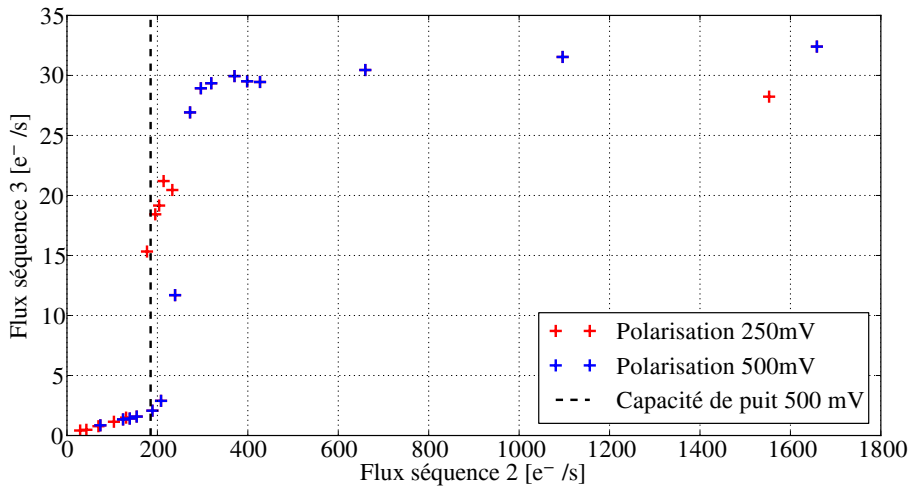


FIGURE 7.11 : *Évolution du signal moyen intégré 70 secondes après une illumination pour une polarisation à 250 mV (rouge) et 500 mV (bleu)*

De cette étude, on déduit que tous les pixels possèdent le même comportement de réponse de persistance qui dépend de la saturation du détecteur. Cette saturation amène une forte augmentation du signal de persistance (de plus d'un facteur 5) et sépare deux types de réponse de persistance.

7.3.3 Étude de la décroissance de la persistance

7.3.3.1 Mise en évidence de la variation du signal dans le temps

On s'intéresse ensuite à la réponse du signal après illumination, comme représentée précédemment, mais sur plusieurs échelles de temps. En Figure 7.12 en haut, on a représenté le signal après illumination (ligne noire), et les différentes lignes verticales (en bleu, rouge, vert et magenta) représentent le temps séparant les deux images prises pour calculer un Fowler-1 (respectivement 28, 70, 140 et 560 secondes). En bas de la Figure, est représentée le signal ainsi calculé après illumination pour ces différents temps. On voit que ce signal est la même pour tous les temps choisis mais avec une amplitude qui décroît avec le temps.

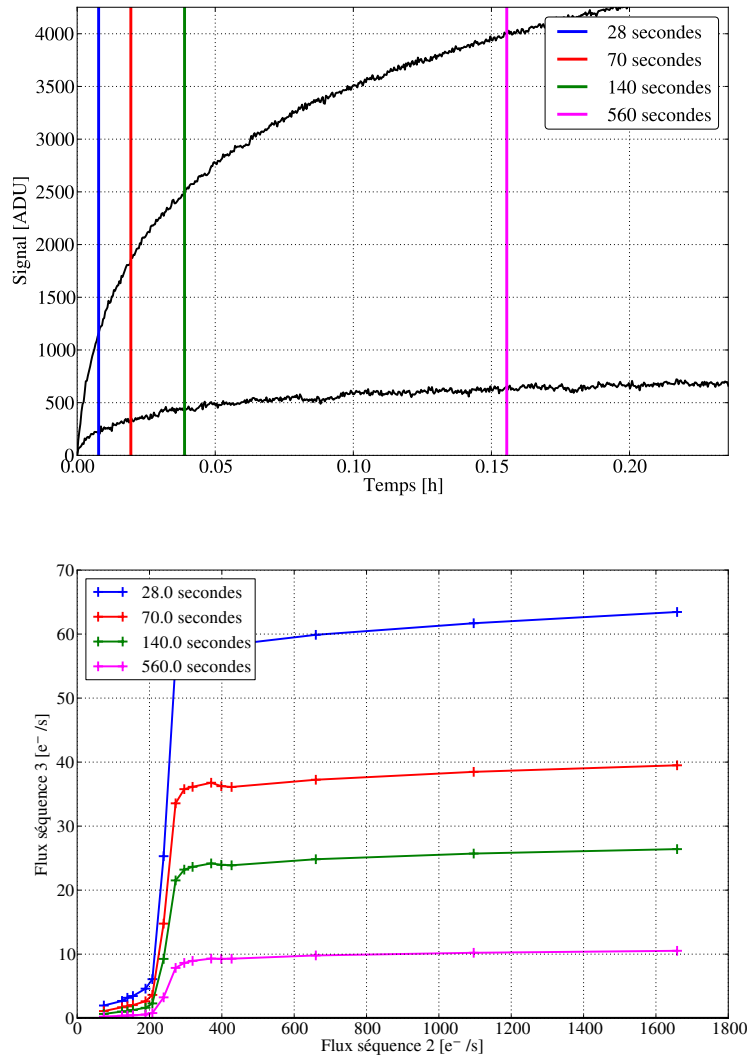


FIGURE 7.12 : *Haut* : Signal de persistance du premier groupe d'image de la troisième séquence pour deux fichiers avec des illuminations précédentes de $154 \text{ e}^-/\text{s}$ et $1050 \text{ e}^-/\text{s}$. *Bas* : Variation de la valeur moyenne de la différence entre la première image de la troisième séquence et d'une image acquise 28 (bleu), 70 (rouge), 140 (vert) et 560 (magenta) secondes après en fonction de l'illumination précédente.

Il est intéressant de voir que le signal mesuré après une illumination qui ne sature pas le détecteur peut être approximé par une loi linéaire pour de faibles flux, comme illustré en Figure 7.13. On peut ainsi estimer le signal de persistance intégré comme un taux de signal par rapport à l'illumination précédente ce qui est résumé en Table 7.4. Ainsi, 28 secondes après l'illumination, on peut s'attendre à un signal intégré

de persistance équivalent à 2,26% de l'illumination précédente alors que pour 560 secondes (temps typique d'un mode spectrométrie), le signal est équivalent à 0,28% de l'illumination précédente.

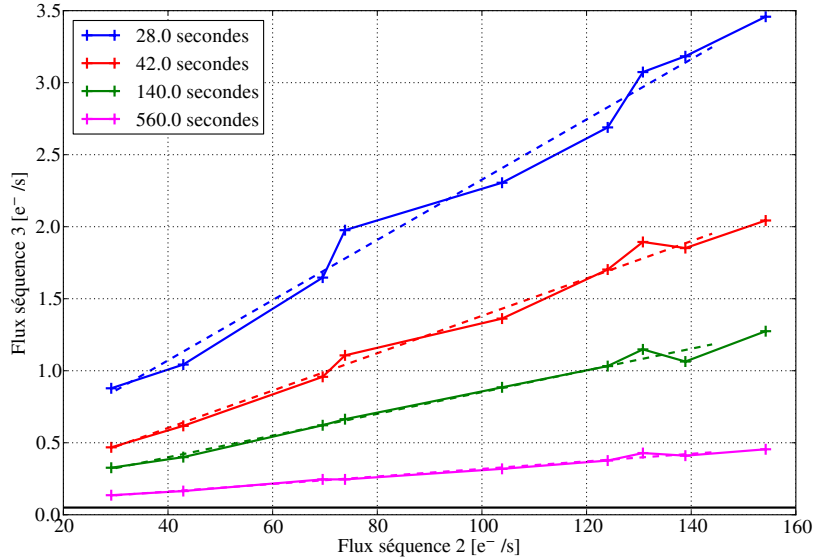


FIGURE 7.13 : Variation de la partie linéaire du flux intégré du signal de persistance en fonction de l'illumination précédente.

Temps d'intégration après illumination [s]	28	70	140	560
Approximation signal [%]	2,26	1,30	0,82	0,28

TABLE 7.4 : Approximation du signal de persistance en pourcentage de l'illumination précédente dans le cas où le détecteur n'est pas saturé

Cette approximation permet d'estimer, pour des sources d'illumination faible (comme les galaxies), la réponse de persistance pour le détecteur 17187 en fonction du flux précédent. On peut en déduire la contribution attendue du signal de persistance pour les galaxies présentes dans le champ et donner une estimation de son impact sur la science.

Pour des illumination à haut flux (les étoiles) la réponse de persistance n'est pas linéaire et cette approximation ne peut plus être utilisée.

7.3.3.2 Estimation du temps de décroissance du signal de persistance

Nous allons maintenant étudier le temps qu'il faut pour que le signal de persistance soit négligeable devant le courant d'obscurité du détecteur. Comme exposé précédemment, le critère de sélection des détecteurs doit être valable pour 95% des

pixels. Nous avons estimé, pour 95% des pixels, le signal de la troisième séquence en calculant un Fowler-16 sur les 700 images de chaque groupe de la troisième séquence, obtenant ainsi l'évolution du signal (courant d'obscurité+persistance) durant les 8 heures et 30 minutes qui suivent l'illumination du détecteur.

L'évolution du signal du 95ème centile du détecteur après l'illumination est illustré en Figure 7.14. On peut voir la décroissance du signal en fonction du temps jusqu'à la limite du courant d'obscurité (ligne noire en pointillés).

Pour des illuminations qui ne saturent pas le détecteur ($<200 \text{ e}^-/\text{s}$), le signal de persistance redescend au niveau du courant d'obscurité en quelques heures mais pour des flux suffisants pour saturer le détecteur ($>300 \text{ e}^-/\text{s}$) le signal n'est toujours pas au niveau du courant d'obscurité de référence au bout de 8h30.

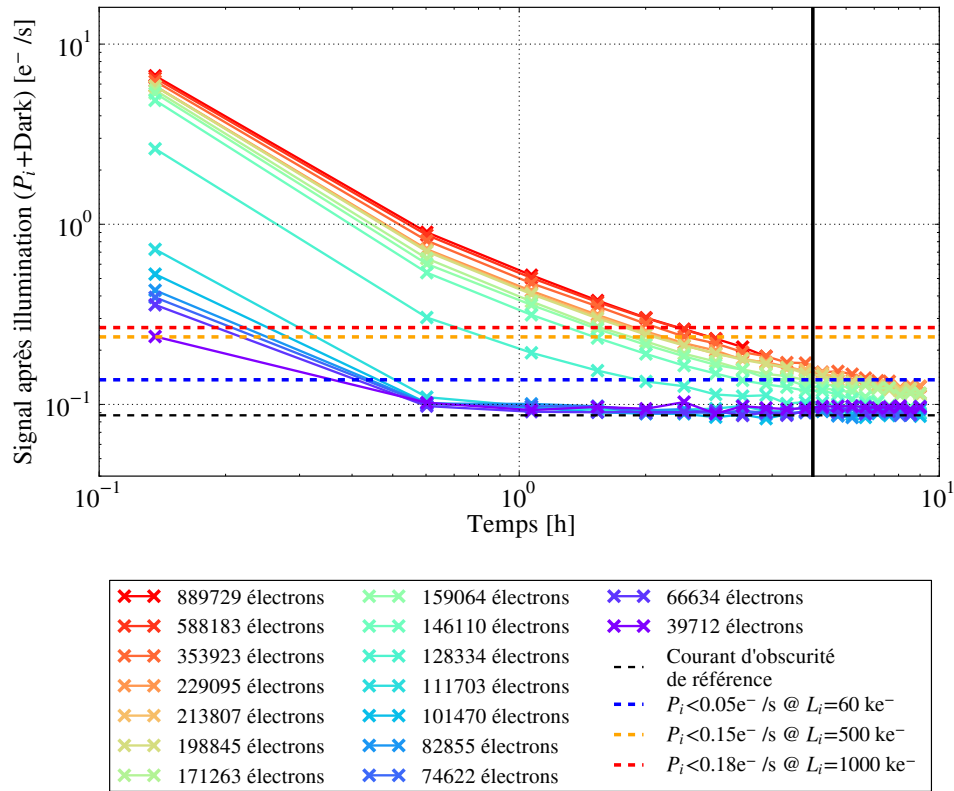


FIGURE 7.14 : Variation du signal (courant d'obscurité+persistance) pour différentes illuminations en fonction du temps.

Les lignes en pointillés représentent les spécifications de sélection des détecteurs pour le signal de persistance (voir Table 7.1). Il est intéressant de noter que pour ce détecteur, les spécifications du signal de persistance après 5 heures sont toutes respectées.

Si on suppose que l'amplitude du signal de persistance dépend de la densité de défauts, et que sa décroissance dépend du type de défauts, on peut penser que les constantes de temps seront les mêmes pour tous les détecteurs mais que l'amplitude va changer selon la densité de défauts dans le cristal en HgCdTe. On peut calculer un facteur α permettant de normaliser à 5 heures le signal de persistance enregistré par rapport aux spécifications ($\alpha = P_i(5h)/S_{pers}$, avec S_{pers} le signal de persistance et $P_i(5h)$ la spécification) et qui vaut 1,7 (valable uniquement pour les spécifications à 500 et 1000 ke⁻ car il n'y a plus de persistance à 5 heures pour une illumination de 60 ke⁻).

Avec ce détecteur, les spécifications pour 95% des pixels sont donc remplies et permettent une estimation d'un cas le plus défavorable à la science en posant un facteur de dégradation $\alpha=1,7$ sur le signal de persistance. Ce facteur pourra être utilisé ensuite dans des simulations pour dégrader les performances, mais les hypothèses utilisées devront être validées par des études supplémentaires sur un autre détecteur. Pour la caractérisation, il est intéressant aussi de noter que des illuminations ne saturant pas le détecteur ont un signal de persistance ne durant que quelques heures alors que dans le cas de la saturation du détecteur, il faut bien attendre plus de 8 h 30.

7.4 Interprétation physique

L'étude précédente a montré que le signal de persistance suit le même type de réponse pour tous les pixels avec des temps de décroissance similaires. Nous allons discuter d'une interprétation physique de ce phénomène dans le contexte d'Euclid en se basant sur le mécanisme de piégeage/dé-piégeage (détaillé en partie 7.1.2).

Dans le cadre du groupe de travail sur les détecteurs d'Euclid (NASA, ESA, CPPM, IPNL), l'interprétation physique de la réponse du signal de persistance proposée est basée sur l'existence de deux populations de défauts dans le cristal de HgCdTe. La première population est constituée par des pièges de volume situés à l'intérieur du cristal et qui sont dus à des défauts générés pendant la croissance du cristal de HgCdTe. La deuxième population sont des pièges de surface, qui sont situés du côté des billes d'indium. Cette distribution des pièges est représentée en Figure 7.15 avec les pièges de volume en bleu et les pièges de surface en rouge. Ces défauts introduisent des niveaux d'énergie intermédiaires entre la bande de conduction et de valence qui peuvent piéger des charges qui sont dans la bande de conduction.

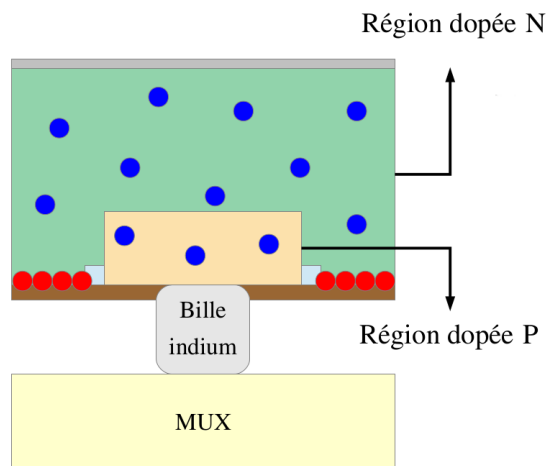


FIGURE 7.15 : Représentation de la distribution des différentes populations de pièges dans un pixel, avec en bleu les pièges de volume et en rouge les pièges de surface.

Nous avons schématisé l'effet physique en Figure 7.16. On suppose que le détecteur possède toujours la même polarisation et qu'on acquiert deux rampes, une avec un flux de photons important mais sans saturation et la suivante où on mesure le courant d'obscurité.

À gauche est représenté le début de l'acquisition, le détecteur possède une polarisation qui définit une zone de charge espace (ZCE) et une zone non déplétée,

qui sont séparées par la ligne noire. Au milieu est représentée la diminution de la ZCE et l'augmentation de la zone non-déplétée lié au flux de photons de la première rampe. Les pièges situés maintenant dans la zone de non-déplétion peuvent capturer des porteurs de charges, entourés en rouge. A droite, lors de la seconde rampe où on coupe le flux de photons incident, on effectue une remise à zéro du pixel pour revenir au niveau de déplétion d'origine. Les porteurs précédemment piégés dans la zone non-déplétée se situent de nouveau dans la ZCE du pixel et peuvent se libérer en passant de nouveau dans la bande de conduction, créant ainsi le signal parasite de persistance lié principalement aux pièges de volume.

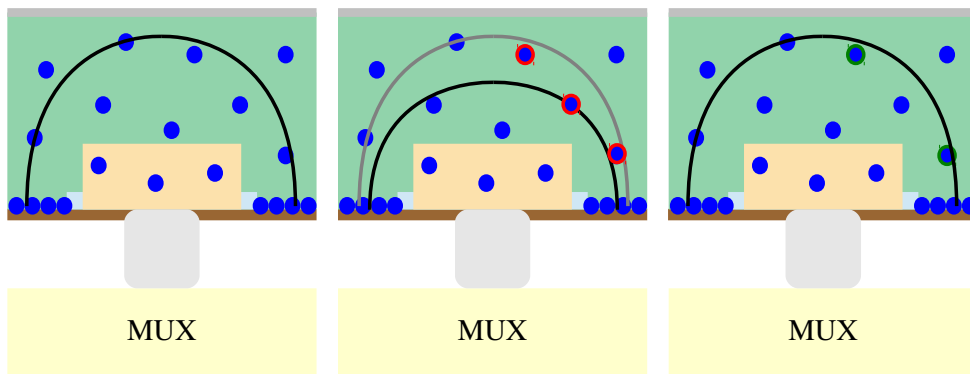


FIGURE 7.16 : Représentation du phénomène de piégeage dans un pixel d'un détecteur dans le cas d'une illumination qui ne sature pas le détecteur. Gauche : début de la première rampe, milieu : fin de la première rampe, droite : début de la seconde rampe.

Pour le deuxième cas de figure, l'illumination sature le détecteur (représenté en Figure 7.17, la différence avec la Figure précédente est que le pixel est saturé, ce qui est illustré par la zone de charge espace réduite au milieu). A ce moment là, la ZCE est tellement réduite que les pièges de surface, en rouge, sont dans la zone de déplétion. Ces pièges participent alors à leur tour au phénomène de piégeage/dépiégeage générant ainsi un signal de persistance. Ce phénomène de contribution des pièges de surface passe par une zone de transition rapide aux alentours de la saturation du détecteur. Un signal de persistance important une fois la saturation atteinte est signe que la surface du détecteur doit être capable de piéger un très grand nombre de charges.

La réponse de persistance suit ainsi deux régimes, qu'on interprète de la manière suivante :

1. Pour des illuminations ne saturant pas le détecteur le signal est faible et en supposant que la distribution de pièges dans le cristal de HgCdTe est homogène [Anderson et al. (2014)], l'amplitude du signal de persistance est proportionnel

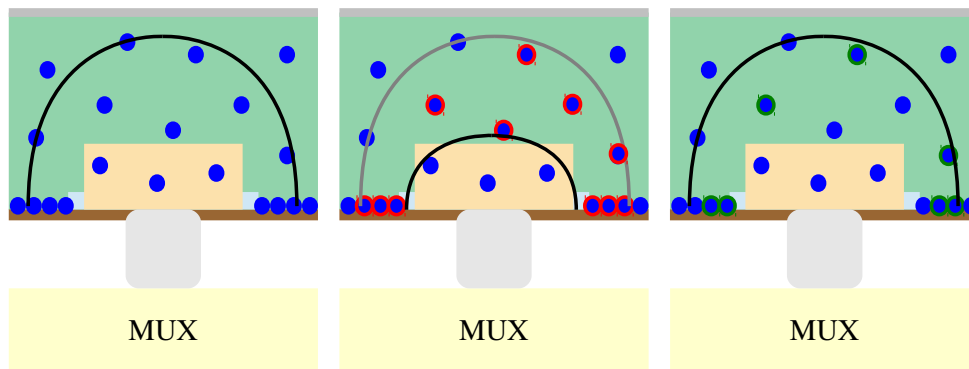


FIGURE 7.17 : Représentation du phénomène de piégeage dans un pixel d'un détecteur dans le cas d'une illumination qui sature le détecteur. Gauche : début de la première rampe, milieu : fin de la première rampe, droite : début de la seconde rampe.

à la réduction de la ZCE pendant l'acquisition, allant jusqu'à 2 électrons par seconde pendant la minute suivant l'illumination.

2. Pour des illuminations saturant le détecteur, les pièges de surface participent au phénomène de piégeage/dépiégeage et induisent un signal de persistance bien plus important, allant jusqu'à 35 électrons par seconde pendant la minute suivant l'illumination.

7.5 Modèle d'ajustement du signal de persistance

L'interprétation précédente est une première hypothèse, liée à la nature du cristal (HgCdTe dopé P ou N), et à ces conditions de croissance. Il semble difficile aujourd'hui d'en tirer un modèle de prédiction d'une façon simple et de relier les temps de décroissance aux propriétés intrinsèques du matériau*. Dans cette partie, nous allons bâtir une modélisation empirique de la réponse de persistance en se basant sur les résultats précédents.

7.5.1 Le modèle de réponse de persistance

Nous avons vu que le signal de persistance décroît avec le temps et que celui-ci dépend du niveau de saturation du détecteur. Nous allons donc nous baser sur deux régimes pour la modélisation : avant et après saturation du détecteur. Afin de pouvoir obtenir un modèle de ces réponses, nous proposons un ajustement du signal de persistance par une somme d'exponentielles décroissantes (modèle usuel

*. La technologie des H2RG étant ITAR, les informations transmises sur la conception des détecteur par le fabricant sont très limitées

de piégeage/dé-piégeage) tel que le flux de persistance F_{persis} peut s'écrire sous la forme :

$$F_{persis} = \sum_i^N c_i \times e^{-t/\tau_i} \quad (7.1)$$

Pour définir le nombre d'exponentielles, nous allons ajuster de façon empirique le nombre d'exponentielles nécessaires au modèle à la réponse de persistance en faisant varier N sur les données et en dériver les coefficients c_i et τ_i .

Pour ajuster le flux de persistance par rapport au temps, il faut travailler avec les différences d'images successives. Dans la Figure 7.18 est représenté en haut le signal des 700 premières lectures d'un pixel après une illumination et en bas la différences d'images successives. La différence de deux images augmente le bruit de lecture associé (de $\sqrt{2}$). Comme le signal de persistance est très faible, l'erreur de l'ajustement est alors dominé par l'erreur de lecture ce qui rend très difficile de faire un ajustement.

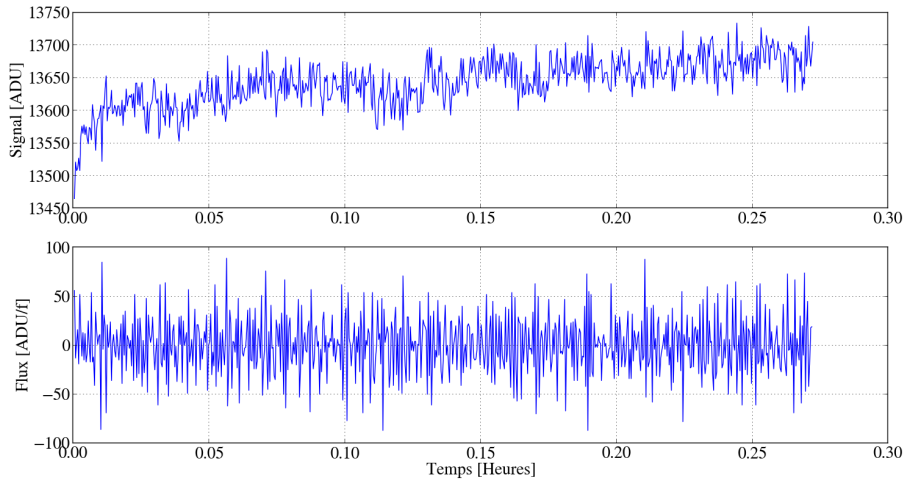


FIGURE 7.18 : *Signal après une illumination de $154 \text{ e}^-/\text{s}$. **Haut** : Signal intégré $\int_0^t F_{persis} \times dt$ après illumination. **Bas** : Flux obtenu F_{persis} à partir du signal brut en effectuant la différence des images successives.*

Ainsi, pour obtenir les coefficients c_i et τ_i , nous travaillons plutôt sur la rampe, constituée des lectures successives et non-destructives du détecteur. On cherche ainsi à ajuster le signal de persistance intégré depuis le début de l'exposition :

$$\begin{aligned}
S_{persis} &= \int_0^t F_{persis} \times dt = \int_0^t \sum_{i=1}^N c_i \times e^{-t/\tau_i} \times dt \\
&= \sum_{i=1}^N c_i \times \tau_i \times (1 - e^{-t/\tau_i})
\end{aligned} \tag{7.2}$$

7.5.2 Vérifications de l'ajustement sur un pixel

Pour vérifier que l'ajustement est correct nous avons établi un critère de qualité de cet ajustement qui nous permet de garantir que celui-ci est en accord avec les données. On se sert pour cela du "pool" c'est-à-dire de la concordance des fluctuations statistiques des données par rapport au modèle. Dans ces régimes de bas flux, l'erreur dominante est l'erreur de lecture, et le pool peut donc s'écrire de la manière suivante :

$$Pool = \frac{S_{données} - S_{ajustement}}{\sigma_{lecture}} \tag{7.3}$$

Avec $S_{données}$ le signal de la rampe d'un pixel, $S_{ajustement}$ le signal du modèle. Si le modèle et les données sont concordantes, pour un pixel, le pool doit donner une distribution centrée sur zéro et d'écart-type 1.

Nous avons d'abord appliqué le modèle d'ajustement pour des illuminations à bas flux ($< 200 \text{ e}^-/\text{s}$). La Figure 7.19, en haut, illustre la réponse de persistance obtenue pour un pixel du détecteur illuminé avec un flux de $154 \text{ e}^-/\text{s}$. L'ajustement est fait en utilisant un modèle à 1, 2 ou 3 exponentielles. En bas se trouve le "Pool" des données avec l'ajustement effectué. On peut voir qu'à bas flux, le modèle à une seule exponentielle ne permet pas d'obtenir la constante de temps rapide, mais qu'à partir de deux exponentielles, l'ajustement de la réponse de persistance est cohérent avec les données (décroissance rapide de quelques dizaines de secondes puis décroissance lente approchant l'heure). L'ajout d'autres exponentielles ne permet pas de gagner en qualité d'ajustement.

Ensuite, nous avons appliqué la même méthode pour des hauts flux ($>300 \text{ e}^-/\text{s}$) et avons augmenté le nombre d'exponentielles afin d'obtenir le meilleur ajustement. La Figure 7.20, en haut, illustre l'ajustement de la rampe à haut flux ($\approx 1050 \text{ e}^-/\text{s}$) obtenue pour un pixel du détecteur avec 2, 3 ou 4 exponentielles. En bas se trouve la distribution du "Pool". On peut voir que pour des illuminations qui saturent le détecteur, la réponse de persistance peut être modélisée par la somme de quatre exponentielles décroissantes (qui rendent la valeur du Pool la plus proche de 1).

7.5.3 Résultats sur le détecteur

Ce modèle est ensuite utilisé pour ajuster la réponse de persistance d'un ensemble de pixels et en déterminer une distributions des coefficients c_i, τ_i . Pour cela, nous avons utilisé deux niveaux d'illumination (avec et sans saturation) et avons utilisé

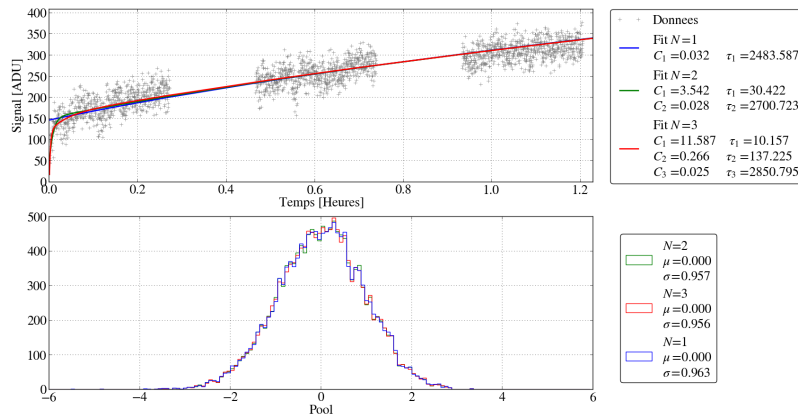


FIGURE 7.19 : Modélisation de la réponse de persistance d'un pixel avec des modèles à 1, 2 et 3 exponentielles décroissantes pour une illumination précédente de $154 \text{ e}^-/\text{s}$.

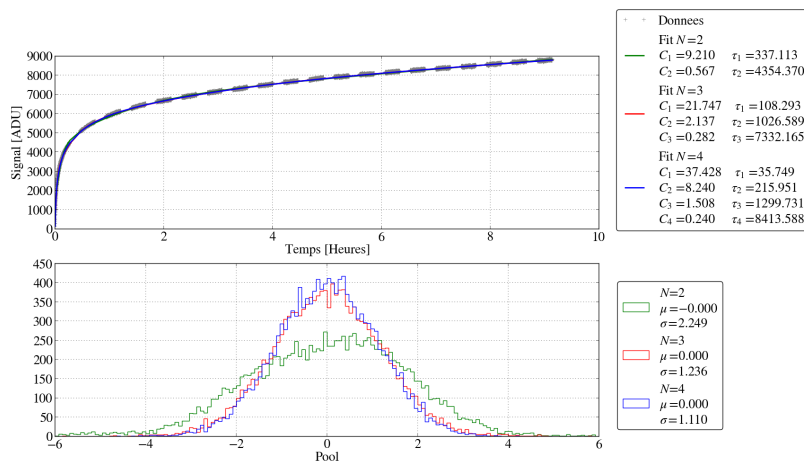


FIGURE 7.20 : Modélisation de la réponse de persistance d'un pixel avec des modèles à 2, 3 et 4 exponentielles décroissantes pour une illumination précédente de $1050 \text{ e}^-/\text{s}$.

ce modèle sur l'ensemble des pixels d'un canal du détecteur (pour limiter le temps de calcul, canal représenté en bleu sur la Figure 7.21). Pour chacun des pixels dont la rampe à été ajustée, on déduit ainsi les différents coefficients du modèle c_i et τ_i ainsi que les paramètres du "pool", c'est à dire la moyenne et l'écart-type, qui, si l'ajustement se déroule bien, doivent avoir des valeurs moyennes respectives de 1 et 0.

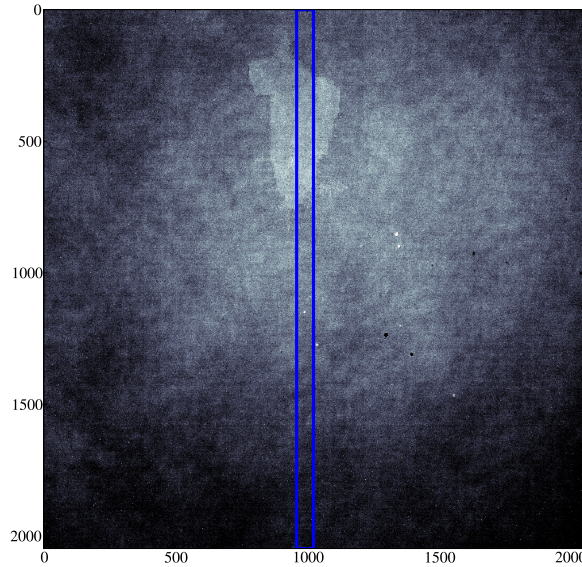


FIGURE 7.21 : *Image du profil d'illumination avec le canal utilisé pour l'ajustement encadré en bleu.*

7.5.3.1 Ajustement à bas flux

Comme expliqué précédemment, pour des illuminations à bas flux, un modèle de double exponentielle décroissante est utilisé pour décrire le signal. Pour 99,73% des pixels du canal utilisé, l'ajustement a pu converger, ce qui est représenté en Figure 7.22 qui donne les distributions de la moyenne et l'écart-type du pool de chaque pixel ajusté. Le pool possède une moyenne à zéro et un écart-type de 1, ce qui vérifie que pour l'ensemble des pixels l'ajustement est correct.

La distribution des coefficients c_i , τ_i pour chacun des pixels du canal est représenté en Figure 7.23. Les distributions des coefficients du modèle en double exponentielle à bas flux montre un aspect spatial par la présence de deux types de population de pixels pour les coefficients τ_1 , c_2 et τ_2 . Ce profil est probablement lié à la non-uniformité du système d'illumination, comme on a vu dans les cartes de réponse de persistance en Figure 7.9, où le profil de réponse de la persistance à bas flux est dépendant du profil d'illumination.

On observe ainsi pour la plupart des pixels, la présence d'une exponentielle avec un temps de décroissance très rapide, de l'ordre de la centaine de secondes et une amplitude d'environ $1,9 \text{ e}^-/\text{s}$ puis une décroissance beaucoup plus lente qui atteint presque l'heure et une amplitude de $0,045 \text{ e}^-/\text{s}$ (valeurs médiane de la Figure 7.23). Ce genre de décroissance est compatible avec les études de temps de décroissance faites précédemment, qui montrent que quand une illumination ne sature pas le détecteur, seul le premier groupe d'images montre un signal de persistance important,

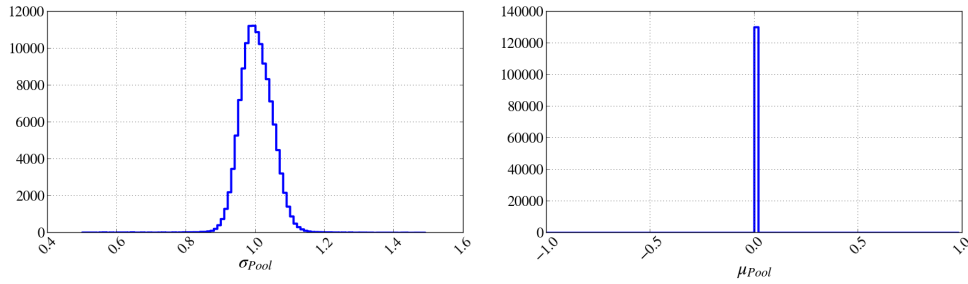


FIGURE 7.22 : Distributions de l'écart-type et de la moyenne du "pool" ($\sigma_{pool}, \mu_{pool}$ pour un ajustement à deux exponentielles décroissantes du signal de persistance après une faible illumination ($< 200 \text{ e}^-/\text{s}$).

qui décroît ensuite au niveau du courant d'obscurité dans l'heure qui suit l'éclaircissement. Les valeurs médianes des distributions sont répertoriées en Table 7.5.

Exponentielle	c_i [e^-/s]	τ_i [s]
1	1,951	176,795
2	0,045	3594,483

TABLE 7.5 : Table résumant la valeur médiane des paramètres c_i et τ_i obtenus par l'ajustement en double exponentielle.

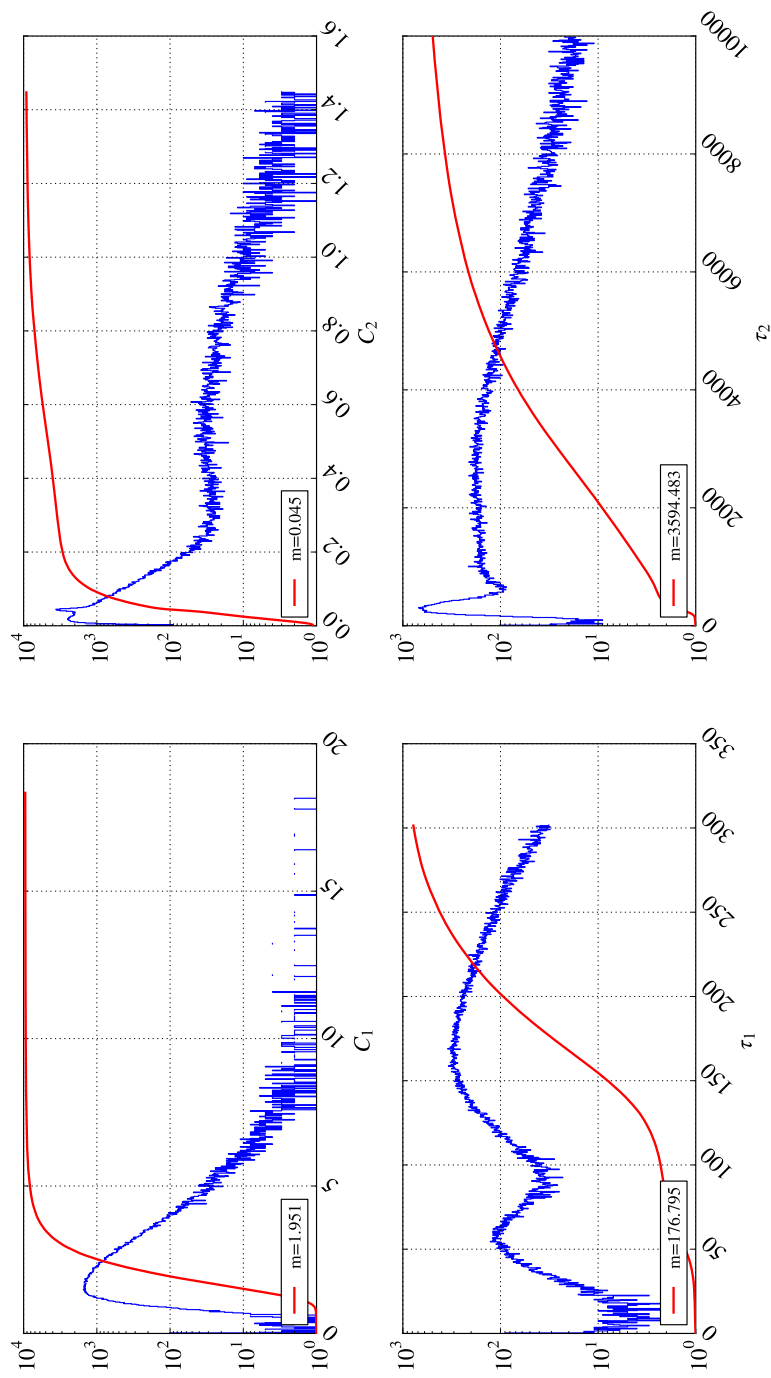


FIGURE 7.23 : Distribution des coefficients c_i , τ_i de l'ajustement du signal de persistance avec un modèle en double exponentielle et une illumination précédente de $154 \text{ e}^-/\text{s}$.

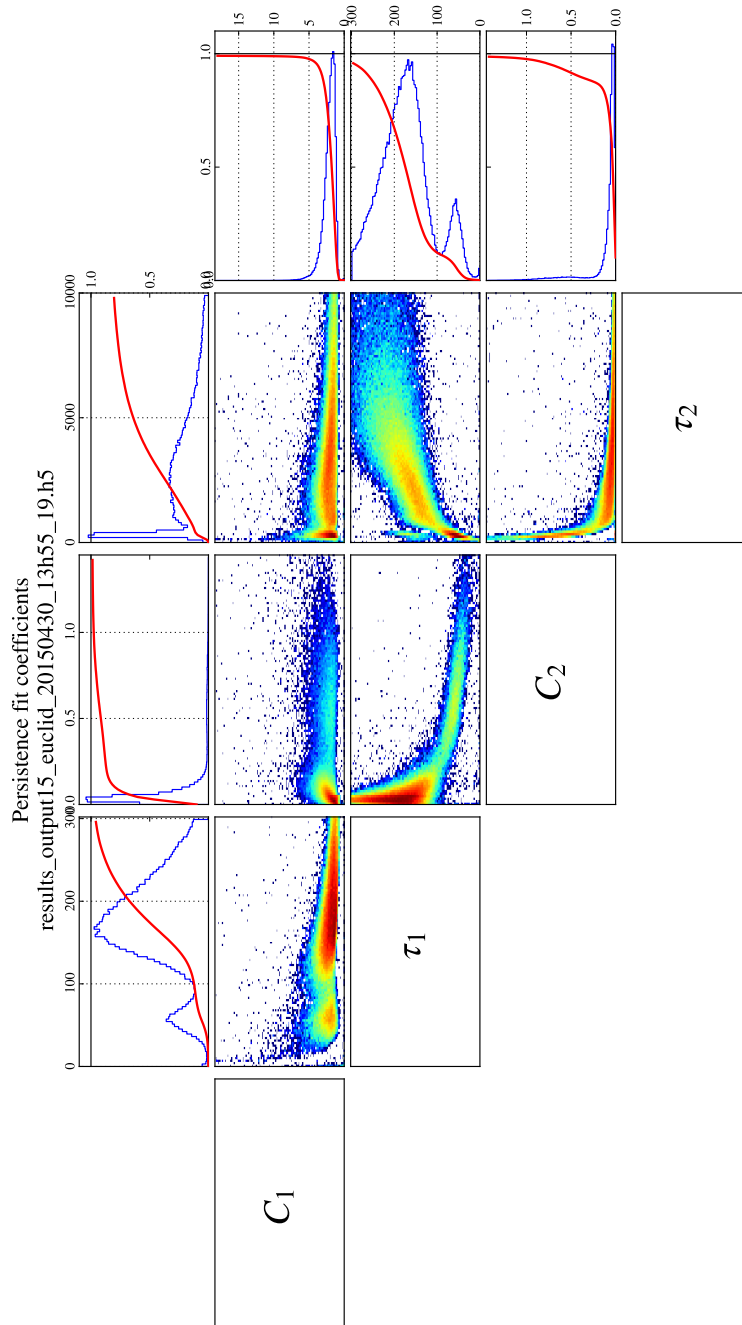


FIGURE 7.24 : Distribution des coefficients c_i , τ_i de l'ajustement du signal de persistance avec un modèle en double exponentielle et une illumination précédente de $154 \text{ e}^-/\text{s}$ et nuages de points pour l'étude des corrélations entre les coefficients.

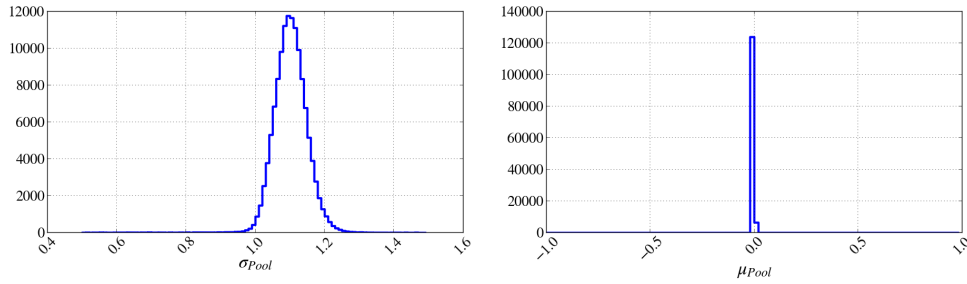


FIGURE 7.25 : Distributions de l'écart-type et de la moyenne du "pool" (σ_{pool} , μ_{pool}) pour un ajustement à deux exponentielles décroissantes du signal de persistance après une illumination importante ($>300 \text{ e}^-/\text{s}$).

7.5.3.2 Ajustement à haut flux

Le modèle à quatre exponentielles décroissantes est utilisé pour décrire le signal après une illumination qui sature le détecteur. Pour 99,81% des pixels, l'ajustement a pu converger, avec un "Pool" légèrement dégradé, possédant une moyenne à zéro et un écart-type de 1,1. Cette dégradation de l'écart-type du "pool" peut s'expliquer par une sous-estimation du bruit par la présence du signal de persistance, plus important que précédemment. Dans ce cas on ne peut plus affirmer catégoriquement que $\sigma_{lecture} \gg \sigma_{Poisson}$.

La distribution des coefficients c_i , τ_i pour chacun des pixels du canal est représenté en Figure 7.26. Les distributions des coefficients du modèle en quadruple exponentielle montre des distributions qui sont indépendantes du profil d'illumination, ce qui est observé précédemment avec les cartes de réponses de persistance à haut flux qui montrent un profil différent du profil d'illumination (voir la Figure 7.9). Les valeurs médianes des distributions sont répertoriées en Table 7.6.

Exponentielle	c_i [e^-/s]	τ_i [s]
1	37,120	38,715
2	7,560	283,323
3	1,044	1795,819
4	0,213	10947,979

TABLE 7.6 : Table résumant la valeur médiane des paramètres c_i et τ_i obtenus par l'ajustement en quadruple exponentielle.

On remarque ainsi pour tous les pixels, la présence d'une exponentielle avec un temps de décroissance très rapide, de l'ordre de la dizaine de secondes et une amplitude d'environ $37,1 \text{ e}^-/\text{s}$ et une décroissance beaucoup plus lente de plusieurs heures et une amplitude de $0,23 \text{ e}^-/\text{s}$. Ce genre de décroissance est compatible avec les études de temps de décroissance faites précédemment, où on avait vu que quand une illumination sature le détecteur, le signal de persistance est très important sur

les premiers groupes et qu'on atteint pas le niveau du courant d'obscurité au bout de 5 heures après l'illumination.

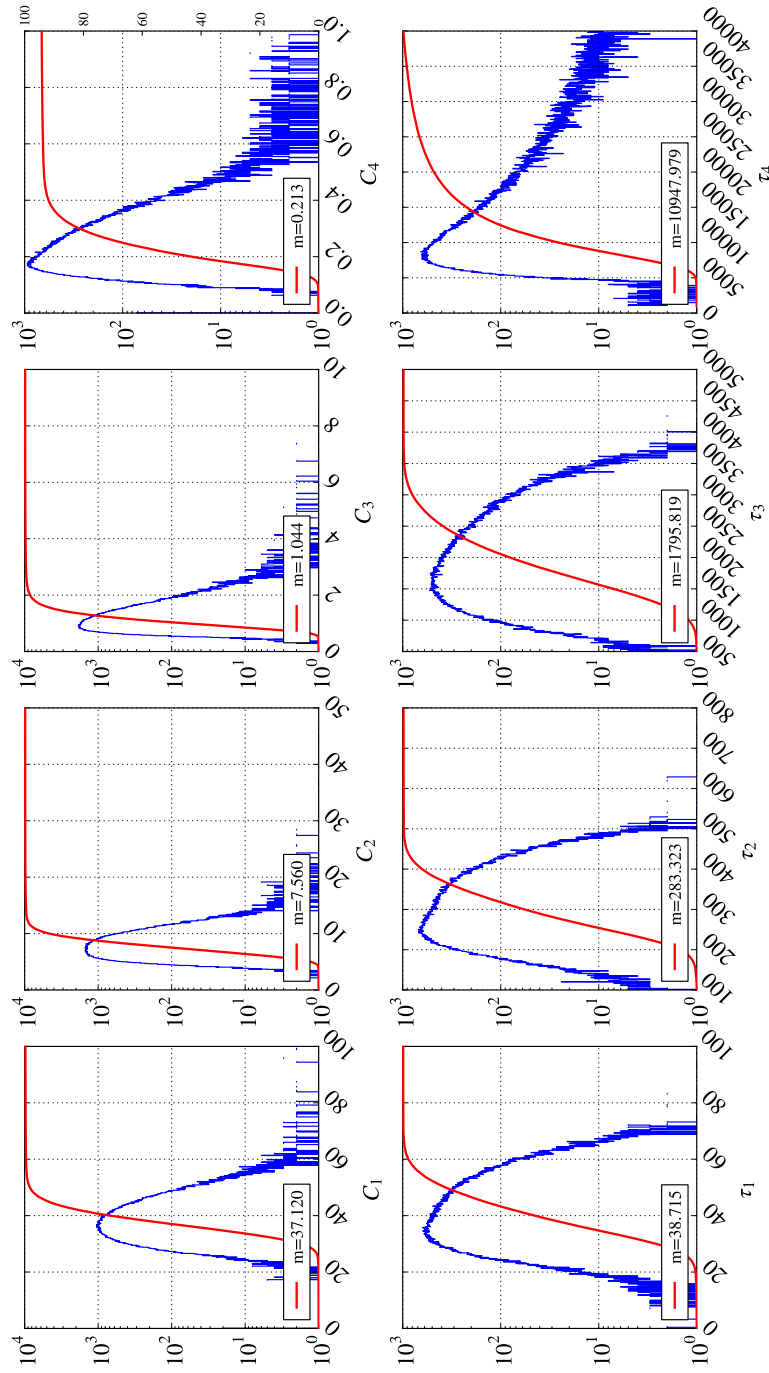


FIGURE 7.26 : Distribution des coefficients c_i , τ_i de l'ajustement du signal de persistance avec un modèle en double exponentielle et une illumination précédente de $1050 \text{ e}^-/\text{s}$.

A partir des distributions des coefficients du modèle à quatre exponentielles, nous avons représenté en Figure 7.27 les nuages de points entre chacun des coefficients c_i et τ_i . Il est intéressant de noter que les nuages de points entre les constantes de temps semblent suivre un axe privilégié, signe d'une corrélation entre les τ_i du modèle. Ce comportement est aussi visible, quoique moins apparent, avec les nuages de points entre coefficients c_i, τ_i . Cette corrélation semble d'origine numérique, qui viendrait du choix d'ajuster le modèle avec la rampe de signal, mais d'autres études plus poussées sur le modèle sont nécessaires.

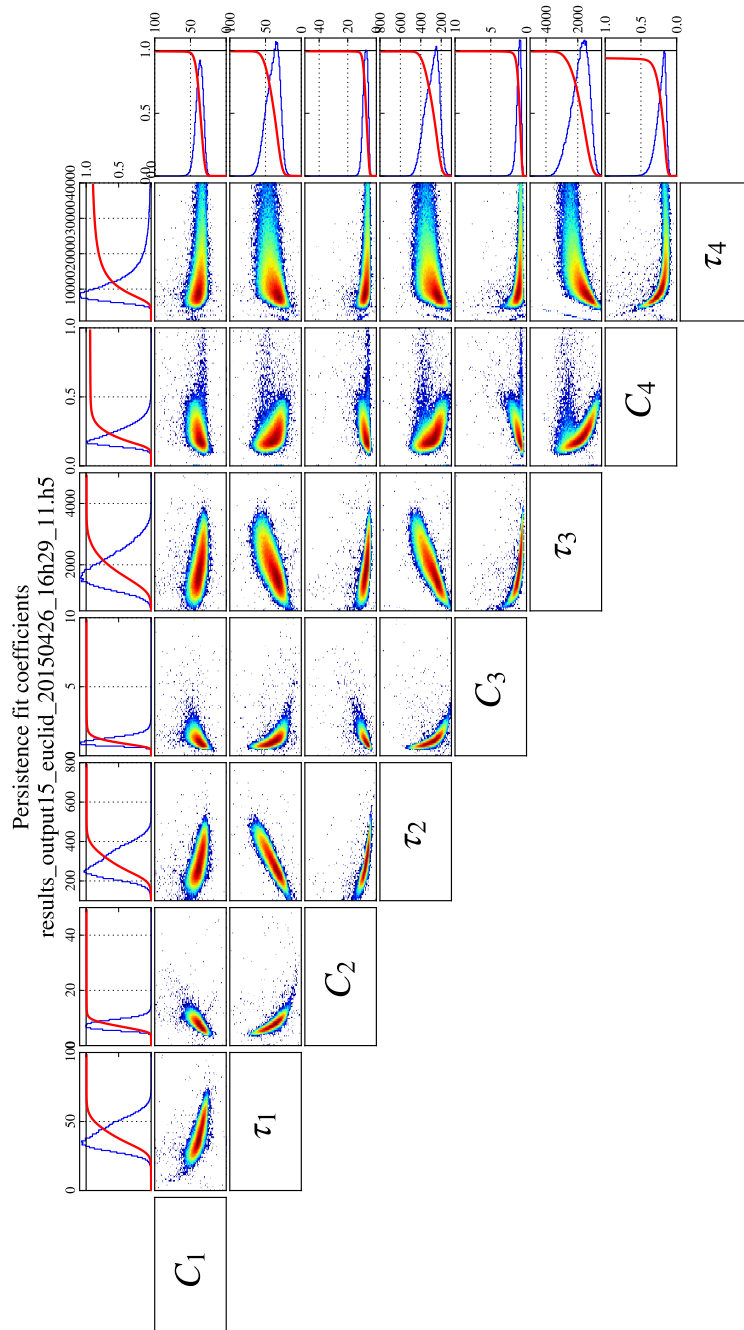


FIGURE 7.27 : Distribution des coefficients c_i , τ_i de l'ajustement du signal de persistance avec un modèle en double exponentielle et une illumination précédente de $1050 \text{ e}^-/\text{s}$ et nuages de points pour l'étude des corrélations entre les coefficients.

Nous pouvons dire que cet ajustement des données avec le modèle de persistance fonctionne globalement, reproduit les constantes de temps et les amplitudes de signal. Les valeurs médiane des distributions obtenues pour les coefficients c_i , τ_i sont résumées dans la Table 7.7. Ce modèle montre aussi des limites illustré par les corrélations entre les différents coefficients, et nécessiterait davantage de données.

-	Bas flux		Haut flux	
Coefficients	c_i [e ⁻ /s]	τ_i [s]	c_i [e ⁻ /s]	τ_i [s]
1	1,951	176,795	37,120	38,715
2	0,045	3595,483	7,560	283,323
3	-	-	1,044	1795,819
4	-	-	0,213	10947,979

TABLE 7.7 : Table résumant la valeur médiane des paramètres c_i et τ_i obtenus par l'ajustement.

Cette première modélisation du signal de persistance a utilisé un détecteur qui a sensiblement les mêmes performances que ceux qui seront utilisés en vol. Ce détecteur particulier possède une réponse de persistance faible, mais d'autres détecteurs ont montré des réponses de persistance avec une amplitude plus importante, indiquant que le procédé de fabrication des détecteurs ne permet pas actuellement de contrôler la densité de défauts et donc de pièges présents dans le volume et la surface du détecteur. Il est également intéressant de noter que le facteur de dégradation α , dérivé de l'hypothèse que les constantes de temps τ_i de la persistance dépendent du type de pièges et que l'amplitude c_i dépend du nombre de pièges présents, permet ainsi d'estimer la dégradation maximale des performances science en appliquant ce facteur α aux coefficients c_i du modèle.

7.6 Applications au simulateur pixel

Pour pouvoir remonter à l'impact du signal de persistance sur la science de l'instrument NISP, il faut désormais injecter ce modèle dans un simulateur d'image pixel par pixel. Dans le cadre d'Euclid, le CPPM a développé un simulateur qui permet de reproduire les images science de l'instrument à partir d'un catalogue de sources et d'une simulation de l'instrument. Nous allons ici décrire l'implémentation du modèle de persistance dans ce simulateur afin de pouvoir évaluer si ce phénomène revêt un caractère critique au fonctionnement de la mission Euclid.

7.6.1 Le simulateur pixel

A partir d'un catalogue de sources simulées et d'un modèle de l'instrument NISP, la simulation pixel (TIPS [Zoubian et al. (2014)]) génère les images science obtenues par le système de détection du NISP. La réponse du modèle de détection reprend les

caractéristiques de base du détecteur (bruit de lecture, courant d'obscurité, efficacité quantique).

Pour pouvoir évaluer l'impact de la persistance sur la science deux étapes sont à suivre :

- L'implémentation du modèle précédemment établi.
- Simulation des images sciences avec effet de persistance, évaluer la proportions de pixels impactés.

7.6.2 Implémentation du modèle

L'implémentation du modèle de réponse de persistance se base sur deux aspects :

1. Estimer la décroissance du flux de persistance par pixel, qui est donnée par la modélisation établie précédemment, avec une double exponentielle décroissante pour une illumination qui ne sature pas le détecteur et une quadruple exponentielle décroissante pour une illumination qui le sature.
2. Mettre à l'échelle les facteurs d'amplitude c_i de ces exponentielles en fonction du flux d'entrée qui vient des objets observés, en se servant de la courbe de réponse du signal de persistance en fonction du flux.
3. Garder l'historique des illuminations précédentes pendant un temps supérieur à 5 heures et reproduire les séquences d'observations (voir chapitre 1).

Ainsi, on se sert de la réponse moyenne de persistance en fonction du flux en Figure 7.8 et on fait l'hypothèse que pour tous les flux qui ne saturent pas le détecteur (flux $<200e^-/s$ en mode spectrométrie), le modèle est une double exponentielle décroissante. Quand le flux augmente, tout en restant sous la limite de saturation, le nombre de charges piégées augmente, ce qui va donc influencer les facteurs c_i des exponentielles. Les amplitudes de ces exponentielles vont ensuite être adaptées pour pouvoir reproduire le même type de courbe de réponse en supposant que lorsque le détecteur n'est pas saturé, l'amplitude du signal de persistance (les c_i) évolue linéairement avec l'illumination précédente.

Une fois que le détecteur sature (flux $>200e^-/s$ en mode spectrométrie), le modèle du signal de persistance passe à une quadruple exponentielle dont les amplitudes c_i sont mises à l'échelle par une interpolation linéaire de la réponse moyenne du signal en fonction du flux.

Pour valider l'implémentation du modèle, nous avons comparé la réponse de persistance simulée et obtenue pour trois temps d'exposition différents après illumination. Ceci est illustré en Figure 7.28, où est illustré en haut l'estimation du signal 100 (bleu), 560 (vert) secondes et 5 heures (rouge) après illumination pour la simulation (en trait fin) et les vraies données (en trait épais).

L'erreur relative obtenue entre le modèle implémenté et les données réelles est représenté en bas. A bas flux, l'erreur relative est très importante, avec une erreur du modèle qui peut monter à 30% par rapport aux données, tandis qu'à haut flux, l'erreur passe en dessous de 10%. Il existe cependant le cas de la période de transition

à partir de la saturation du détecteur $200 \text{ e}^-/\text{s}$, qui sous-estime de 20% maximum le signal de persistance.

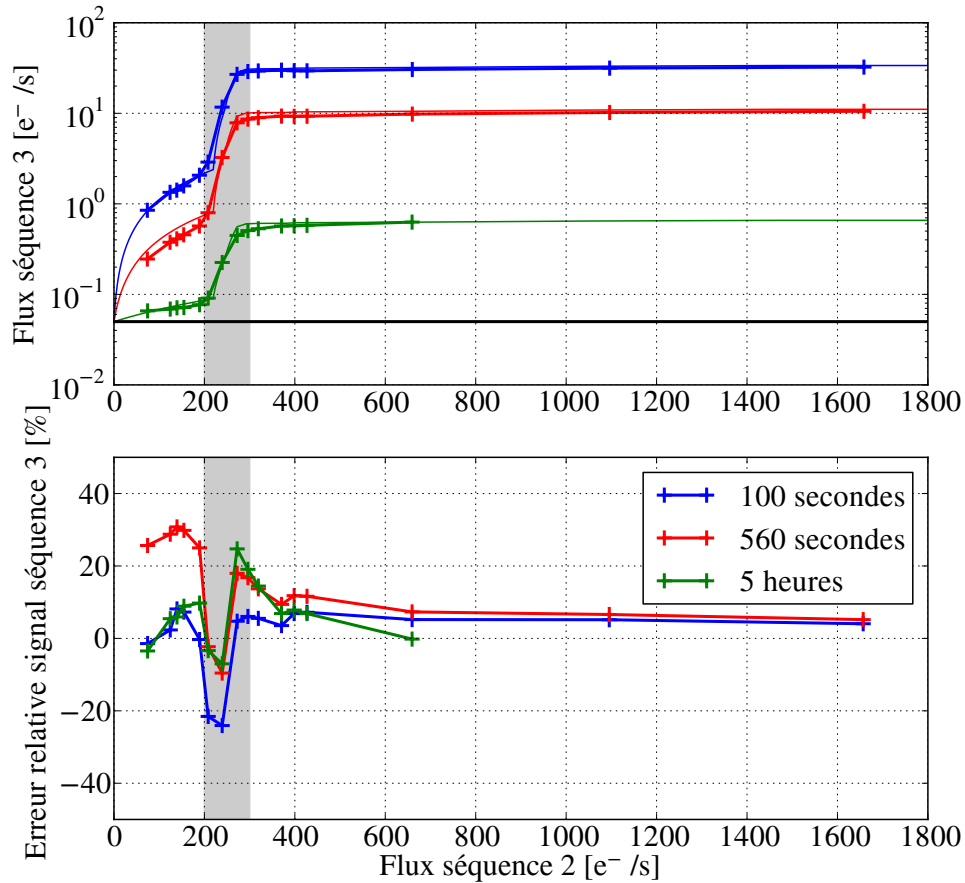


FIGURE 7.28 : Variation du signal en fonction du flux incident obtenus pour trois temps d'intégration après illumination. **Haut** : Données réelles en traits épais, modèle en traits fin. **Bas** : Erreur relative du modèle par rapport aux données.

Ces résultats montrent que le modèle (ou l'ajustement des paramètres) manque encore de maturité au niveau de la compréhension physique du phénomène, mais il permet à la collaboration Euclid d'avoir un premier modèle du signal de persistance se basant sur données réelles d'un détecteur.

7.6.3 Simulation d'une séquence d'observation

La simulation utilisée consiste en 18 heures d'observations, contenant 16 séquences d'observation complètes (quatre cycles d'observation : spectro, photo Y,

photo J, photo H). La simulation estime ensuite le nombre de pixels possédant un signal supérieur à $0,1 \text{ e}^-/\text{s}$. Ceci est illustré dans la Figure 7.29 où le nombre de pixels avec un flux de persistance supérieur à $0,1 \text{ e}^-/\text{s}$ est représenté pour chacun des modes, en trait plein pour des simulations avec étoiles et cosmiques et pointillés sans les cosmiques. À gauche on a utilisé dans des conditions moyennes d'observation, à droite on a doublé le nombre d'étoiles dans le champ (le cas déformable).

Si après une illumination au mode N (spectrométrie ou photométrie), le pixel possède un flux supérieur à $0,1 \text{ e}^-/\text{s}$ au mode $N+1$, alors celui-ci est marqué comme étant affecté par le signal de persistance. Dès que la persistance décroît en-dessous d'un flux de $0,1 \text{ e}^-/\text{s}$, le pixel est de nouveau considéré comme opérable.

Dans le cas moyen, entre 0 et 4 heures, on commence à créer de la persistance dans le détecteur à cause d'observation de sources très brillantes comme des étoiles. Ensuite, à partir de quatre heures d'observation, on arrive à un équilibre entre la persistance créée et la décroissance du signal de persistance des expositions précédentes et on atteint à ce moment une population de pixels impactée inférieure à 2%.

Dans le cas le plus défavorable, on voit que cette proportion monte jusqu'à 4,5%. Dans les deux cas, c'est le mode photométrique Y qui est le plus affecté.

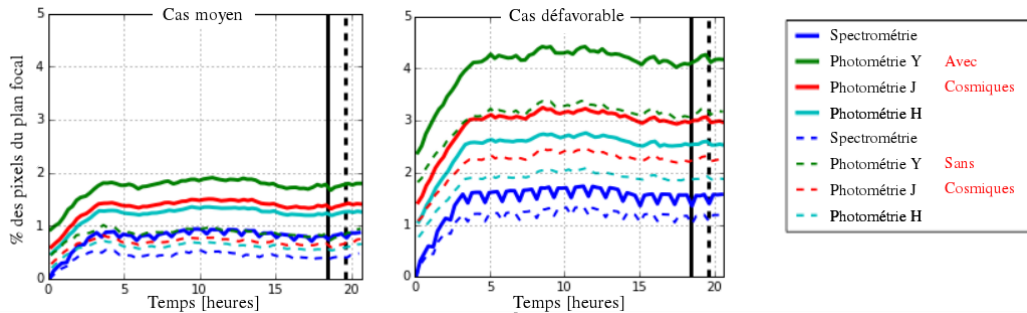


FIGURE 7.29 : Variation de la proportion de pixels du détecteurs marqués comme ayant un signal de persistance trop élevé.

7.6.4 Conclusion

Ainsi, par l'utilisation d'un modèle de persistance dans les simulations pixel de l'instrument NISP, on a démontré que le nombre de pixels ayant un signal de persistance trop élevé reste inférieur à 2% dans le cas moyen d'observation, mais qu'il peut s'élever à plus de 4% des pixels dans les cas les plus défavorables. Soulignons encore que cette observation se base sur les données d'un seul détecteur et que des variations importantes d'un détecteur à l'autre sont attendues, ce qui peut impacter ces pourcentages.

7.7 Modèle de caractérisation de l'effet

Nous finirons ce chapitre par une proposition de plan de caractérisation pour obtenir des données utilisables pour la correction de l'effet de persistance sur les données science.

Ce plan se base sur nos efforts de modélisation et de compréhension de l'effet de persistance dans le détecteur et est représenté en Figure 7.30.

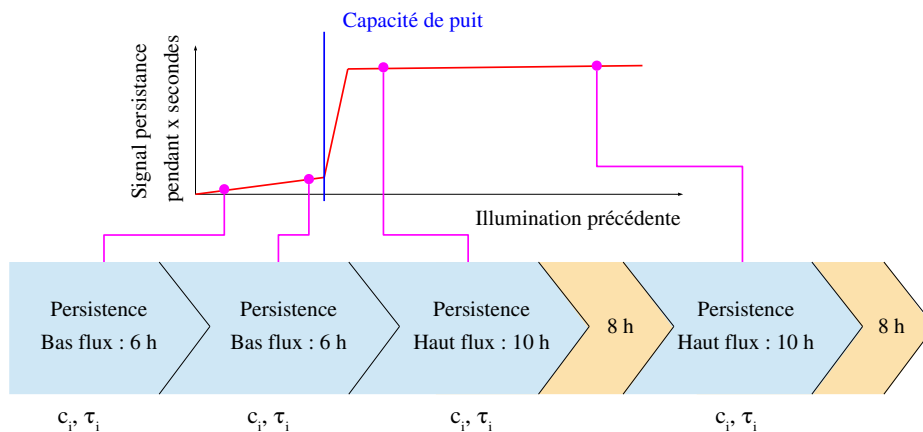


FIGURE 7.30 : Diagramme d'une caractérisation possible de l'effet de persistance pour les détecteurs de l'instrument NISP.

L'amplitude et le temps de décroissance du signal de persistance dépendent de la quantité de pièges présente dans le détecteur, mais la réponse en fonction du flux a toujours le même aspect :

- Le détecteur n'est pas saturé, le nombre de charges libérées par le phénomène de persistance en un temps donné est proportionnel à l'illumination, qui doit impérativement être la plus uniforme possible
- Le détecteur est saturé, le nombre de charges libérées par le phénomène de persistance en un temps donné est considéré comme constant par rapport à l'illumination

Le passage entre les deux régimes de persistance peut-être défini avec la valeur de la capacité de puits représentée en bleu sur la Figure 7.30.

7.7.1 Acquisition des données

Pour chaque détecteur, on propose d'effectuer la caractérisation de l'effet de persistance en effectuant les étapes décrites dans le diagramme en Figure 7.30. Ces données reprennent les séquences utilisées dans l'analyse précédente et se baseraient donc sur une mesure du courant d'obscurité de référence suivie d'une illumination

de 560 secondes et du courant d'obscurité. On observe alors l'effet de persistance sur 10 heures pour obtenir une estimation des constantes de temps du signal de persistance.

Cette acquisition doit être effectuée deux fois pour des illuminations qui ne saturent pas le détecteur et deux fois pour des illuminations saturant fortement le détecteur. Si on se base sur le plan de tests pour l'étude de la persistance, cela représente un temps d'acquisition de quatre jours, ce qui n'est pas compatible avec l'allocation de un jour pour les mesures de persistance dans le plan de test vu au chapitre 5.

Cependant, comme les illuminations ne saturant pas le détecteur ont une décroissance du signal de persistance rapide (de l'ordre de quelques heures pour revenir à un courant d'obscurité de $0,05 \text{ e}^-/\text{s}$) il est possible de raccourcir le temps d'acquisition du signal de persistance pour ces deux illuminations et de ne pas attendre un jour entre les deux mesures. Les spécifications des détecteurs étant basées sur le signal de persistance 5 heures après l'illumination, on se retrouve avec des acquisitions représentant respectivement deux fois 5 heures puis deux fois 18 heures. On peut noter que quand on cherche à mesurer uniquement les constantes de temps rapide (notamment à bas flux), on peut alors répéter les mesures à bas flux toutes les 30 mins avant de faire les deux mesures à haut flux afin d'obtenir plus de statistique pour la constante de temps rapide.

Ainsi, il serait possible d'effectuer les deux mesures à bas flux et une mesure à haut flux le premier jour, attendre la décroissance du signal jusqu'à la fin de journée et refaire la dernière mesure à haut flux (ce qui est illustré sur le diagramme de la figure 7.30). Cela réduirait le temps nécessaire à l'acquisition des données à deux jours par détecteur. Cela reste trop élevé par rapport au budget alloué, mais qui ne fait qu'un seul jour à gagner dans le plan de tests.

A partir de ces données et d'un modèle de persistance, on pourra calculer les valeurs de coefficients du modèle pour tout les pixels des seize détecteurs de vol.

7.8 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons donné l'état des connaissances actuelles de l'effet de persistance dans les détecteurs H2RG. Cet effet est particulièrement préjudiciable pour des instruments cherchant à mesurer des flux très bas mêlés à des sources de signal très élevé. C'est le cas pour la mission Euclid, dont le relevé systématique va entraîner la présence d'étoiles très brillantes dans les champs d'observations de l'instrument NISP.

Nous avons décrit les données acquises et validées pour obtenir des mesures de l'effet de persistance à plusieurs flux sur les détecteurs de type Euclid. Ces données nous ont permis de mettre en évidence deux régimes de réponse de persistance qui sont liés à la physique des détecteurs H2RG. La différence de réponse de persistance entre des deux régimes dépend du niveau de saturation du détecteur, qui est révélateur de populations de pièges différentes. Les temps de décroissance associés

au signal de persistance sont aussi dépendants de cette différence de saturation, avec une décroissance de quelques heures pour un détecteur qui n'as pas été saturé et de plus de 8h30 dans le cas d'un détecteur saturé.

À partir de ces données, nous avons établi un premier modèle de réponse de persistance basé sur une somme d'exponentielles décroissantes et les données sont actuellement en cours d'analyse par d'autres laboratoires afin de confirmer ce modèle. Ce modèle à été appliqué sur une simulation d'observation d'Euclid, et les résultats montrent que dans le cas moyen, moins de 2% des pixels possèdent un signal supérieur à $0,1 e^-/s$ après 5 heures, ce qui rentre dans le budget accordé dans Euclid pour la persistance.

Il est important de noter que le détecteur 17187 est considéré comme étant un "bon" détecteur avec un signal de persistance plus faible que d'autres détecteurs, il serait donc intéressant soit de refaire cette étude avec un détecteur moins performant en persistance soit de surestimer l'amplitude du signal de persistance dans le modèle actuel afin de donner le cas le plus défavorable et ainsi vérifier s'il faut restreindre les critères de sélections permettent au détecteurs de tenir les spécifications au niveau persistance où si celui-ci doit évoluer. La dégradation du modèle de persistance (en augmentant les c_i) peut aussi permettre de simuler un vieillissement du détecteur et ainsi évaluer l'évolution des performances de ces détecteurs pendant les 6 années du relevé d'Euclid.

Conclusion

Pendant les trois années de thèse, j'ai tout d'abord étudié les performances de l'instrument NISP en mode spectrométrique dans le cadre de la mission spatiale Euclid. Il a fallu d'abord repartir de la définition du rapport signal sur bruit pour la détection de la raie $H\alpha$ dans les conditions d'observation du relevé d'Euclid pour ensuite en dériver les performances. Cette étude a mené à la conception d'un ETC, permettant d'estimer ces performances en terme de flux limite ou de rapport signal sur bruit dans le proche infrarouge (de 1,1 à 2 μm). Cet ETC a permis pendant la phase de définition de l'instrument, d'étudier certains compromis et de montrer les limitations des performances de l'instrument, notamment en termes de taille de fenêtre d'extraction, ou de pointage du satellite par rapport au plan de l'écliptique. L'utilisation de cet ETC a permis aussi d'étudier l'impact des caractéristiques du détecteur utilisé sur les performances sciences du mode spectrométrique de l'instrument, ce qui a permis de poser des contraintes de sélection valables pour 95% des pixels des détecteurs de vol en terme d'efficacité quantique et de bruit total : $\eta > 0,75$ et $B_{\text{détecteur}} < 13 \text{ e}^-$. Cet ETC a pu ensuite être adapté pour une intégration dans les simulations complètes de l'instrument NISP. Grâce à son implémentation, il est désormais possible de lancer une simulation par objets (1700 galaxies par champ observé) et non plus par pixels (plus de 60 millions), ce qui permet d'avoir une estimation rapide des performances atteignable (moins d'une heure pour une simulation avec le "bypass" ETC et plus de xx jours pour une simulation par pixels).

Dans une seconde partie, j'ai pu travailler sur des cryostats de tests au CPPM avec des détecteurs H2RG de type Euclid ($\lambda_c = 2,3 \mu\text{m}$). Pendant cette période, j'ai pu me familiariser avec plusieurs aspects du fonctionnement des cryostat et des détecteurs H2RG. L'utilisation de ce cryostat a permis de faire une caractérisation d'un détecteur (17187) dont les performances sont similaires à ceux qui seront embarqués. La configuration adoptée est la même que celle d'Euclid avec une polarisation à 500 mV et un gain de conversion à 18 dB. Les résultats ont montré un courant d'obscurité médian meilleur que $5 \times 10^{-3} \text{ e}^-/\text{s}$ et des bruits médians en mode photométriques et spectrométriques respectivement de 6,1 et 6,9 e^- qui respectent les besoins pour la caractérisation (des bruits respectivement inférieurs à 7 et 11 e^-). Le gain de conversion par la méthode de PTC nous a donné un gain médian de $1,44 \pm 0,04 \text{ e}^-/\text{ADU}$. A l'avenir, le gain de conversion devrait passer de 18 à 15 dB pour les détecteurs, afin de pouvoir gagner en gamme dynamique. Actuellement, avec un gain de 18 dB, un CAN de 16 bits (0 à 65535 ADU) et une capacité de puit de plus de 100000 e^- , sachant qu'il ne faut pas fonctionner en limite de gamme dynamique du CAN à cause de non-linéarité, on est largement limité par la limite du CAN et le fait de pouvoir augmenter le gain de conversion permettrait ainsi de gagner de la gamme dynamique pour la science. Dans un futur proche (quelques mois) les cryostats de caractérisation, Pégase et Andromède, seront opérationnels pour un test des procédures d'acquisition et d'analyses établies dans le cadre de la caractérisation des détecteurs. Ce test permettra ainsi de préparer plus efficacement le traitement des premiers détecteurs de vol qui seront reçus au cours de l'année.

En dernière partie, j'ai pu analyser des données du détecteur, avec notamment la conception, évaluation et application d'un algorithme de détection des cosmiques

basé sur les modes de lectures MACC d'Euclid, qui a permis de démontrer que la détection des cosmiques est possible avec l'utilisation du χ^2_{Euclid} et de sa p_v associée, malgré une baisse d'efficacité de détection par rapport aux algorithmes fonctionnant avec les modes de lectures UTR, notamment à cause du moyennage des groupes. En appliquant cet algorithme sur les données acquises sur plusieurs cryostats (Altair au CPPM et le modèle de démonstration au LAM), on a pu dériver une valeur de flux de particules déposant plus de $72 e^-$ sur le détecteur qui est inférieur à $0,1 \text{ part/cm}^2/\text{s}$ dans tout les cas. On a aussi vu qu'entre les deux cryostats, on observe une différence de comptage de particules incidentes dont on ne peut pour l'instant dissocier l'impact de l'orientation du détecteur et les différences de conception et location entre les deux cryostats. Il était intéressant de noter que le détecteur dans le cryostat Altair, dont la surface est orthogonale au sol, semble moins sujet aux effets boules de neige mais possède alors des traces rectilignes plus nombreuses.

L'utilisation du cryostat Altair m'a aussi permis de travailler sur l'effet de persistance affectant les détecteurs H2RG. Après avoir modifié le banc de test pour permettre une illumination uniforme, j'ai établi un plan de tests et validé les données acquises. A partir de ces données, une analyse a montré que le comportement de persistance est identique pour tout les pixels et que celui-ci peut durer pendant plus de 8h30. L'amplitude du signal de persistance est linéaire par rapport à l'illumination précédente dans le cas d'une illumination qui n'a pas saturé le détecteur signe d'une distribution homogène des pièges de volume dans le cristal en HgCdTe. En dépassant la saturation du détecteur, la réponse de persistance augmente et atteint un plateau, qui est signe de la présence de pièges situés à la surface du cristal en HgCdTe (située coté multiplexer) et qui sont bien plus nombreux. La modélisation du signal de persistance avec le détecteur 17187 a permis de fournir une première estimation du signal de persistance qui a pu être inséré dans la simulation pixel et donner une évaluation de la population de pixels touchés par un signal de persistance trop élevé, qui ne dépasse pas 2% dans un cas normal d'observation, ce qui permet de dire que si les détecteurs possèdent des performances similaires au 17187 en terme de persistance ce phénomène ne devrait pas être critique pour les objectifs science de la mission. Cependant, ce premier modèle gagnerais à évoluer, notamment en établissant une nouvelle version dont les différents paramètres sont non-corrélés, ce qui prouverais que le mécanisme physique de persistance est mieux compris. De plus, ce modèle est établi pour détecteur avec des bonnes performances en terme de persistance, et il est possible qu'un détecteur sélectionné pour la mission possède des performances moins intéressantes.

Bibliographie

- Abraham, J. et al. (2007). Correlation of the highest energy cosmic rays with nearby extragalactic objects. *Science*, 318 :938–943.
- Ackermann, M. et al. (2013). Detection of the Characteristic Pion-Decay Signature in Supernova Remnants. *Science*, 339(6121) :807–811.
- Aldering, G. (2002). SNAP Sky Background at the North Ecliptic Pole.
- Alig, R. C. and Bloom, S. (1975). Electron-Hole-Pair Creation Energies in Semiconductors. *Phys. Rev. Lett.*, 35 :1522–1525.
- Anderson, R. E., Regan, M., Valenti, J., and Bergeron, E. (2014). Understanding Persistence: A 3D Trap Map of an H2RG Imaging Sensor. *ArXiv e-prints*.
- Barbier, R. (2015). NI-SCS characterisation requirements.
- Beletic, J. (2008). Teledyne Imaging Sensors: Infrared imaging technologies for Astronomy & Civil Space.
- Beletic, J. W. and Loose, M. (2009). Scientific Imaging Sensors. Presented at the workshop 'Detectors for Astronomy'.
- Benson, R. G., Forrest, W. J., Pipher, J. L., Glaccum, W. J., and Solomon, S. L. (2000). Spatial distributions of hole traps and image latency in InSb focal plane arrays.
- Beringer, J. et al. (2012). Review of Particle Physics. *Phys. Rev. D*, 86 :010001.
- Bethe, H. (1930). Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie. *Annalen der Physik*, 397 :325–400.
- Betoule, M. et al. (2014). Improved cosmological constraints from a joint analysis of the SDSS-II and SNLS supernova samples. *Astron. Astrophys.*, 568 :A22.
- Binétruy, P. (2013). Dark energy and fundamental physics. *The Astronomy and Astrophysics Review*, 21(1) :1–56.
- Blumenthal, G. R., Pagels, H., and Primack, J. R. (1982). Galaxy formation by dissipationless particles heavier than neutrinos. *Nature*, 299 :37.
- Bond, J. R., Szalay, A. S., and Turner, M. S. (1982). Formation of galaxies in a gravitino-dominated universe. *Physical Review Letters*, 48 :1636–1639.
- Bortoletto, F. (2014). Warm electronics to focal plane ICD. (EUCL-OPD-ICD-7-002).
- Clémens, J.-C. et al. (2015). Demonstrator model. Technical report, CPPM-IPNL.
- Cropper, M., Cole, R., James, A., Mellier, Y., Martignac, J., Di Giorgio, A.-M., Paltani, S., Genolet, L., Fourmond, J.-J., Cara, C., Amiaux, J., Guttridge, P., Walton, D., Thomas, P., Rees, K., Pool, P., Endicott, J., Holland, A., Gow, J., Murray, N., Duvet, L., Augueres, J.-L., Laureijs, R., Gondoin, P., Kitching, T., Massey, R., and Hoekstra, H. (2012). VIS: the visible imager for Euclid. In *Space Telescopes and Instrumentation 2012 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, volume 8442 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 84420V.

- D. Daou, D. and Skinner, C. (1997). Persistence in NICMOS: Results from On-Orbit Data. In *The 1997 HST Calibration Workshop with a New Generation of Instruments*, volume 1, page 263.
- de Bernardis, P. et al. (2000). A Flat universe from high resolution maps of the cosmic microwave background radiation. *Nature*, 404 :955–959.
- Donald F., F., Bernard J., R., Michael W., R., Ernie, M., Jesus, B., Louis, B., and H. S., S. (2003). Independent testing of JWST Detector Prototypes.
- Dressel, L. (2016). Wide Field Camera 3 Instrument Handbook for Cycle 24.
- Dudik, R. P., Jordan, M. E., Dorland, B. N., Veillette, D., Waczynski, A., Lane, B. F., Loose, M., Kan, E., Waterman, J., Rollins, C., and Pravdo, S. (2012). Interpixel crosstalk in Teledyne Imaging Sensors H4RG-10 detectors. *Appl. Opt.*, 51(15) :2877–2887.
- Ealet, A., Chapon, A., Zoubian, J., and Ganga, K. (2013). Cosmic ray impact on NISP spectroscopic performance. Technical report, CPPM, APC.
- Editorial Team, Laureijs, R., Amiaux, J., Arduini, S., Auguères, J. ., Brinchmann, J., Cole, R., Cropper, M., Dabin, C., Duvet, L., Ealet, A., Garilli, B., Gondoin, P., Guzzo, L., Hoar, J., Hoekstra, H., Holmes, R., Kitching, T., Maciaszek, T., Mellier, Y., Pasian, F., Percival, W., Rhodes, J., Saavedra Criado, G., Sauvage, M., Scaramella, R., Valenziano, L., and Warren, S. (2011). *Euclid Definition Study Report*. *ArXiv e-prints*.
- Einstein, A. (1915). Die Feldgleichungen der Gravitation. *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, Seite 844-847.
- Eisenstein, D. J., Zehavi, I., Hogg, D. W., Scoccimarro, R., Blanton, M. R., Nichol, R. C., Scranton, R., Seo, H.-J., Tegmark, M., Zheng, Z., Anderson, S. F., Annis, J., Bahcall, N., Brinkmann, J., Burles, S., Castander, F. J., Connolly, A., Csabai, I., Doi, M., Fukugita, M., Frieman, J. A., Glazebrook, K., Gunn, J. E., Hendry, J. S., Hennessy, G., Ivezić, Z., Kent, S., Knapp, G. R., Lin, H., Loh, Y.-S., Lupton, R. H., Margon, B., McKay, T. A., Meiksin, A., Munn, J. A., Pope, A., Richmond, M. W., Schlegel, D., Schneider, D. P., Shimasaku, K., Stoughton, C., Strauss, M. A., SubbaRao, M., Szalay, A. S., Szapudi, I., Tucker, D. L., Yanny, B., and York, D. G. (2005). Detection of the Baryon Acoustic Peak in the Large-Scale Correlation Function of SDSS Luminous Red Galaxies. *The Astrophysical Journal*, 633(2) :560.
- ESA (2009). ECSS - A.12.8. MAP – PU1.
- Fodness, B., Jordan, T., Pickel, J., Reed, R., Marshall, P., and Ladbury, R. (2002). Simulation of Radiation Effects on NGST. Presented at the workshop 'G4'.
- Fossum, E. (1997). . *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 44(10) :1689–1698.
- Freedman, W. L., Madore, B. F., Gibson, B. K., Ferrarese, L., Kelson, D. D., Sakai, S., Mould, J. R., Robert C. Kennicutt, J., Ford, H. C., Graham, J. A., Huchra, J. P., Hughes, S. M. G., Illingworth, G. D., Macri, L. M., and Stetson, P. B. (2001). Final Results from the Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant. *The Astrophysical Journal*, 553(1) :47.

- Friedmann, A. (1922). Über die Krümmung des Raumes. *Zeitschrift für Physik*, 10 :377–386.
- Fu, L. et al. (2008). Very weak lensing in the CFHTLS Wide: Cosmology from cosmic shear in the linear regime. *Astron. Astrophys.*, 479 :9–25.
- Ganga, K. (2012). Creme96 spectra, JWST comparisons, and chris bebek’s simulation code.
- Greene, B. R. (2004). *The fabric of the cosmos : space, time, and the texture of reality*. Penguin, London.
- Guth, A. H. (1981). Inflationary universe: A possible solution to the horizon and flatness problems. *Phys. Rev. D*, 23 :347–356.
- Hall, R. N. (1952). Electron-Hole Recombination in Germanium. *Phys. Rev.*, 87 :387–387.
- Hansen, G. L., Schmit, J. L., and Casselman, T. N. (1982). Energy gap versus alloy composition and temperature in $Hg_{1-x}Cd_xTe$. *Journal of Applied Physics*, 53(10) :7099–7101.
- Hathaway, D. and Dikpati, M. (2006). Long Range Solar Forecast.
- Hess, V. F. (1912). Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei seiben Freiballonfahrten. *Physik Zeitschr. XIII*.
- Hubble, E. P. (1926). Extragalactic nebulae. *ApJ*, 64 :321–369.
- Janesick, J. (1985). CCD characterization using the photon transfer technique. pages 7–19. Proc. SPIE Vol. 570.
- Kaiser, N. and Squires, G. (1993). Mapping the dark matter with weak gravitational lensing. *Astrophys. J.*, 404 :441–450.
- Knox S., L., Sylvia M., B., and John W., M. (2013). Characterizing Persistence in the WFC3 IR Channel: Finite Trapping Times.
- Komatsu, E., Smith, K. M., Dunkley, J., Bennett, C. L., Gold, B., Hinshaw, G., Jarosik, N., Larson, D., Nolta, M. R., Page, L., Spergel, D. N., Halpern, M., Hill, R. S., Kogut, A., Limon, M., Meyer, S. S., Odegard, N., Tucker, G. S., Weiland, J. L., Wollack, E., and Wright, E. L. (2011). Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation. *ApJS*, 192 :18.
- Korsch, D. (1972). Closed Form Solution for Three-Mirror Telescopes, Corrected for Spherical Aberration, Coma, Astigmatism, and Field Curvature. *Appl. Opt.*, 11(12) :2986–2987.
- Kubik, B. (2014). Reference pixels subtraction method for euclid scs noise specification. (1.2).
- Laureijs, R., Amiaux, J., Arduini, S., Auguères, J. ., Brinchmann, J., Cole, R., Cropper, M., Dabin, C., Duvet, L., Ealet, A., and et al. (2011). Euclid Definition Study Report. *ArXiv e-prints*.

- Leauthaud, A., Massey, R., Kneib, J.-P., Rhodes, J., Johnston, D. E., Capak, P., Heymans, C., Ellis, R. S., Koekemoer, A. M., Fèvre, O. L., Mellier, Y., Réfrégier, A., Robin, A. C., Scoville, N., Tasca, L., Taylor, J. E., and Waerbeke, L. V. (2007). [Weak Gravitational Lensing with COSMOS: Galaxy Selection and Shape Measurements](#). *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 172(1) :219.
- Lemaître, G. (1933). [L'Univers en expansion](#). *Annales de la Société Scientifique de Bruxelles*, 53.
- Loose, M., Beletic, J., Blackwell, J., Garnett, J., Wong, S., Hall, D., Jacobson, S., Rieke, M., and Winters, G. (2005). [The SIDECAR ASIC: focal plane electronics on a single chip](#). volume 5904, pages 59040V–59040V–10.
- Massey, R. et al. (2007). [COSMOS: 3D weak lensing and the growth of structure](#). *Astrophys. J. Suppl.*, 172 :239–253.
- McCullough, P. and Deustua, S. (2008). [WFC3 TV3 Testing: IR Persistence](#). *WFC3 ISR*, 33 :2010.
- Moore, A. C., Ninkov, Z., and Forrest, W. J. (2004). [Interpixel capacitance in nondestructive focal plane arrays](#). In Grycewicz, T. J. and McCreight, C. R., editors, *Focal Plane Arrays for Space Telescopes*, volume 5167 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 204–215.
- Ohl, R. (1946). [Light-sensitive electric device](#). US Patent 2,402,662.
- P. Astier, J. Guy, N. Regnault, R. Pain, E. Aubourg, D. Balam, S. Basa, R. G. Carlberg, S. Fabbro, D. Fouchez, I. M. Hook, D. A. Howell, H. Lafoux, J. D. Neill, N. Palanque-Delabrouille, K. Perrett, C. J. Pritchett, J. Rich, M. Sullivan, R. Taulet, G. Aldering, P. Antilogus, V. Arsenijevic, C. Balland, S. Baumont, J. Bronder, H. Courtois, R. S. Ellis, M. Filiol, A. C. Gonçalves, A. Goobar, D. Guide, D. Hardin, V. Lusser, C. Lidman, R. McMahon, M. Mouchet, A. Mourao, S. Perlmutter, P. Ripoche, C. Tao, and N. Walton (2006). [The Supernova Legacy Survey: measurement of \$\Omega_M\$, \$\Omega_\Lambda\$ and \$w\$ from the first year data set](#). *A&A*, 447(1) :31–48.
- Peebles, P. J. E. (1982). [Large-scale background temperature and mass fluctuations due to scale-invariant primeval perturbations](#). *ApJ*, 263 :L1–L5.
- Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G., Knop, R. A., Nugent, P., Castro, P. G., Deustua, S., Fabbro, S., Goobar, A., Groom, D. E., Hook, I. M., Kim, A. G., Kim, M. Y., Lee, J. C., Nunes, N. J., Pain, R., Pennypacker, C. R., Quimby, R., Lidman, C., Ellis, R. S., Irwin, M., McMahon, R. G., Ruiz-Lapuente, P., Walton, N., Schaefer, B., Boyle, B. J., Filippenko, A. V., Matheson, T., Fruchter, A. S., Panagia, N., Newberg, H. J. M., Couch, W. J., and Project, T. S. C. (1999). [Measurements of \$\Omega\$ and \$\Lambda\$ from 42 High-Redshift Supernovae](#). *The Astrophysical Journal*, 517(2) :565.
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., Armitage-Caplan, C., Arnaud, M., Ashdown, M., Atrio-Barandela, F., Aumont, J., Baccigalupi, C., Banday, A. J., and et al. (2014). [Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters](#). *A&A*, 571 :A16.

- Pozzetti, A. (2016). Travail en cours de publication.
- Rapetti, D., Allen, S. W., Mantz, A., and Ebeling, H. (2010). The Observed Growth of Massive Galaxy Clusters III: Testing General Relativity on Cosmological Scales. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 406 :1796–1804.
- Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., Clocchiatti, A., Diercks, A., Garnavich, P. M., Gilliland, R. L., Hogan, C. J., Jha, S., Kirshner, R. P., Leibundgut, B., Phillips, M. M., Reiss, D., Schmidt, B. P., Schommer, R. A., Smith, R. C., Spyromilio, J., Stubbs, C., Suntzeff, N. B., and Tonry, J. (1998). Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. *The Astronomical Journal*, 116(3) :1009.
- Robertson, H. P. (1936). Kinematics and World-Structure III. *ApJ*, 83 :257.
- Rogalski, A. (2005). HgCdTe infrared detector material: history, status and outlook. *Reports on Progress in Physics*, 68(10) :2267.
- Roger M., S., Maximilian, Z., Rahmer, G., and Bonati, M. (2008a). A theory for image persistence in HgCdTe photodiodes. In *Proc. SPIE*, volume 7021, pages 70210J–01.
- Roger M., S., Maximilian, Z., Rahmer, G., and Bonati, M. (2008b). Calibration of image persistence in HgCdTe photodiodes. In *Proc. SPIE*, volume 7021, pages 70210J–01.
- Rubin, V. C. and Ford, Jr., W. K. (1970). Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions. *ApJ*, 159 :379.
- Shockley, W. and Read, W. T. (1952). Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons. *Phys. Rev.*, 87 :835–842.
- Suzuki, N., Aldering, G., Amanullah, R., Barbary, K., Barrientos, L., Brodwin, M., Connolly, N., Dawson, K., Deustua, S., Dey, A., Doi, M., Donahue, M., Eisenhardt, P., Ellingson, E., Faccioli, L., Fadeyev, V., Fakhouri, H., Fruchter, A., Gilbank, D., Gladders, M., Goldhaber, G., Gonzalez, A., Goobar, A., Gude, A., Hennawi, J., Hoekstra, H., Hsiao, E., Huang, X., Jannuzi, B., Jee, J. M., Koester, B., Kowalski, M., Lidman, C., Linder, E. V., Lubin, L., Meyers, J., Morokuma, T., Perlmutter, S., Postman, M., Rhodes, J., Rosati, P., Ripoche, P., Rubin, D., Rykoff, E., Schlegel, D. J., Spadafora, A. L., Stanford, S. A., Stern, D., Yasuda, N., and Cosmology Project, S. (2011). Cosmology from the HST Cluster Supernova Survey. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts #217*, volume 43 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page #249.09.
- Szalay, A. S. (1990). The large scale structure of the universe. *AIP Conference Proceedings*, 207(1) :257–263.
- Teledyne (2009). SIDECAR ASIC technical manual. Technical Report MAN-0013_R1_SIDECAR_ASIC_Technical_Manual, Teledyne Imaging Sensors.
- Teledyne (2013). Performance test report for euclid SCA 17187. Technical Report EUCL-TIS-TR-7011, Teledyne Imaging Sensors.

- The HDF Group (1997-2016). Hierarchical Data Format, version 5. <http://www.hdfgroup.org/HDF5/>.
- Waczynski, A. (2015). Technical report, NASA GSFC.
- Walker, A. G. (1937). On Milne's Theory of World-Structure. *Proceedings of the London Mathematical Society*, s2-42(1) :90–127.
- Weiner, B. (2012). A Grism H-Alpha Spectroscopic survey in GOODS-N, with HST's WFC3-IR grism.
- Zoubian, J., Kümmel, M., Kermiche, S., Apostolakos, N., Chapon, A., Ealet, A., Franzetti, P., Garilli, B., Jullo, E., and Paioro, L. (2014). Instrument Simulations of the EUCLID/NISP Spectrometer. In Manset, N. and Forshay, P., editors, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XXIII*, volume 485 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 509.
- Zwicky, F. (1933). Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helvetica Physica Acta*, 6 :110–127.

Sixième partie

Annexes

Les sous-systèmes de l'instrument

NISP

L'instrument NISP est composé de trois sous-systèmes :

- NI-OMA (Opto-Mechanical Assembly) qui consiste à la structure mécanique de l'instrument et des optiques permettant d'imager ou de disperser le champ observé sur le système de détection.
- NI-DS (Detection System), monté sur NI-OMA, et qui comprend les 16 détecteurs proche infrarouge H2RG en une matrice 4×4 détecteurs.
- NI-WE (Warm Electronics), qui gère l'interface avec les deux autres sous-systèmes.

A.1 Optique : NI-OMA

Une fois le faisceau arrivé à l'entrée de l'instrument NISP, celui-ci passe d'abord par un système de correction (CoLA) avant de traverser deux roues à filtres puis de ressortir par l'optique permettant la focalisation sur le système de détection (CaLA). L'ensemble de ce sous-système (CoLA+CaLA) se nomme NI-OA.

Afin de pouvoir alterner entre deux modes d'exposition, le NISP utilise les deux roues à filtres en amont de l'instrument afin d'obtenir les modes d'exposition suivants :

Photométrie par l'utilisation de la première roue à filtres (NI-FWA), qui contient cinq positions : filtres Y, J et H, une position vide et enfin une position avec un capot.

Spectrométrie par l'utilisation de la seconde roue à filtres (NI-GWA), celle-ci contient elle aussi cinq positions : trois grismes "rouges" ($< \Delta\lambda <$) et un grisme "bleu" ($< \Delta\lambda <$) ainsi qu'une position vide.

La rotation de ces deux roues à filtres est assurée par l'utilisation d'une mécanique à froid NI-CM, pouvant fonctionner de 300K à 20K dans le vide et est géré par l'électronique embarquée NI-WE. L'ensemble mécanique (optiques et plan focal) seront maintenues par des support représentés par le sous-système NI-SA et la température de l'ensemble de l'instrument est assurée par une architecture de dissipation de la chaleur appelée NI-TC.

L'ensemble du sous-système, qui est une responsabilité du Laboratoire d'Astrophysique de Marseille (LAM) est le NI-OMA.

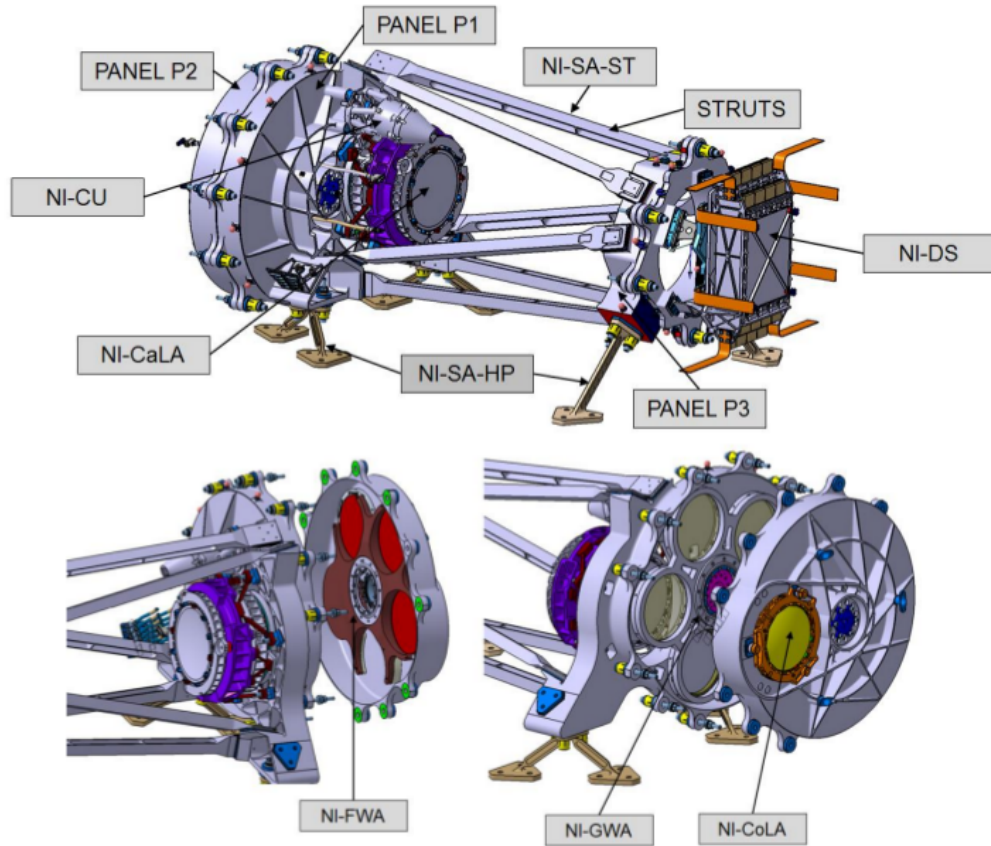


FIGURE A.1 : Vue 3D de l'instrument NISP et de ses sous-systèmes

A.2 Plan focal : NI-DS

Une fois le faisceau corrigé par les optiques, celui-ci arrive sur le plan focal (NI-FPA) où se trouve le sous-système de détection NI-DS.

Celui-ci comporte les éléments suivants, représentés dans la Figure A.2 :

Système de détection le NI-DS, qui est l'ensemble des 16 détecteurs situés dans le plan focal de l'instrument

Support des détecteurs le NI-CSS, une plaque en molybdène qui accueille les 16 détecteurs du NI-DS et assure la planéarité de ceux-ci.

Support des électronique des détecteurs le NI-SSS, une structure en aluminium qui accueille en son sein les électroniques de lecture des 16 détecteurs.

Interface avec l'optique le NI-P4, une plaque en SiC qui supporte l'ensemble du NI-FPA et l'interface avec NI-OMA.

Le NI-CSS, contenant les détecteurs permettra d'atteindre une température opérationnelles de 95K pour les détecteurs. Le NI-SSS, lui, permettra d'obtenir une température de 135K pour les électroniques de lecture. L'ensemble du NI-DS

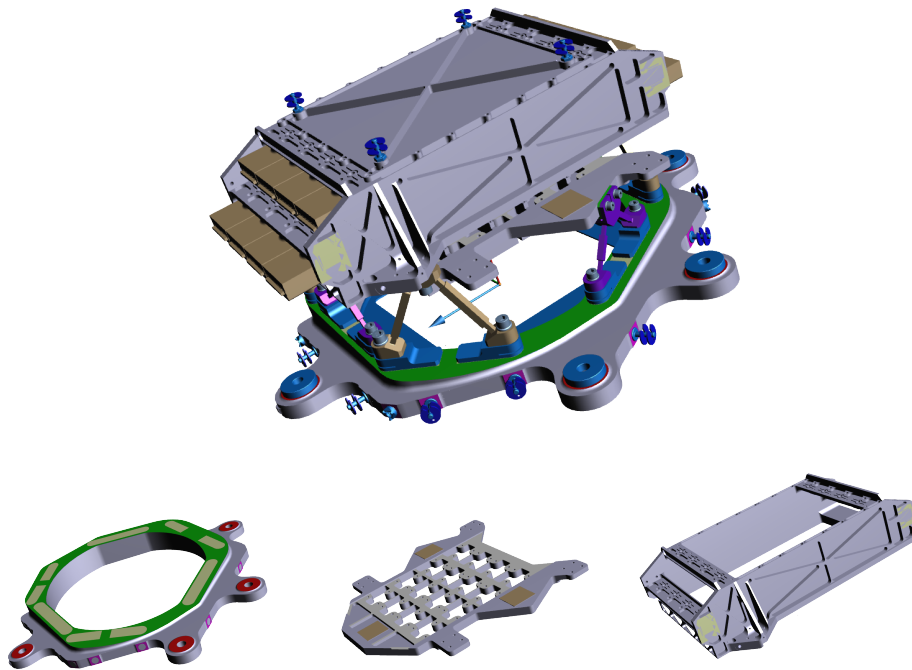


FIGURE A.2 : *Haut* : Dessin CAO du NI-DS. *Bas* : De gauche à droite, plaque NI-P₄, support NI-CSS, support NI-SSS.

est contrôlé par l'électronique embarquée NI-WE qui va gérer les opérations des 16 détecteurs de vol, ainsi que du traitement et compression des données à bord du satellite avant transmission par télémétrie (abordé dans le chapitre 4 du manuscrit).

Applications de l'ETC

B.1 Problématique de la simulation du NISP

Les spécifications pour l'instrument NISP imposent des critères sur la complétude et la pureté des redshifts mesurés pour les galaxies observées (respectivement 45% et 80%). Pour réduire les effets de contamination des spectres pour deux sources proches spatialement (expliqué dans le chapitre 2) la stratégie d'observation adoptée pour l'instrument est d'observer les galaxies à travers des grismes de différentes orientations, permettant de décontaminer efficacement les spectres obtenus.

Il est donc important d'étudier les effets de la stratégie d'observation en mode spectrométrie sur le clustering des galaxies. C'est pour cela que l'utilisation de simulations complètes ainsi que d'approches probabilistes du relevé d'Euclid sont nécessaires.

B.1.1 Simulations complètes

Les simulations d'observation du champ d'observation requiert un catalogue de sources simulées et une reproduction fidèle de l'instrument pour les profils de transmission en deux dimensions, et est appelée simulation pixel. C'est à dire que la réponse de chacun des 65 millions des pixels du plan focal est modélisée.

Dans le consortium Euclid ce type de simulation est assurée par le logiciel TIPS (This Is a Pixel Simulator). Ce simulateur permet ainsi d'obtenir les performance de détection de la raie $H\alpha$ avec des catalogues d'entrée et des modèles d'instrument.

B.1.2 Modèles probabilistes

Le but d'une simulation se basant sur des modèles probabilistes est de reproduire rapidement les effets de la spectrométrie sans fente et de la stratégie d'observation sur un catalogue de source. En partant de la formule de signal sur bruit et des profils de dispersion de l'instrument, le "bypass" est une simplification des calculs. Au lieu de s'intéresser directement à une simulation pixel, qui requiert le traitement de tout les pixels, on s'intéresse alors à une simulation par objet, ou pour chacun des objets on extrait le SNR de la raie $H\alpha$.

B.2 Application de l'ETC

L'ETC et son calcul du signal sur bruit de la raie $H\alpha$ est implémentée en "bypass" c'est à dire qu'au lieu de faire passer le catalogue de galaxies et le modèle instrument

dans la simulation pixel, ces données sont passées au calcul de SNR, cela permet une simulation des performances par objet plutôt que par pixel.

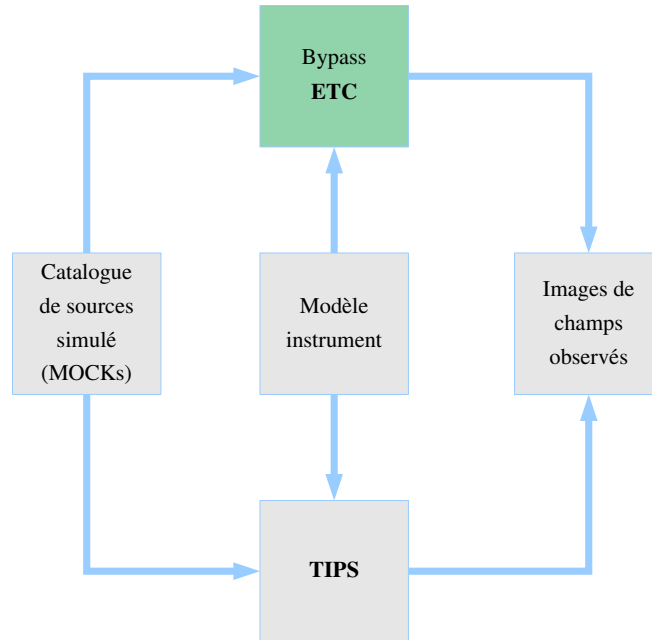


FIGURE B.1 : *Diagramme simplifié de la simulation E2E pour la mission Euclid.*

B.3 Quelques résultats

Un exemple de simulation d'un champ de $0,5 \text{ deg}^2$ par ce "bypass" est illustré en figure B.2.

Il est ainsi possible, par exemple, d'étudier la contamination des spectres entre eux et l'impact sur le SNR de la raie $H\alpha$, illustré en figure B.3. Où on voit la dégradation du SNR entre une simulation où cette contamination n'est pas simulée (histogramme en bleu) et celle elle l'est (histogramme en vert). (quantifiable?)

Un problème des simulations complètes est le temps de calcul, afin d'obtenir les spectres des galaxies d'un champ de $0,5 \text{ deg}^2$ avec quatre expositions spectrométriques, il faut un temps de calcul de l'ordre de la journée. La simulation de ces mêmes spectres en s'intéressant juste au SNR de la raie $H\alpha$ ne prend elle que quelques minutes, et permet ainsi de fournir rapidement des estimations de performances du relevé.

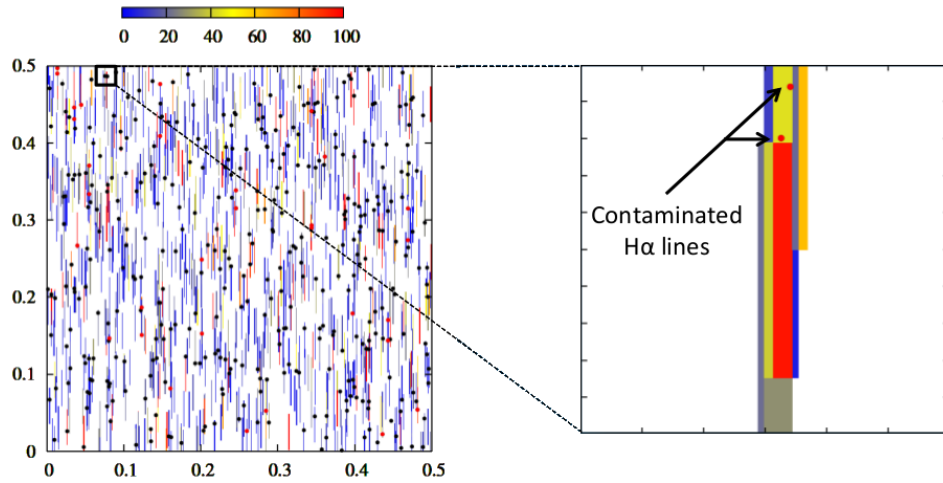


FIGURE B.2 : Simulation d'un champ de $0,5 \text{ deg}^2$ (unités de la barre ?) avec contamination des raies $H\alpha$

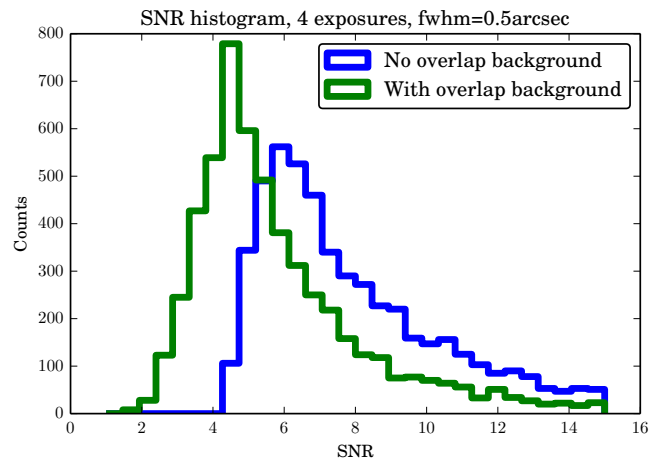


FIGURE B.3 : Impact de la superposition des spectres au niveau du rapport signal sur bruit de la raie $H\alpha$.

Minimisation du χ^2 pour l'ajustement du flux

Pour simplifier les calculs qui vont suivre on pose : $F'_{fit} = F_{fit} + \frac{2\sigma_{readout}^2}{m}$.
Pour simplifier, on pose les quantités a, b définies telles que :

$$\begin{aligned} a &= (g_i - g_{i-1} + \frac{2\sigma_{read}^2}{m}) \\ b &= F'_{fit} \end{aligned} \quad (C.1)$$

Avec g_i les groupes moyennés, $\sigma_{readout}$ le bruit de lecture, F'_{fit} le flux qu'on cherche à retrouver avec l'ajustement et m le nombre d'images moyennées dans un groupe.

La dérivée du χ^2 deviens donc :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \chi^2}{\partial F'_{fit}} &= \frac{\partial \chi^2}{\partial b} = \frac{([-2(a-b)] \cdot b - (a-b)^2 \cdot 1)}{b^2} \\ &= 1 - \frac{a^2}{b^2} = 0 \end{aligned} \quad (C.2)$$

En remplaçant a et b par leur définition, l'on obtient l'expression suivante :

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial F'_{fit}} = 1 - \frac{(g_i - g_{i-1} + \frac{2\sigma_{read}^2}{m})^2}{F'_{fit}{}^2} = 0 \quad (C.3)$$

Ce qui nous donne pour l'estimation du flux ajusté F'_{fit} :

$$F'_{fit} = \sqrt{\frac{\sum_i^{n-1} (g_i - g_{i-1} + \frac{2\sigma_{readout}^2}{m})^2}{n-1}} \quad (C.4)$$

On en déduit la relation pour F_{fit} :

$$F_{fit} = \sqrt{\frac{\sum_i^{n-1} (g_i - g_{i-1} + \frac{2\sigma_{read}^2}{m})^2}{n-1}} - \frac{2\sigma_{readout}^2}{m} \quad (C.5)$$

Élimination partielle de l'effet des corrélations entre différences de groupes sur la distribution de la valeur P

L'augmentation à faible p_v s'interprète par une corrélation qui n'est pas prise en compte lors du calcul du χ^2 . Cette corrélation résulte des différences de groupes $g_{i+1} - g_i$ et $g_{i+2} - g_{i+1}$ qui prennent toutes en compte le groupe g_{i+1} (vérifiée dans l'annexe D). Si cela est vrai, prendre uniquement des différences indépendantes peut résoudre le problème, c'est à dire que l'on peut créer deux χ^2 indépendants qui ne font pas intervenir cette corrélation :

$$\begin{aligned}\chi_{odd}^2 &= \sum_{i=1}^{(n-1)/2} \frac{((g_{2i+1} - g_{2i} + \frac{2\sigma_{read}^2}{m}) - F'_{fit})^2}{F'_{fit}} \\ \chi_{even}^2 &= \sum_{i=1}^{(n-1)/2} \frac{((g_{2i+2} - g_{2i+1} + \frac{2\sigma_{read}^2}{m}) - F'_{fit})^2}{F'_{fit}}\end{aligned}\tag{D.1}$$

Chacun de ces χ^2 introduits ne font pas intervenir le même groupe dans deux différences donc la distribution de la valeur P devrait être de nouveau plate, ce qui est confirmé par les distributions tracées dans la Figure D.1.

Mais, en utilisant ces χ^2 , on réduit la statistique de moitié par l'exclusion d'un groupe sur deux, ce qui n'est pas souhaitable.

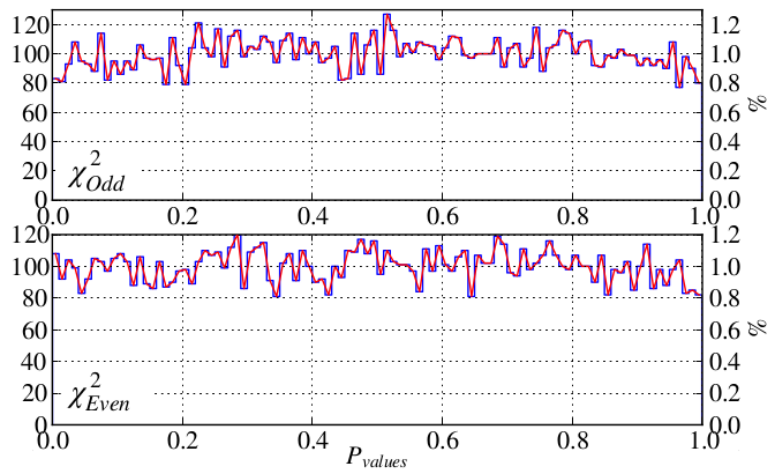


FIGURE D.1 : *Distribution de la valeur P pour 10000 tirages en utilisant deux χ^2 sans corrélation entre différences de groupes.*

Logiciel de VISualisation et d'ANAlyse rapide

Le CPPM, étant en charge de la caractérisation des détecteurs livrés par la NASA, est un centre de production et d'analyse de données issues des détecteurs H2RG pour Euclid. Chaque laboratoire impliqué dans la production/sélection/caractérisation des détecteurs possède sa propre interface d'acquisition. Les types de fichiers produits sont résumés dans la table E.1.

Laboratoire	Format
Teledyne	1 FITS par image
NASA	1 FITS par acquisition
CPPM/IPNL	HDF5

TABLE E.1 : *Formats de fichiers utilisés*

Une problématique qui a rapidement été soulevée est de pouvoir effectuer un "crosscheck" rapide des données. Une première approche a été de concevoir des outils de conversion des données dans les formats respectifs à chacun des instituts. Le deuxième travail a aboutit au logiciel VISANA de VISualisation et ANAlyse rapide des données.

E.1 Interfacage

Le but de ce logiciel est dans un premier temps de fournir un outil portable et compatible avec tout les formats de fichiers utilisés par la collaboration pour la visualisation des données obtenues afin de pouvoir valider les acquisitions en attendant d'obtenir des outils automatiques (interface graphique représentée en figure E.2). Un autre aspect était de pouvoir implémenter quelques analyses rapides afin de pouvoir dériver un ordre de grandeur de certaines propriétés (comme le bruit de lecture, le courant d'obscurité, les flux des illuminations ou encore leur uniformité).

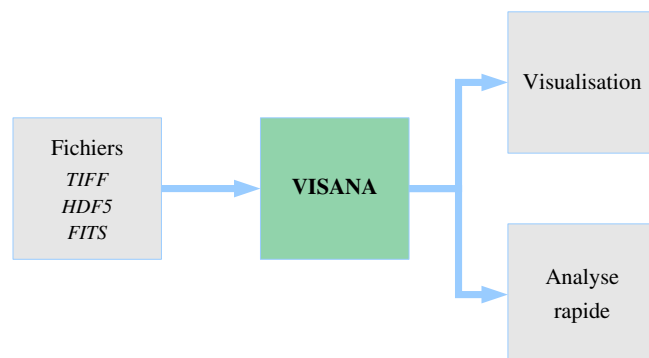


FIGURE E.1 : Diagramme de l'implémentation du logiciel VISANA et ses produits.

E.2 Fonctionnalités

Ce programme, écrit en Python 2.7, possède les fonctionnalités suivantes :

- Convertisseur de tensions (mV→hexa et hexa→mV) pour le DAC*
- Affichage graphique des images et possibilité d'ajuster les gammes dynamiques de couleurs utilisées
- Coupes en x/y des images avec zoom ajustable (zoom sur 5×5 à 100×100 pixels).
- Calcul des histogrammes de l'ensemble du détecteur ou des pixels de référence pour une image.
- Calcul du CDS pour deux images brutes, avec ou sans correction des pixels de référence.
- Affichage de la rampe brute d'une acquisition avec estimation de l'écart-type et la moyenne du CDS pour chaque paire d'images.
- Calcul d'un Fowler-M pour une rampe d'au moins 2×M images (et coupe x/y).

*. Les tensions du DAC étant codées en 16 bits dans le microcontrôleur du SCE et rentrées en format hexadécimal dans le microcode.

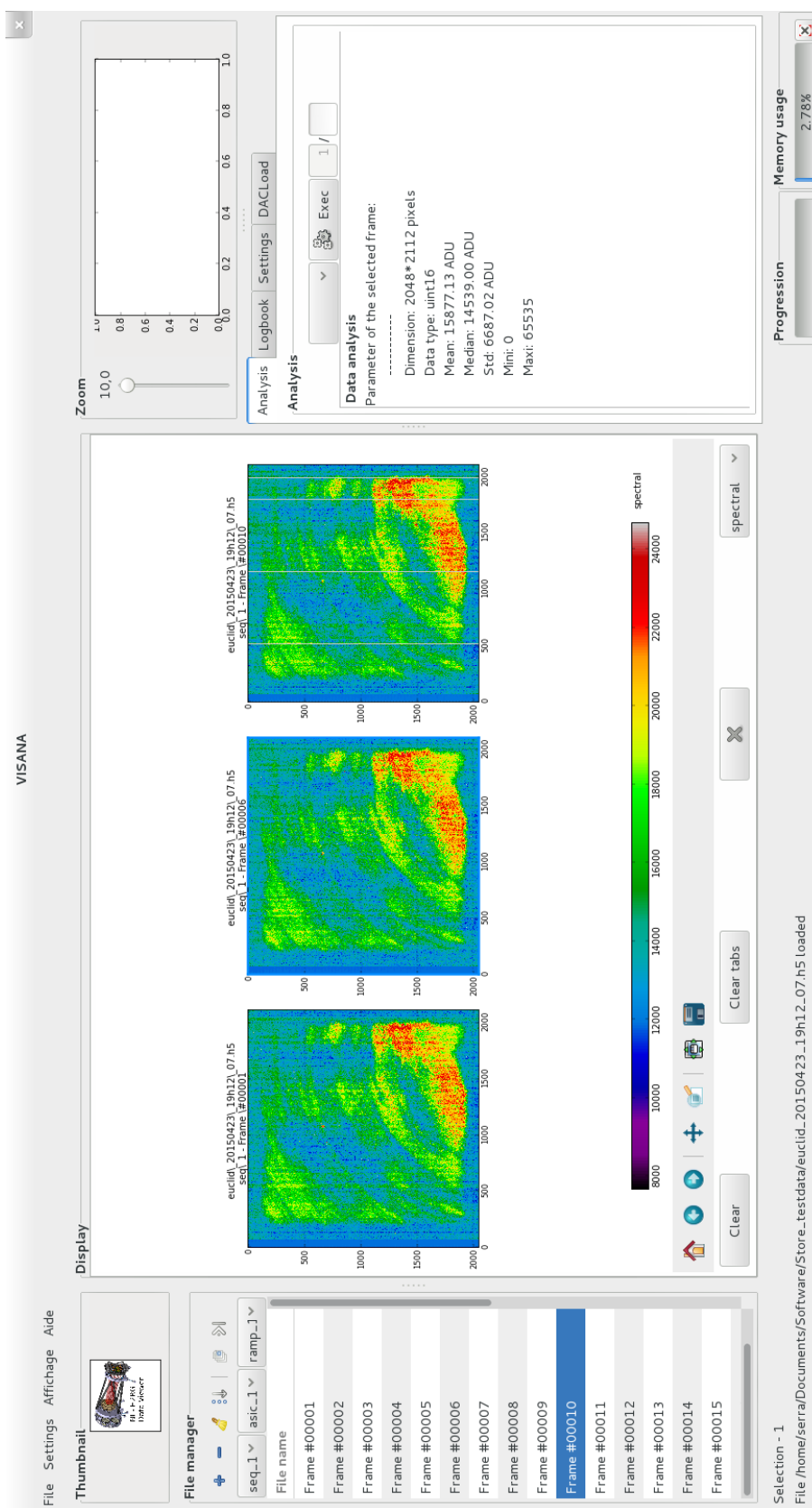


FIGURE E.2 : Interface graphique du logiciel de visualisation de données. A gauche la gestion des fichiers (ouverture/fermeture/sélection), au milieu la visualisation d'images et de résultats d'analyse et à droite les outils d'analyse.

Simulation

La première étape de la simulation consiste à créer la rampe de signal correspondant aux lectures successives et non-destructives du pixel (ce qui a été vu dans le chapitre 3).

Le signal à simuler possède un flux $F_{simulé}$, en ADU/f qui va définir le nombre de charges accumulées dans le pixel. Ce nombre de charges accumulées qui est une variable discrète, suivant une distribution de Poisson, va varier de $\sqrt{F_{simulé}}$. Puis le pixel est lu à des intervalles de temps réguliers δt , le temps séparant l'acquisition de deux images, où cette fois-ci intervient le bruit de lecture $\sigma_{lecture}$ qui lui suit une distribution de type Gaussienne.

Dès lors, la simulation des lectures non-destructives peut s'écrire de la manière suivante :

$$s_i = \sum_{j=1}^i P(F_{simulé}) + G(0, \sigma_{lecture}) \quad (\text{F.1})$$

Avec s_i le signal de l'image prise à l'instant $i \cdot \delta t$ avec son bruit de lecture associé $G(\mu, \sigma)$ qui est une distribution gaussienne centrée sur μ et d'écart-type σ , et $P(\mu)$ représentant le bruit de Poisson des photons incidents de paramètre μ ne dépendant que du flux inséré dans la simulation $F_{simulé}$. À terme, il manque à implémenter d'autres effets comme la non-linéarité où la persistance.

La deuxième étape consiste à simuler la même architecture que le format des données acquises avec les détecteurs. Une fois créé, ce fichier peut ensuite être utilisé pour la validation d'algorithme de traitement du signal des détecteurs (analyse de caractérisation, logiciel de visualisation...) comme illustré dans le diagramme d'implémentation F.1.

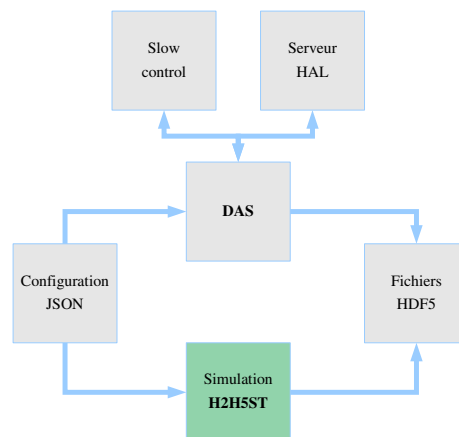


FIGURE F.1 : *Diagramme de l'implémentation possible du programme H2H5ST et ses produits.*

Résumé des données utilisées pour la détection de cosmiques

G.1 Les données utilisées

Les données utilisées sur le détecteur 17187 est un fichier contenant 4 séquences d'acquisition en mode UTR 5000, qui permet de reconstruire des modes MACC[150,16,11] et ainsi avoir la même statistique entre les trois détecteurs utilisés.

17187
euclid_20150709_18h38_57.h5

TABLE G.1 : *Liste des fichiers utilisés pour l'analyse des impacts de rayons cosmiques sur le détecteur 17187 intégré sur le banc de tests du CPPM.*

Les données du modèle de démonstration ne présentent pas de telles séquence, pour combler ce manque, on utilise alors 4 fichiers dont chacun est une séquence d'acquisition en mode UTR 5000.

17245	17191
euclid_20150418_18h20_40.h5	euclid_20150418_18h20_40.h5
euclid_20150419_00h50_29.h5	euclid_20150418_20h40_14.h5
euclid_20150419_06h59_36.h5	euclid_20150418_22h48_44.h5
euclid_20150419_13h00_21.h5	euclid_20150419_00h50_29.h5

TABLE G.2 : *Liste des fichiers utilisés pour l'analyse des impacts de rayons cosmiques sur les détecteurs du modèle de démonstration. Le fichier "euclid_20150418_18h20_40.h5" regroupe l'acquisition simultanée des deux détecteurs.*

G.2 Cartes d'impacts de rayons cosmiques sur les détecteurs H2RG

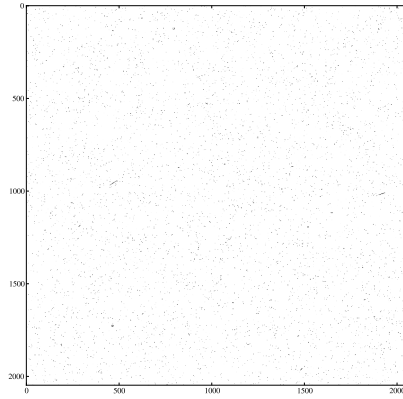


FIGURE G.1 : *Carte d'impacts du rayonnement cosmiques sur le détecteur 17187 (Altair) pendant une exposition de 6,33h.*

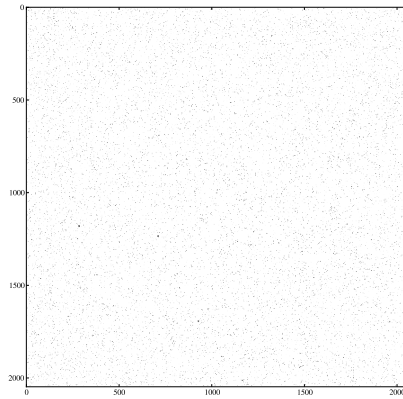


FIGURE G.2 : *Carte d'impacts du rayonnement cosmiques sur le détecteur 17191 (Modèle de démonstration) pendant une exposition de 6,33h.*

G.2. Cartes d'impacts de rayons cosmiques sur les détecteurs H2RG235

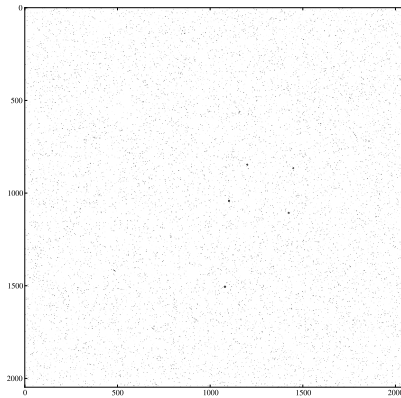


FIGURE G.3 : *Carte d'impacts du rayonnement cosmiques sur le détecteur 17145 (Modèle de démonstration) pendant une exposition de 6,33h.*

Résumé des données de persistance

Nom de fichier	LED [μ A]	% FW 500mV [ssu]	Polarisation [mV]
euclid_20150508_12h06_55	1,0	-	250
euclid_20150507_22h31_50	1,2	-	250
euclid_20150507_11h14_55	1,5	-	250
euclid_20150505_11h37_48	1,5	39,71	500
euclid_20150509_11h11_38	1,8	-	250
euclid_20150504_17h53_34	1,9	66,63	500
euclid_20150503_19h33_21	2,0	74,62	500
euclid_20150506_22h47_57	2,0	-	250
euclid_20150502_22h54_15	2,1	82,86	500
euclid_20150501_07h27_55	2,3	101,47	500
euclid_20150514_08h52_15	2,3	-	250
euclid_20150430_13h55_19	2,4	111,70	500
euclid_20150512_13h54_39	2,4	-	250
euclid_20150511_22h31_54	2,45	-	250
euclid_20150506_09h37_05	2,5	-	250
euclid_20150428_21h45_57	2,55	128,33	500
euclid_20150511_10h40_08	2,6	-	250
euclid_20150419_16h27_45	2,7	146,11	500
euclid_20150421_18h25_23	2,8	159,06	500
euclid_20150422_08h05_46	2,9	171,26	500
euclid_20150423_14h45_21	3,1	198,85	500
euclid_20150424_08h41_13	3,2	213,81	500
euclid_20150425_11h22_32	3,3	229,09	500
euclid_20150426_16h29_11	4,0	353,92	500
euclid_20150427_08h18_55	5,0	588,18	500
euclid_20150428_08h54_34	6,0	889,73	500
euclid_20150510_12h40_52	6,0	-	250

TABLE H.1 : *Tableau des fichiers acquis pour l'évaluation du signal de persistance.
Configuration : gain 18 dB et polarisation 250/500mV.*

Capacité de puits du détecteur

17187

I.1 Définition de la capacité de puit

Chaque pixel d'un détecteur à semi-conducteur possède ce qu'on appelle une **capacité de puits**, c'est à dire le nombre d'électrons maximum qu'il peut générer, dépendant ainsi de la constitution de cristal et du profil de dopage utilisé. Pour les études du signal de persistance, il est nécessaire de savoir le nombre de charges déjà générée par rapport à la capacité de puits. Pour obtenir cette carte, il faut donc définir un critère à partir duquel un pixel est considéré comme saturé. Ce critère est défini comme celui utilisé pour la sélection des détecteurs, c'est-à-dire à partir de la réponse non-linéaire du détecteur. Quand le signal réel dévie de plus de 5% d'une réponse linéaire, alors on considère que le pixel est saturé.

I.2 La mesure de la capacité de puits

Un des problèmes pour la mesure de la capacité de puits est qu'il faut trouver un compromis entre la polarisation qui définit la valeur de capacité de puits et le gain du PreAmp utilisé pour éviter d'atteindre une saturation du CAN avant le pixel. Par exemple, pour un CAN qui code sur 16 bits, la limite est un codage sur 65535 ADU. Si on veut quantifier une capacité de puits de l'ordre de $65535 e^-$ il faut au minimum que le gain choisit soit de $1 e^-/ADU$.

Dans notre cas, la polarisation choisie est de 500 mV, et un ordre de grandeur de la capacité de puits est entre 100 et 150 ke^- . Si on utilise un gain en configuration 18 dB ($1,44 e^-/ADU$), alors on atteint la saturation du CAN avec 94370 e^- , avant la saturation du détecteur. Ainsi, il faut se placer avec un gain plus bas et on a choisit un gain de 12 dB ($\approx 2,9 e^-/ADU$).

I.3 Résultat

On obtient ainsi une capacité de puits moyenne du détecteur de $100019 \pm 1383e^-$ que l'on peut ensuite utiliser pour notre étude.

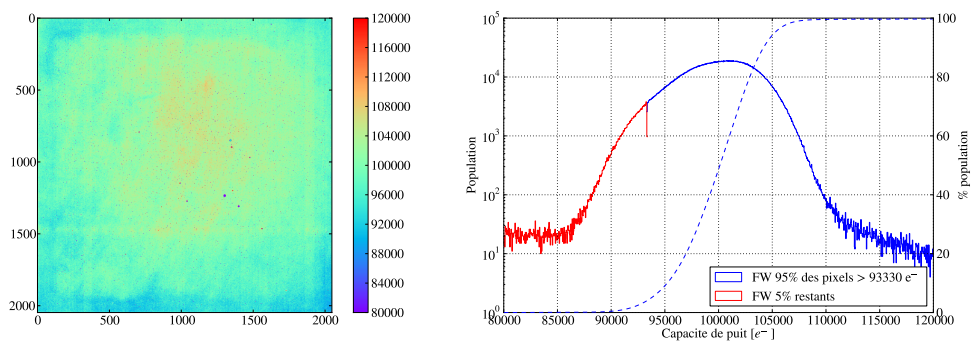


FIGURE I.1 : *Distribution de la capacité de puits sur le détecteur. Mesuré avec un gain à 12 dB et une polarisation à 500 mV.*

Table des figures

1.1	Illustration de l'évolution de l'Univers à partir du Big Bang (Crédits : NASA/WMAP Science Team)	12
1.2	Diagramme de Hubble des supernovæ de SNLS pour deux répartitions de la densité Ω_m de matière et de la densité Ω_Λ d'énergie noire [P. Astier et al. (2006)].	17
1.3	Contours de confiance des paramètres Ω_m et Ω_Λ obtenus avec l'observation de SNIa (bleu), du CMB (Planck+WMAP, en vert) et la combinaison avec les mesures de BAO (en rouge) [Betoule et al. (2014)].	18
1.4	Mesure de la distribution de matière noire issue de la mission HST par la méthode de cisaillement gravitationnel [Massey et al. (2007)].	21
1.5	Fonction de corrélation des galaxies du relevé SDSS, la bosse à $100 h^{-1} \text{Mpc}$ correspond au pic des oscillations acoustiques baryoniques [Eisenstein et al. (2005)].	23
1.6	Erreur sur les paramètres cosmologiques (w_a, w_p) attendus pour Euclid [Laureijs et al. (2011), Planck Collaboration et al. (2014)].	24
1.7	Champs d'observations de la mission Euclid en projection orthogonale. Les zones blanches correspondant aux plan de l'écliptique et au plan galactique.	26
1.8	Schéma de principe des sous-systèmes embarqués dans le PLM – Crédit Airbus Défense et Espace.	27
1.9	Vue 3D de l'instrument VIS avec le plan focal 6×6 CCDs et leur électronique de lecture pour chaque ligne de six détecteurs ("slice") .	29
1.10	Vue 3D de l'instrument NISP avec les sous-systèmes NI-FWA/GWA, NI-DS et NI-CU.	31
1.11	Gauche : NI-FWA/GWA et leur cinq positions. Droite : Profils de transmission des filtres NIR de l'instrument NISP.	31
1.12	Représentation de la séquence d'observation de l'instrument NISP pour un champ de $0,5 \text{ deg}^2$. Les modes spectrométriques (modes 1, 2 et 3) sont en début de chaque cycle et sont ensuite suivis des modes photométriques (modes 4, 5, 6). La période de slew, séparant deux séquences d'observation, correspond à une période où l'instrument sera fermé (mode 7).	33
2.1	Densité de galaxies observables en fonction de la luminosité limite [Pozzetti (2016)].	36
2.2	Exemple d'une observation photométrique suivie d'une observation spectrométrique sans fente avec le grism de l'instrument WFC3-IR de HST, extrait de Weiner (2012)	37
2.3	Histogramme du nombre de galaxies en fonction de leur demi-rayon en arcsecondes pour plusieurs redshifts [Leauthaud et al. (2007)]. . .	39

2.4	Illustration de la superposition de spectres pour deux sources proches (entourées en rouge et vert).	40
2.5	Profils de transmission utilisés en fonction de la longueur d'onde. En vert la transmission du télescope, en bleu l'efficacité quantique du détecteur et en rouge la transmission total avec instrument.	45
2.6	Estimation des bruits impactant la mesure de la raie H α . F_{zod} ayant été obtenu avec la formule de Aldering (2002). Haut : contributions en flux selon la longueur d'onde. Bas : contributions en flux intégré sur une exposition de 560 secondes (spectrométrie).	47
2.7	Haut : Flux limite de référence en fonction de la longueur d'onde pour un SNR de 3,5. Bas : SNR en fonction de la longueur d'onde pour un flux limite de 2×10^{-16} erg/cm ² /s/pix.	48
2.8	Variation du fond de ciel (en $e^-/s/pix$) selon le pointage du télescope en coordonnées galactiques (l,b). Les numéros correspondant aux pointés de références : minimum en (1) $F_{zod} = 0,6 e^-/s/pix$, maximum en (9) $F_{zod} = 1,8 e^-/s/pix$	49
2.9	Haut : Variation du flux limite de détection de la raie H α pour l'instrument NISP. Bas : SNR pour différents flux de fond de ciel en fonction de la longueur d'onde observée.	51
2.10	Variation de la sensibilité du NISP (en haut) et du SNR (en bas) pour différents cas de fenêtre d'extraction (9, 16 et 25 pixels) en fonction de la longueur d'onde observée.	53
2.11	Sensibilité de l'instrument à 1,25 μm en fonction de l'efficacité quantique et du bruit total pour un flux zodiacal médian et $N_{pix} = 16$	55
3.1	Diagramme fonctionnel d'un système de détection (Beletic and Loose (2009)).	61
3.2	Passage d'un électron de la couche de valence d'un atome à la couche de conduction du cristal.	62
3.3	Illustration d'un condensateur plan aux bornes duquel est appliquée une tension V	63
3.4	Schéma de la variation de la ZCE selon la polarisation aux bornes de la jonction PN, dans le cas de deux cristaux dopés P et N avec la même concentration de porteurs vacants.	64
3.5	Représentation du nombre de charges, du champ électrique et de la tension au sein de la jonction PN (de haut en bas) pour plusieurs régimes de fonctionnement : non polarisée, polarisée en inverse, polarisée en inverse avec signal.	65
3.6	Représentation de l'évolution du signal mesuré à une borne de la jonction P-N en fonction du temps avec arrivée d'un flux de photons constant.	66
3.7	Représentation de la subdivision électrique d'un semi-conducteur monolithe par l'application d'un champ électrique sur chacun des pixels.	67
3.8	Schéma de lecture ligne/colonne d'un détecteur de type CMOS	68

3.9	Architecture d'un APS	69
3.10	Variation de l'énergie de la bande interdite et de la longueur d'onde de coupure d'un détecteur en $Hg_{1-x}Cd_xTe$ en fonction de la fraction x de Cadmium	70
3.11	Architecture hybride d'un détecteur H2RG (adapté de Dressel (2016))	71
3.12	Lecture par voies d'un détecteur H2RG, les flèches en haut représentent les sorties de chacun des 32 canaux, les autres flèches indiquent les directions de lecture possibles (lecture de bas en haut et de gauche à droite pour chaque canal ou inversement).	72
3.13	Représentation de l'ensemble de l'architecture des détecteurs H2RG, repris de Barbier (2015).	74
3.14	Image de la chaîne SCS avec les Sensor Chip Assembly (SCA), Sensor Chip Electronics (SCE) et CFC (circuit souple de liaison)	74
3.15	Illustration du mode de lecture CDS	76
3.16	Illustration du mode de lecture Fowler-M	77
3.17	Gain en bruit attendu théoriquement en utilisant le mode Fowler-M pour moyenner M images en début et fin de rampe.	78
3.18	Illustration du mode de lecture UTR-M	79
3.19	Illustration du mode de lecture MACC[N,M,D]	80
3.20	Effet de la correction des pixels de référence #4 (Soustraction haut-bas, puis gauche-droite) sur la distribution du CDS du détecteur. Haut : Image de la différence de deux images successives sans correction et histogrammes des 32 canaux du détecteurs. Bas : Image de la différence de deux images successives avec correction des pixels de référence et histogrammes des 32 canaux du détecteurs.	81
3.21	Réponse idéale (rouge) et non-linéaire (bleu) avec saturation d'un pixel de détecteur H2RG. En vert est représenté une rampe de ce même pixel mais atteignant la saturation du CAN (faite avec une autre acquisition avec un gain de 21 dB au lieu de 18 dB pour observer la saturation du CAN).	83
3.22	Illustration de l'effet de capacité inter pixel - extrait de Dudik et al. (2012)	84
4.1	Gain en bruit de lecture en utilisant le mode Fowler-M pour moyenner M images en début et fin de rampe. En rouge, les bruits Fowlers obtenus avec une mesure de courant d'obscurité (bruit de Poisson négligeable). En bleu, le bruit Fowler théorique pour un bruit de lecture donné.	90
4.2	Haut : Différence de signal entre images successives non groupées en mode spectrométrie UTR[394]. Bas : Différence de groupes moyennés successifs en mode spectrométrie MACC[15,16,11].	91
4.3	Rapport entre l'erreur statistique et l'erreur de Poisson pour différents flux, sans correction du bruit de lecture en bleu, et avec, en vert. En rouge est représenté le flux minimum à mesurer dans les images science.	94

4.4	$F_{fit} - F_{simulé}$ sur l'ajustement par minimisation du χ^2 sans erreurs de lecture (bleu) sans correction de la vraisemblance (vert) et avec correction de la vraisemblance (rouge)	95
4.5	Distributions du flux, de l'erreur sur le flux et du χ^2 avec des simulations de 10000 tirages pour des flux de 0,35 e^-/s , 0,7 et 2,1 e^-/s	97
4.6	Représentation de l'électronique embarquée (DPU1), la redondance (en magenta) correspond au système de secours en cas de défaut de DPU1 (schéma adapté de Bortoletto (2014)). DPU2 possède la même architecture.	98
4.7	Représentation du traitement des données par l'électronique embarquée (schéma adapté de Bortoletto (2014)).	99
5.1	Diagramme du pré-traitement des données brutes de vol effectué au sol	102
5.2	contributions des 2 composantes du bruit en fonction du flux.	105
5.3	Exemple d'une PTC obtenue à partir d'une simulation avec un gain $G_{conv} = 0,5 e^-/ADU$, un bruit de lecture $\sigma_{lecture} = 10 e^-$ et des flux de 1 à 128 e^-/s	106
5.4	Simulation de l'effet d'IPC sur un détecteur pour des impacts ponctuels	107
5.5	Plan de test pour la caractérisation des SCS Euclid. En orange sont représentées les périodes dédiées à la caractérisation et en vert les périodes de tests et de mises en conditions. Cela représente un total de 24 jours alloués par détecteur.	110
5.6	CAO du cryostat Pégase, avec les principaux sous-systèmes représentés (Plan focal avec deux détecteurs, virole pour le group de pompage, baffle optique et sphère intégrante pour l'illumination, l'écran thermique pour protéger du transfert par rayonnement et la fenêtre d'entrée pour le monochromateur.	111
5.7	Descente à vide de Pégase avec le groupe de pompage Edwards.	112
5.8	Simulation thermiques des températures atteintes sur le support des SCA, des SCE et de l'écran thermique avec un point froid fournissant 80 W de puissance de refroidissement.	113
5.9	Images du plan focal du cryostat Pégase. Gauche : vue du dessus avec le plan focal noirci avec un SCA installé. Droite : vue de côté avec le câble CFC reliant le SCA du plan focal au SCE installé à l'arrière.	113
5.10	Descente en température du cryostat Pégase avec les courbes correspondant au SCA, SCE et la limite haute du cryostat.	114
5.11	Photo de la sphère intégrante utilisée pour les cryostats de caractérisation avec ces trois interfaces.	115
5.12	Schéma des interactions entre les différents éléments du système d'acquisition.	116
5.13	Configuration d'une acquisition constituée d'une succession de séquences.	118
5.14	Images du cryostat Altair et de son plan focal.	119

5.15	Évolution du courant d'obscurité médian en fonction du temps après l'initialisation du détecteur.	120
5.16	Évolution du courant d'obscurité en fonction du temps après l'initialisation du détecteur, de gauche à droite après 0,4, 2,7 et 7,5 h.	121
5.17	Carte de courant d'obscurité à $T_{SCA} = 100$ K du détecteur 17187 et son histogramme.	121
5.18	Schéma de mise à la masse du banc de test.	122
5.19	Densité spectrale de puissance obtenue à partir du détecteur 17187 avec et sans correction des pixels de référence.	123
5.20	Variation du bruit CDS du détecteur en fonction du choix de VRef-Main, ainsi que la valeur moyenne de l'image obtenue.	124
5.21	Cartes et distributions de bruits pour les deux modes spectrométrie -MACC[15,16,11]- et photométrie -MACC[4,16,7]- pour le détecteur 17187.	125
5.22	Carte du gain de conversion total du détecteur	126
6.1	Contributions au spectre des rayons cosmiques primaires, extrait du Particle Data Group [Beringer et al. (2012)].	133
6.2	Distribution en énergie du flux de particules ionisantes typique du point L2 passant au travers d'un blindage de différentes épaisseurs en aluminium dans le cas d'un maximum d'activité solaire (rouge) et minimum (bleu) [Ealet et al. (2013)].	134
6.3	Schéma des interactions d'un photon et d'un cosmique (droite) avec un pixel du détecteur	135
6.4	Image simulée d'un détecteur H2RG en fin d'acquisition de type spectrométrie (560 secondes).	136
6.5	Distribution de l'énergie déposée sur le détecteur par les cosmiques en électrons pendant une acquisition de type spectrométrie.	137
6.6	Estimations du nombres de tâches solaires des cycles solaires des 50 dernières années, avec les prédictions des cycles 24 et 25 [Hathaway and Dikpati (2006)].	138
6.7	Simulations Monte-Carlo d'une rampe (ligne bleue), et de son MACC (croix rouges) photométrique (à gauche), et spectrométrique (à droite), affectés par l'impact d'un cosmique déposant l'équivalent de 1000 ADU dans un pixel avec un bruit de lecture de $10 e^-$ et soumis à un éclairage continu équivalent à un flux de photons de $0,1 e^-/s$	139
6.8	Résultats de simulations Monté-Carlo de 10000 MACC spectrométrique sans rayons cosmiques en bleu, et avec des cosmiques déposant dans la couche sensible $50 e^-$ (vert), $100 e^-$ (rouge) et $200 e^-$ (cyan). Haut : Distribution du flux de photons. Bas : χ^2_{Euclid} associé au calcul du flux de photons.	140
6.9	Évolution de l'erreur systématique engendrée par la présence d'un cosmique dans la rampe pendant une acquisition de type spectrométrie MACC[15,16,11] pour différents flux de signal.	141

6.10	Distribution de la valeur p_v pour 10000 rampes en utilisant le χ^2_{Euclid} sans impacts de cosmiques dans les rampes.	142
6.11	Haut : Simulation d'une rampe avec les groupes moyennés. Milieu : Différence de groupes. Bas : Différence de différence de groupes. . .	144
6.12	Distributions du flux ajusté (gauche) du χ^2 (milieu) et de la valeur p_v (droite) pour 10000 tirages. Haut : sans cosmiques. Milieu : Avec cosmiques de 100 e ⁻ . Bas : après correction du cosmique de 100 e ⁻ . . .	146
6.13	Efficacité de détection de rayons cosmiques induisant des sauts de signal de 0 à 200 e ⁻ avec un mode d'acquisition type spectrométrie MACC[15,16,11]	147
6.14	Évolution de l'efficacité de détection selon la position de l'impact du cosmique dans la rampe avec un flux de 0,05 e ⁻ /s. Avec des cosmiques de 25, 50 et 100 électrons, respectivement en bleu, vert et rouge. . .	148
6.15	Évolution de l'erreur systématique engendrée par la présence d'un cosmique dans la rampe pendant une acquisition de type spectrométrie MACC[15,16,11].	149
6.16	Représentation du flux (haut) du χ^2 (milieu) et de la p_v associée (bas) de pixels détectés comme ayant été touchés par des impacts de cosmiques sur le détecteur 17187. Gauche : avant correction, droite : après correction.	151
6.17	Spectre de l'énergie déposée par des rayonnements ionisants interagissant avec le détecteur installé sur le banc de tests Altair.	152
6.18	Traces imprimées par l'impact d'un cosmique sur plusieurs pixels du détecteur 17187	153
6.19	Gauche : Photo du NI-CSS avec les deux détecteurs, les deux multiplexeurs (coin en haut à gauche) et les douze modèles thermiques. Droite : Photo du NI-DS intégré au LAM	153
6.20	Evolution du signal de quatre pixels détectés par l'algorithme avec des coupures sur l'énergie des cosmiques à 10000 ADU (Haut), 1000 ADU (Milieu) et 100 ADU (Bas). Les légendes correspondent aux nombre d'ADU retrouvé par l'algorithme.	154
6.21	Spectre de l'énergie déposée par des rayonnements ionisants interagissant avec les détecteurs utilisés lors des tests du modèle de démonstration en avril 2015. Haut : Détecteur 17191. Bas : Détecteur 17245.	155
6.22	Effet de "boule de neige" engendrées par le dépôt d'énergie d'une particule chargée sur plusieurs pixels des détecteurs du DM	156
6.23	Évolution du signal des pixels voisins lors de l'effet "boule de neige"	156
7.1	Schéma illustrant l'effet de persistance	161
7.2	Nombre d'étoiles attendues dans un champ observé par Euclid (à latitude galactique de 30 degrés en bleu et 90 degrés en vert) et nombre de galaxies dans le champ d'observation d'après le catalogue COSMOS. Haut : En magnitude J. Bas : en magnitude H.	162

7.3	Représentation schématique de la réponse idéale d'un pixel du détecteur et de la réponse avec persistance pour les trois séquences d'acquisitions.	165
7.4	Variations du courant d'obscurité médian sur l'ensemble des premières séquences de mesure du courant d'obscurité de référence.	166
7.5	Profil d'illumination incident au détecteur 17187 pour un flux moyen de $154 \text{ e}^-/\text{s}$. La tâche dans la partie haute du détecteur correspondant à une zone avec un gain plus élevé.	167
7.6	Variation du flux reçu par le détecteur 17187 en fonction du courant délivré à la LED Hamamatsu 10823. Le niveau de référence du flux permettant d'atteindre la capacité de puit du détecteur à 500 mV est représentée en ligne noire en pointillés.	168
7.7	Rampe des données brutes de signal du mode MACC[20,700,500] de la troisième séquence pour une faible illumination (environ $200 \text{ e}^-/\text{s}$ en vert) et une forte illumination (environ $800 \text{ e}^-/\text{s}$ en bleu) précédente, comparée à la rampe de référence ($0,05 \text{ e}^-/\text{s}$ en rouge).	169
7.8	Évolution du signal pendant les 70 secondes suivant une illumination.	170
7.9	Carte du signal 70 secondes après illumination. Gauche : pour une illumination de $154 \text{ e}^-/\text{s}$. Droite : pour une illumination de $1050 \text{ e}^-/\text{s}$	170
7.10	Évolution du signal intégré de l'ensemble du détecteur 70 secondes après illumination. La ligne noire en pointillés représentant l'estimation du niveau de saturation du détecteur (voir Annexe I)	171
7.11	Évolution du signal moyen intégré 70 secondes après une illumination pour une polarisation à 250 mV (rouge) et 500 mV (bleu)	172
7.12	Haut : Signal de persistance du premier groupe d'image de la troisième séquence pour deux fichiers avec des illuminations précédentes de $154 \text{ e}^-/\text{s}$ et $1050 \text{ e}^-/\text{s}$. Bas : Variation de la valeur moyenne de la différence entre la première image de la troisième séquence et d'une image acquise 28 (bleu), 70 (rouge), 140 (vert) et 560 (magenta) secondes après en fonction de l'illumination précédente.	173
7.13	Variation de la partie linéaire du flux intégré du signal de persistance en fonction de l'illumination précédente.	174
7.14	Variation du signal (courant d'obscurité+persistance) pour différentes illuminations en fonction du temps.	175
7.15	Représentation de la distribution des différentes populations de pièges dans un pixel, avec en bleu les pièges de volume et en rouge les pièges de surface.	177
7.16	Représentation du phénomène de piégeage dans un pixel d'un détecteur dans le cas d'une illumination qui ne sature pas le détecteur. Gauche : début de la première rampe, milieu : fin de la première rampe, droite : début de la seconde rampe.	178

7.17	Représentation du phénomène de piégeage dans un pixel d'un détecteur dans le cas d'une illumination qui sature le détecteur. Gauche : début de la première rampe, milieu : fin de la première rampe, droite : début de la seconde rampe.	179
7.18	Signal après une illumination de $154 \text{ e}^-/\text{s}$. Haut : Signal intégré $\int_0^t F_{\text{persis}} \times dt$ après illumination. Bas : Flux obtenu F_{persis} à partir du signal brut en effectuant la différence des images successives. . . .	180
7.19	Modélisation de la réponse de persistance d'un pixel avec des modèles à 1, 2 et 3 exponentielles décroissantes pour une illumination précédente de $154 \text{ e}^-/\text{s}$	182
7.20	Modélisation de la réponse de persistance d'un pixel avec des modèles à 2, 3 et 4 exponentielles décroissantes pour une illumination précédente de $1050 \text{ e}^-/\text{s}$	182
7.21	Image du profil d'illumination avec le canal utilisé pour l'ajustement encadré en bleu.	183
7.22	Distributions de l'écart-type et de la moyenne du "pool" ($\sigma_{\text{pool}}, \mu_{\text{pool}}$ pour un ajustement à deux exponentielles décroissantes du signal de persistance après une faible illumination ($<200 \text{ e}^-/\text{s}$).	184
7.23	Distribution des coefficients c_i, τ_i de l'ajustement du signal de persistance avec un modèle en double exponentielle et une illumination précédente de $154 \text{ e}^-/\text{s}$	185
7.24	Distribution des coefficients c_i, τ_i de l'ajustement du signal de persistance avec un modèle en double exponentielle et une illumination précédente de $154 \text{ e}^-/\text{s}$ et nuages de points pour l'étude des corrélations entre les coefficients.	186
7.25	Distributions de l'écart-type et de la moyenne du "pool" ($\sigma_{\text{pool}}, \mu_{\text{pool}}$ pour un ajustement à deux exponentielles décroissantes du signal de persistance après une illumination importante ($>300 \text{ e}^-/\text{s}$).	187
7.26	Distribution des coefficients c_i, τ_i de l'ajustement du signal de persistance avec un modèle en double exponentielle et une illumination précédente de $1050 \text{ e}^-/\text{s}$	189
7.27	Distribution des coefficients c_i, τ_i de l'ajustement du signal de persistance avec un modèle en double exponentielle et une illumination précédente de $1050 \text{ e}^-/\text{s}$ et nuages de points pour l'étude des corrélations entre les coefficients.	191
7.28	Variation du signal en fonction du flux incident obtenus pour trois temps d'intégration après illumination. Haut : Données réelles en traits épais, modèle en traits fin. Bas : Erreur relative du modèle par rapport aux données.	194
7.29	Variation de la proportion de pixels du détecteurs marqués comme ayant un signal de persistance trop élevé.	195
7.30	Diagramme d'une caractérisation possible de l'effet de persistance pour les détecteurs de l'instrument NISP.	196

A.1	Vue 3D de l'instrument NISP et de ses sous-systèmes	214
A.2	Haut : Dessin CAO du NI-DS. Bas : De gauche à droite, plaque NI-P4, support NI-CSS, support NI-SSS.	215
B.1	Diagramme simplifié de la simulation E2E pour la mission Euclid. . .	218
B.2	Simulation d'un champ de $0,5 \text{ deg}^2$ (unités de la barre?) avec contamination des raies $H\alpha$	219
B.3	Impact de la superposition des spectres au niveau du rapport signal sur bruit de la raie $H\alpha$	219
D.1	Distribution de la valeur P pour 10000 tirages en utilisant deux χ^2 sans corrélation entre différences de groupes.	224
E.1	Diagramme de l'implémentation du logiciel VISANA et ses produits.	226
E.2	Interface graphique du logiciel de visualisation de données. A gauche la gestion des fichiers (ouverture/fermeture/sélection), au milieu la visualisation d'images et de résultats d'analyse et à droite les outils d'analyse.	227
F.1	Diagramme de l'implémentation possible du programme H2H5ST et ses produits.	230
G.1	Carte d'impacts du rayonnement cosmiques sur le détecteur 17187 (Altair) pendant une exposition de 6,33h.	232
G.2	Carte d'impacts du rayonnement cosmiques sur le détecteur 17191 (Modèle de démonstration) pendant une exposition de 6,33h.	232
G.3	Carte d'impacts du rayonnement cosmiques sur le détecteur 17145 (Modèle de démonstration) pendant une exposition de 6,33h.	233
I.1	Distribution de la capacité de puits sur le détecteur. Mesuré avec un gain à 12 dB et une polarisation à 500 mV.	238

Liste des tableaux

1.1	Résumé des valeurs des paramètres cosmologiques actuels du modèle Λ CDM [Betoule et al. (2014)].	17
1.2	Table des contraintes actuelles sur les paramètres permettant d'expliquer l'accélération de l'expansion. Résultats issus de : Rapetti et al. (2010), Komatsu et al. (2011), Suzuki et al. (2011).	19
1.3	Table des spécifications scientifiques pour le cisaillement gravitationnel et les oscillations acoustiques baryoniques pour la mission Euclid.	24
1.4	Table des précisions attendues sur les paramètres de l'énergie noire avec Euclid et la comparaison avec les mesures actuelles [Laureijs et al. (2011)].	25
1.5	Table des performances instrumentales de l'instrument NISP d'Euclid.	28
1.6	Table des performances instrumentales du satellite Euclid.	30
2.1	Résumé des spécifications en spectrométrie pour l'instrument NISP pour une source de 1 arcsec.	40
2.2	Implémentation de l'optique de l'instrument NISP en mode spectrométrie lors d'un cycle d'observation à partir des spécifications définies précédemment.	44
3.1	Table répertoriant l'énergie à fournir pour passer la bande interdite et la longueur d'onde de coupure associée (d'après Beletic and Loose (2009))	62
3.2	Table des options de configurations disponibles avec l'ASIC développé par TIS	73
4.1	Critères pour la sélection des détecteurs Euclid par la NASA	88
4.2	Temps alloués pour chacune des étapes de fonctionnement du NISP en mode science.	89
4.3	Modes de lecture adoptés pour chacun des modes photo/spectro de l'instrument NISP.	91
5.1	Résumé des besoins pour la caractérisation et des besoins instrumentaux nécessaires.	109
5.2	Résumé des performances atteintes avec le cryostat Pégase.	115
5.3	Valeurs du courant d'obscurité médian, l'erreur associée et le 95 percentile en e^-/s	121
5.4	Valeurs du bruit médian, et le 95 pourcentile en e^-	126
5.5	Synthèse des résultats de la caractérisation du détecteur 17187	127
6.1	Table des paramètres utilisés pour la simulation avec RadSim	135

6.2	Table répertoriant le nombre de pixels impactés par x particules pendant une exposition de 560 secondes.	136
6.3	Pureté de l'échantillon obtenu avec une simulation de 10000 tirages sans impacts de cosmiques.	147
6.4	Configuration pour l'acquisition et l'analyse des données sur les bancs de tests.	150
6.5	Statistiques des pixels et impacts de cosmiques détectés avec l'algorithme sur les deux détecteurs installés sur le modèle de démonstration du NI-DS ainsi que sur le détecteur 17187 installé sur le cryostat de tests Altair.	157
7.1	Résumé des spécifications de sélection des détecteurs pour le critère de persistance.	163
7.2	Table de la configuration utilisée pour les mesures de persistance avec le détecteur 17187.	164
7.3	Récapitulatif des séquences d'observation des données de persistance.	165
7.4	Approximation du signal de persistance en pourcentage de l'illumination précédente dans le cas où le détecteur n'est pas saturé	174
7.5	Table résumant la valeur médiane des paramètres c_i et τ_i obtenus par l'ajustement en double exponentielle.	184
7.6	Table résumant la valeur médiane des paramètres c_i et τ_i obtenus par l'ajustement en quadruple exponentielle.	187
7.7	Table résumant la valeur médiane des paramètres c_i et τ_i obtenus par l'ajustement.	192
E.1	Formats de fichiers utilisés	225
G.1	Liste des fichiers utilisés pour l'analyse des impacts de rayons cosmiques sur le détecteur 17187 intégré sur le banc de tests du CPPM.	231
G.2	Liste des fichiers utilisés pour l'analyse des impacts de rayons cosmiques sur les détecteurs du modèle de démonstration. Le fichier " <i>euclid_20150418_18h20_40.h5</i> " regroupe l'acquisition simultanée des deux détecteurs.	231
H.1	Tableau des fichiers acquis pour l'évaluation du signal de persistance. Configuration : gain 18 dB et polarisation 250/500mV.	235

