



HAL
open science

D'EUSO-Balloon à EUSO-SPB : intégration, tests et résultats

Simon Bacholle

► **To cite this version:**

Simon Bacholle. D'EUSO-Balloon à EUSO-SPB : intégration, tests et résultats. Physique [physics]. Université Sorbonne Paris Cité, 2016. Français. NNT : 2016USPCC315 . tel-02069444v2

HAL Id: tel-02069444

<https://theses.hal.science/tel-02069444v2>

Submitted on 16 Mar 2019

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

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



Université Paris Diderot - Sorbonne Paris Cité

École doctorale 560: Sciences de la Terre et de l'Environnement et Physique de l'Univers de Paris

Thèse de Doctorat d'Astrophysique

D'EUSO-Balloon à EUSO-SPB : intégration, tests et résultats

Par

Simon BACHOLLE

Pour l'obtention du titre de

Docteur de l'Université Paris Diderot – Sorbonne Paris Cité

Thèse dirigée par Etienne Parizot

au laboratoire AstroParticule et Cosmologie (APC)

présentée et soutenue publiquement à Paris le 18 octobre 2016 devant le jury composé de :

Président :	Pr Antoine Kouchner	APC - CNRS
Directeur :	Pr Etienne Parizot	APC - Paris Diderot
Rapporteurs :	Dr Piera Ghia	IPN Orsay
	Dr David Smith	CENBG
Examineurs :	Pr Christer Fuglesang	Royal Institute of Technology Stockholm
	Dr Alexandre Creusot	APC – Paris Diderot
	Dr Philippe Gorodezky	APC – Paris Diderot

Résumé

JEM-EUSO est un projet de télescope spatiale dédié à la détection des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie (RCUHE) (d'énergie supérieure à 3×10^{19} eV) par l'observation de l'émission de lumière ultra-violette produite par les gerbes atmosphériques issues de l'interaction entre le rayon cosmique et l'atmosphère terrestre. Dans le cadre de ma thèse, j'ai travaillé sur le premier démonstrateur du projet, EUSO-Balloon, une version réduite de l'instrument prévu pour JEM-EUSO et porté par un ballon stratosphérique.

J'ai participé à l'étalonnage de la surface focale du ballon, composée de 36 photomultiplicateurs multi-anodes (MAPMT), ainsi qu'à l'intégration de l'électronique de lecture et l'assemblage et les tests de l'instrument complet. J'ai pris part à la campagne de vol qui s'est déroulée à Timmins, au Canada, pour un vol la nuit du 24 août 2014. Pendant le vol, l'instrument a pu observer le flux lumineux en ultra-violet réfléchi par le sol, ainsi que des impulsions laser tirées à partir d'un hélicoptère volant sous l'instrument pendant une partie de la mission, simulant le signal émis par une gerbe atmosphérique.

Après le premier vol d'EUSO-Balloon, un second vol est prévu au printemps 2017. Ce vol est prévu pour durer plusieurs semaines, et a pour objectif principal l'observation de RCUHE. Pour préparer ce vol, et à la suite des retours de la première mission, j'ai participé à plusieurs campagnes de tests afin d'améliorer certains aspects technologiques de l'instrument. J'ai également mené des simulations afin d'estimer le nombre d'UHECR que l'instrument peut détecter pendant un vol de plusieurs semaines.

Abstract

JEM-EUSO is a future space UV telescope dedicated to the observation of Ultra-High Energy Cosmic Rays (UHECR, E over 3×10^{19} eV), through the detection of the UV light emitted by Extensive Air Showers (EAS) produced by the interaction between the UHECR and the Earth atmosphere. The work done during my PhD was focused on EUSO-Balloon, a smaller scale balloon borne prototype of JEM-EUSO with a complete detection chain and Fresnel optics.

During my PhD, I took part in the calibration of the focal surface, made up of 36 multi-anode photomultipliers as well as the integration and full scale tests of the read-out electronics and the whole instrument. I took part of the flight campaign in Timmins, Canada with a flight on the 24th of August 2014. During the flight, the instrument was able to observe the UV light reflected by the ground as well as laser pulses shot from an helicopter flying under the balloon during the first part of the flight to simulate EAS signal as seen from the instrument.

After the first flight of EUSO-Balloon, a second flight of several weeks is planned for spring 2017, with the goal of observing real UHECR events from above. I took part of several test campaigns to improve the performances of the instrument for the second flight. Finally, I estimated the number of events the instrument could be able to detect during a several-week flight with the help of a numerical simulation of a balloon flight considering EAS and instrument parameters.

Table des matières

1	Les Rayons Cosmiques à Ultra-Haute-Énergie	3
1.1	Découverte des rayons cosmiques	3
1.2	Phénoménologie des rayons cosmiques	5
1.2.1	Le spectre en énergie	5
1.2.2	Composition des rayons cosmiques	5
1.3	Propagation des RCUHE	7
1.3.1	L'effet GZK	9
1.3.2	Influence du champ magnétique	10
1.4	Origine des Rayons Cosmiques	11
1.4.1	Mécanismes d'accélération	11
1.4.2	Sources des RCUHE	12
1.5	Observation des rayons cosmiques d'ultra haute énergie	12
1.5.1	Gerbes atmosphériques	14
1.5.2	Les principaux observatoires de RCUHE	17
1.6	Vers une nouvelle génération de détecteurs	19
2	La mission JEM-EUSO et ses prototypes	23
2.1	Objectifs scientifiques	24
2.2	L'instrument	26
2.2.1	Le sous-système optique	26
2.2.2	La surface focale	27
2.2.3	Le système de surveillance atmosphérique et de calibration en vol	29
2.3	Principe d'observation et performances attendues	32
2.3.1	Mode d'observation	32
2.3.2	Méthode de déclenchement	34
2.3.3	Performances de JEM-EUSO	35
2.4	Démonstrateurs de la mission JEM-EUSO	36
3	EUSO-Balloon	39
3.1	Description de la mission	39
3.2	Sous-systèmes d'EUSO-Balloon	41
3.2.1	Structure mécanique	41
3.2.2	Le module optique	43
3.2.3	Le module de Data Processing	43
3.2.4	Le Module de Photodétection (PDM)	45
3.2.5	HVPS	47
3.2.6	Caméra infrarouge	47
3.3	SPACIROC	48

3.3.1	Le comptage de photons	48
3.3.2	Le KI	50
3.4	Les vols en ballon stratosphérique	50
3.4.1	Les ballons stratosphériques ouvert	51
3.4.2	Les ballons pressurisés	51
4	Assemblage, Intégration et Test du PDM d'EUSO-Balloon	53
4.1	Les photomultiplicateurs	53
4.1.1	Principe de fonctionnement	53
4.2	Procédure de la calibration des MAPMT	55
4.2.1	Source de lumière	56
4.2.2	Mesure de p.e. unique	57
4.2.3	Intégration à l'APC	60
4.3	Égalisation des gains	63
4.3.1	Principe de l'analyse des PMTs	63
4.3.2	Égalisation des gains	66
4.4	Intégration et validation d'EUSO-Balloon	67
4.4.1	Cartographie de la surface focale	67
4.4.2	Intégration de la gondole	70
4.4.3	Tests thermiques et à basse pression du PDM et du DP	72
4.5	Mesure de l'efficacité de la surface focale	74
4.5.1	Mesure des pixels absolue	75
4.5.2	Efficacité relative	79
4.5.3	Mesure de calibration avant et après vol	81
4.6	Résultats de la calibration	82
5	Vol d'EUSO-Balloon	91
5.1	Vérification de la chaîne électronique	91
5.2	Vol d'EUSO-Balloon	94
5.2.1	Lancement de l'instrument	94
5.3	Résultats scientifiques de la mission d'EUSO-balloon	99
5.3.1	Émission UV détectée par EUSO-Balloon	99
5.3.2	Détection et reconstruction des tirs laser	100
5.4	Le compteur Geiger	104
5.5	Retours technologiques du premier vol d'EUSO-Balloon	104
6	Entre deux vols	107
6.1	Campagne de mesure à Turlab	107
6.1.1	Présentation de l'installation	107
6.1.2	Prise de données continue	109
6.1.3	Test du trigger	111
6.2	Campagne de test avec EUSO-TA	113
6.2.1	Conditions de la prise de données	113
6.2.2	Résultats et conclusions	114
6.3	Caractérisation de l'ASIC SPACIROC 3	114
6.3.1	L'ASIC SPACIROC 3	116
6.3.2	Caractérisation du gain des ASIC	117
6.4	Conclusion	120

7	La seconde mission balloon : EUSO-SPB	121
7.1	Profil de vol	123
7.2	Tri des MAPMT et EC	124
7.2.1	Tri des MAPMT	124
7.2.2	EC	126
7.2.3	Activités futures	128
8	Estimation du nombre de gerbes de rayons cosmiques détectables par EUSO-SPB	129
8.1	ESAF	129
8.2	Objectifs de l'étude	131
8.3	Stratégies de la simulation	132
8.4	Résultats	133
8.5	Considérations sur les incertitudes et le bruit de fond simulé	134
8.5.1	Source d'incertitudes	134
8.5.2	Le bruit de fond	136
8.6	Estimation de l'acceptance et du taux d'événements pendant le vol	136
8.7	Conclusion	143
A	Tri des MAPMT	147
A.1	Critères de tri	147
A.2	Procédure du tri	147
B	Moyens d'évaluation du bruit de fond	157
B.1	Incertitudes sur la surface observée par EUSO-Balloon	157
B.1.1	Aspects instrumentaux	157
B.1.2	Attitude de l'instrument	158
B.2	Incertitudes sur la mesure du flux UV	159

Table des figures

1.1	Photo de Victor Hess au départ d'un vol ballon en 1911	4
1.2	Spectre en énergie des rayons cosmiques	6
1.3	Agrandissement du spectre des rayons cosmiques	7
1.4	Abondance des noyaux atomiques	8
1.5	Composition des RCUHE	8
1.6	Fraction des rayons cosmiques à une distance D de leur source	10
1.7	Trajectoire de protons à différentes énergies	11
1.8	Diagramme de Hillas	13
1.9	Schéma représentant le développement d'une gerbe atmosphérique. [CERN]	15
1.10	Schéma représentant la détection d'une gerbe par stéréoscopie	17
1.11	Photos représentant une des stations de télescopes à fluorescence et un détecteur de surface	18
1.12	Photo et schéma d'une cuve à Tcherenkov de l'observatoire d'Auger.	19
1.13	Schéma d'un des télescopes de fluorescence de l'observatoire Pierre Auger .	20
1.14	Représentation de l'observatoire Pierre Auger et Telescope Array	20
1.15	Spectres de Auger et de TA	21
2.1	Principe de la mission JEM-EUSO	24
2.2	Vue d'artiste des différents TLE	26
2.3	Structure de la surface focale de JEM-EUSO	27
2.4	Transmittance des filtres BG3	28
2.5	Schéma décrivant le fonctionnement des commutateurs des hautes tensions	30
2.6	Schéma représentant le principe de fonctionnement du GLS et spectre de fluorescence de l'azote	31
2.7	Simulation de gerbes vues par JEM-EUSO	33
2.8	Surface observée par JEM-EUSO avec différents angles d'inclinaison	33
2.9	Ouverture géométrique de JEM-EUSO	36
2.10	Exposition annuelle de JEM-EUSO	37
3.1	Courbes de Paschen	40
3.2	Modèle 3D de la nacelle d'EUSO-Balloon	42
3.3	Schéma bloc de l'instrument EUSO-Balloon	42
3.4	A gauche : schéma de l'EC-unit. A droite : photomultiplicateur	46
3.5	Cartes EC-ASIC	47
3.6	Carte PDM	48
3.7	Architecture de l'ASIC	49
3.8	Schéma représentant les trois voies du bloc de comptage de photons	50
3.9	Chaîne de vol d'un BSO	51
4.1	Schéma d'un PMT en configuration "Head-on"	55

4.2	Image montrant différents cas d'illumination d'un PMT	57
4.3	Exemple de spectre de charge à la sortie d'une anode	58
4.4	Schémas illustrant l'échange radiatif entre deux éléments de surface	59
4.5	Schéma montrant une sphère intégrante illuminant une surface plane	61
4.6	Graphe représentant l'uniformité de l'irradiance	61
4.7	Schéma du montage utilisé pour l'égalisation des gains	64
4.8	Montage de l'égalisation des gains	65
4.9	S-curves avant et après égalisation	68
4.10	S-curves et cartes d'efficacité avant et après égalisation des gains	69
4.11	deux S-curves d'un même PMT, avant et après égalisation des gains	69
4.12	Masque utilisé afin de vérifier le routage des pixels (à gauche) et résultats de l'illumination du masque sur LabView (à droite).	70
4.13	Ajustement de la PSF par une fonction gaussienne pour obtenir sa largeur à mi-hauteur. Cette mesure a été réalisée à une longueur d'onde de 375 nm et un angle de 45°. Tiré de [14]	71
4.14	Taille de la tache lumineuse en fonction de la position du PDM le long de l'axe optique, pour trois longueurs d'onde. La position va dans le sens croissant en s'éloignant du système optique. La position optimale a été choisie à 438 mm. Tiré de [14]	71
4.15	coupe du spot lumineux (en bleu) et énergie encerclée (en rouge) mesurée pendant la campagne de 2014. L'angle d'incidence est de 3.5° et la longueur d'onde est de 390 nm. Tiré de [14]	72
4.16	Illustration de la calibration absolue d'un pixel	76
4.17	schéma de l'illumination des pixels. Le spot lumineux, plus petit qu'un pixel, éclaire ici plusieurs pixels.	77
4.18	S-curves des 64 voies d'un ASIC	80
4.19	non uniformité de l'illumination du PDM à 35 cm de distance avec la sphère intégrante.	81
4.20	Carte d'efficacité (en pourcent) de la surface focale avant le vol (gauche) et histogramme représentant le nombre de pixel possédant une efficacité donnée. Uniquement les pixels jugés suffisamment bons sont représentés	83
4.21	Carte d'efficacité de détection du PDM	84
4.22	Incertitude sur la mesure de l'efficacité des pixels	85
4.23	Rapport des gain set des efficacités	86
4.24	Carte d'efficacité de la surface focale à 1100V. À comparer avec la figure 4.21	87
4.25	Carte d'efficacité finale de la surface focale d'EUSO-Balloon à 950 V	88
4.26	Carte des incertitudes sur l'efficacité de la surface focale d'EUSO-Balloon à 950 V	89
5.1	Carte du Canada avec la ville de Timmins d'où est parti EUSO-Balloon	92
5.2	Les différents systèmes de l'électronique d'EUSO-Balloon sur la plaque de support	92
5.3	Moyenne du taux de comptage pour chaque pixel de la surface focale	93
5.4	Moyenne du taux de comptage pour chaque pixel de la surface focale avec HT	94
5.5	Moyenne du taux de comptage pour chaque pixel de la surface focale avec lumière	95
5.6	Photos de l'intégration de la nacelle	95

5.7	Photos du ballon sur l'air de lancement	96
5.8	Trajectoire et altitude d'EUSO-Balloon pendant le vol	97
5.9	Évolution de la quantité de données prises pendant le vol	97
5.10	Image prise alors que EUSO-Balloon survolait la ville de Timmins. On peut voir le signal provoqué par les lumières de la ville dans le coin inférieur droit.	98
5.11	Profil temporel de l'intensité lumineuse détectée par le PDM pendant le vol	100
5.12	Carte d'intensité du fond UV mesuré par le PDM	101
5.13	Carte d'intensité en infrarouge, enregistré par la caméra IR	101
5.14	Profil temporel d'intensité du signal mesuré par la caméra infrarouge et le PDM d'EUSO-Balloon	101
5.15	Tirs du laser sous le ballon	102
5.16	Schéma illustrant la reconstruction de la direction de la trace laser tirée depuis l'hélicoptère sous le ballon	103
5.17	Reconstruction de l'angle zénithal des tirs lasers	103
5.18	Données du compteur Geiger installé sur la nacelle du ballon pendant le vol d'EUSO-Balloon.	104
6.1	Photographie du réservoir rotatif de TurLab	108
6.2	Maquette à l'échelle de la ville de Turin, avec les illuminations représentées par des LED	109
6.3	Schéma des sources dans le réservoir de TurLab	110
6.4	Profil de lumière enregistré par le PDM pendant une rotation entière du réservoir avec les différentes sources.	110
6.5	image prise par le PDM de la maquette de Turin	112
6.6	EUSO-TA devant un des télescope à fluorescence de Telescope Array.	113
6.7	Traces de lasers à plusieurs angles	115
6.8	reconstruction de la direction des traces lasers	115
6.9	L'architecture générale de l'ASIC SPACIROC 3.	117
6.10	Mesures de la linéarité du DAC des ASIC après modification. Plus la pente est importante, plus la S-curve va être étendue	118
6.11	S-curves réalisées avec un PMT sur chacun des ASIC modifiées.	118
6.12	Schéma de simulation d'une charge	119
6.13	Schéma et forme de l'impulsion en tension utilisée pour simuler le signal en sortie d'une anode.	119
6.14	Courbes de correspondance DAC-charge	120
7.1	PDM intégré de EUSO-SPB	122
7.2	Schéma de masse du PDM d'EUSO-SPB	123
7.3	Trajectoire du vol de COSI	124
7.4	Carte des vents	125
7.5	Résultats de mesures de MAPMT pour EUSO-SPB et mini-EUSO	127
7.6	Prototype de la nouvelle version de l'EC	128
8.1	Schéma illustrant le fonctionnement des différents blocs d'ESAF	130
8.2	Schéma représentant la méthode de balayage et la convention des axes.	131
8.3	Position des pieds de gerbes	132
8.4	Répartitions des pieds de gerbes en fonction de l'angle azimutal	133
8.5	Acceptances	137
8.6	Gerbe en cas de nuage	139

8.7	Mêmes figures que 8.6, mais cette fois-ci sans nuage.	140
8.8	Spectre en énergie du flux de rayons cosmiques	141
A.1	ajustement de la S-curve et dérivation	148
A.2	S-curves de 4 pixels	149
A.3	Piédestaux des 64 pixels d'un MAPMT. En raison d'un pas de 10 DAC, les premiers maximaux sont situés pour la plupart entre les DAC 930 et 940. Les pics à 960 et au delà correspondent à la fin de la zone de saturation de l'ASIC.	151
A.4	répartitions des gains ($\times 10^6$) de chacun des MAPMT (1/2)	152
A.5	répartition des gains ($\times 10^6$) de chacun des MAPMT (2/2)	153
A.6	répartition des efficacités de chacun des MAPMT (1/2)	154
A.7	répartition des efficacités de chacun des MAPMT (2/2)	155
B.1	Oscillations de la nacelle	158

Chapitre 1

Les Rayons Cosmiques à Ultra-Haute-Énergie

La Terre est baignée d'une mer de particules énergétiques provenant de l'espace. Ces particules appelées rayons cosmiques ont comme origine les processus énergétiques au sein d'objets célestes divers, allant des étoiles aux noyaux actifs de galaxies. Ils sont principalement composés de noyaux d'atomes couvrant une très grande gamme d'énergie allant d'une centaine de MeV à plus de 10^{20} eV. Leur origine n'est pas toujours connu avec certitude, surtout aux plus hautes énergies où les modèles des objets célestes les plus puissants connus ne suffisent pas à expliquer leur production.

1.1 Découverte des rayons cosmiques

L'étude des rayons cosmiques a commencé avec le début de la mesure de la radioactivité naturelle, dans les années 1910s. C'est lors d'expériences ayant pour but de résoudre une énigme sur la mesure de la radioactivité naturelle en altitude qu'ils ont été découverts par Victor Hess.([32]), qu'on peut voir sur la photo 1.1. En effet, les mesures de l'époque semblaient montrer que le niveau de radioactivité naturelle pouvait augmenter avec l'altitude, ce qui était en contradiction avec l'idée que les radiations provenaient essentiellement du sol. À cette époque, l'outil utilisé pour étudier la radioactivité était l'électromètre qui permet de mesurer l'ionisation produite par la radiation. À l'aide de cet appareil, il a été montré que la radioactivité provenait de certaines roches et on a supposé que la source principale se trouvait dans la croûte terrestre. Au cours de mesures réalisées pour confirmer cette hypothèse, des résultats contradictoires ont été obtenus lors d'expériences en montagne ou en ballon, avec parfois une observation de l'augmentation de l'ionisation avec l'altitude, et d'autres fois une diminution.

En 1911, Victor Hess a commencé une série de vols en ballon afin d'étudier la variation de la radioactivité avec l'altitude. Il a pu montrer que le niveau d'ionisation d'abord diminuait avec l'altitude, jusqu'à 1000 ou 2000 m d'altitude, ce qui pouvait être expliqué par l'éloignement du sol, mais qu'ensuite le niveau augmentait à nouveau, jusqu'à une hauteur de 5.3 km, l'altitude maximale à laquelle il a pu monter. Une partie de cette étude a été réalisée pendant une éclipse solaire partielle. N'ayant détecté aucune diminution de l'ionisation pendant l'éclipse, il en a conclu que le Soleil n'était pas la source des radiations. Ces mesures et leurs conclusions ont valu à Victor Hess le prix Nobel de physique en 1936. En hommage à cette découverte, qui a joué le rôle d'élément fondateur de la science des astro-particules, cette expérience a été reproduite pendant le premier vol d'EUSO-Balloon,



FIGURE 1.1 – Photo de Victor Hess au départ d’un vol ballon en 1911

grâce à un compteur geiger attaché à la nacelle de l’instrument (voir chapitre 5).

Diverses expériences ont été menées pendant les décennies qui ont suivi pour mieux comprendre la nature de ce rayonnement et déterminer s’il s’agit de particules ou d’un rayonnement électromagnétique. Il a pu être confirmé que le rayonnement était composé de particules chargées grâce à l’utilisation de chambres à brouillards, inventées par Charles Wilson peu de temps avant, en 1911. Malgré cela, le terme ”rayon cosmique”, introduit par Robert Milikan, partisan de l’origine électromagnétique, est resté.

À la fin des années 1930, Pierre Auger a montré l’existence des gerbes atmosphériques grâce à la mesure en coïncidence de plusieurs événements séparés d’une grande distance, jusqu’à 300 m [52], [7]. Il en a déduit la production des gerbes atmosphériques par interaction entre une particule primaire et la haute atmosphère. Il a pu estimer que l’énergie de la particule primaire pouvait aller jusqu’à 10^{16} eV.

L’observation des gerbes atmosphériques a continué avec l’amélioration des moyens de détection, et l’augmentation de la surface au sol observée. Dans les années 60, des observations ont été menées par John Linsley [43], utilisant un réseau de scintillateurs composé d’une vingtaine de stations réparties sur une surface de rayon de plusieurs kilomètres. Les détecteurs ont pu enregistrer une gerbe atmosphérique provenant d’une particule primaire de 10^{20} eV, une énergie record pour l’époque. C’est ensuite avec l’instrument Fly’s Eye [8] en octobre 1991, utilisant l’observation de la lumière de fluorescence produite par les gerbes, que la particule la plus énergétique jamais observée a été détectée, à 3×10^{20} eV. Ces deux événements introduisent bien les observatoires modernes de rayons cosmiques à ultra-haute énergie utilisant les deux méthodes, réseaux de détecteurs au sol et fluorescence, en mode hybride afin d’augmenter leur capacité à détecter les événements aux plus hautes énergies. Ces observatoires, en particulier Telescope Array et l’Observatoire Pierre Auger, seront décrits plus en détail dans la section 1.5.

1.2 Phénoménologie des rayons cosmiques

1.2.1 Le spectre en énergie

Le flux de rayons cosmiques observé sur Terre est réparti sur une très large gamme d'énergie, allant du GeV à la centaine de EeV, et de flux sur 32 ordres de grandeur, jusqu'aux plus hautes énergies jamais détectées, à plus de 10^{20} eV. Ce sont les rayons cosmiques présents dans ce domaine d'énergie commençant à 10^{19} eV, surnommés les Rayons Cosmiques à Ultra Haute Energie (RCUHE) qui représentent la motivation scientifique de l'étude dont ce manuscrit a fait l'objet. La figure 1.2 présente le spectre en énergie des rayons cosmiques, basé sur les résultats de plusieurs expériences. Le spectre suit approximativement une loi en E^{-3} et contient 3 particularités : deux changements d'indice spectral, le "genou" à 3×10^{15} eV, et la "cheville" à environ 3×10^{18} eV, et une baisse soudaine du flux vers 10^{20} eV. Ces caractéristiques sont mises en valeur figure 1.3, qui présente un agrandissement du spectre redressé.

La raison de ces ruptures de pente n'est pas connue avec précision. L'hypothèse la plus vraisemblable est qu'elles sont dues à l'effet combiné d'un changement de composition et un changement d'origine. A basse énergie, le flux provient principalement de sources galactiques. Le Soleil par exemple produit un flux d'ions et de protons allant de la dizaine de KeV au GeV. L'origine des rayons cosmique peut être raisonnablement située dans la galaxie jusqu'à des énergies de l'ordre de 10^{17} - 10^{18} eV. Au delà, les rayons cosmiques doivent provenir de sources extragalactiques. En effet, le rayon de Larmor, qui représente le rayon de l'orbite circulaire d'une particule chargée dans un champ magnétique uniforme perpendiculaire à sa trajectoire, est défini ainsi :

$$r_{\text{Larmor}} = \frac{E}{ZeB} \quad (1.1)$$

Qu'on peut exprimer ainsi :

$$R_{\text{Larmor}} \approx \frac{110\text{kpc}}{Z} \left(\frac{\mu\text{G}}{B} \right) \left(\frac{E}{10^{20}\text{eV}} \right) \quad (1.2)$$

Pour un proton de 10^{20} eV, un champ magnétique galactique de $3 \mu\text{G}$, on a donc un rayon de Larmor d'environ 30 kpc, soit approximativement la taille de la Voie Lactée. Une telle particule s'échapperait donc de la galaxie. C'est pourquoi la cheville, située à environ 3×10^{18} eV peut être interprétée comme étant le résultat d'une transition galactique-extragalactique. La baisse abrupte du flux au delà de quelques dizaines de EeV est associée à la limite théorique GZK, expliquée par l'interaction des rayons cosmiques avec les photons du CMB (voir section 1.3.1).

1.2.2 Composition des rayons cosmiques

En plus du spectre, une autre propriété pouvant nous informer sur la physique des rayons cosmiques est leur composition nucléaire. Celle-ci peut être directement mesurée jusqu'à environ 100 TeV, et est donc bien connue dans cette gamme d'énergie. La figure 1.4 montre la composition des rayons cosmiques comparée avec l'abondance moyenne des éléments dans le système solaire. La présence supérieure de plusieurs ordres de grandeurs de certains éléments, comme le lithium, le béryllium ou le bore, vient des rayons cosmiques secondaires. Les particules primaires sont celles directement créées à la source, et sont présentes dans des proportions similaires à celles du système solaire. Cependant, les rayons

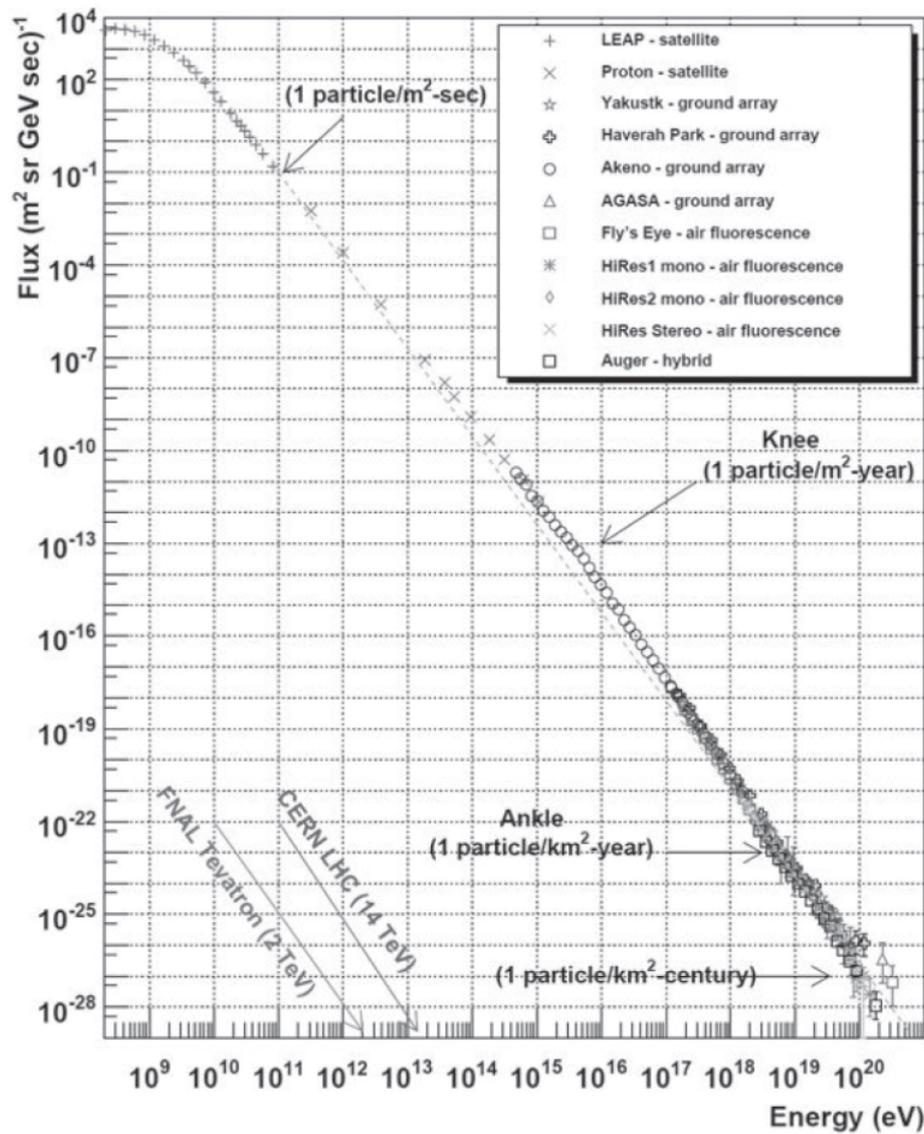


FIGURE 1.2 – Le spectre en énergie des rayons cosmiques. Les données proviennent de nombreuses expériences réparties sur plusieurs décennies et combinant plusieurs moyens d’observations, allant de la détection direct à basse énergie à l’observation des gerbes atmosphériques à partir de $\sim 5 \times 10^{14}$ eV. Extrait de [46]

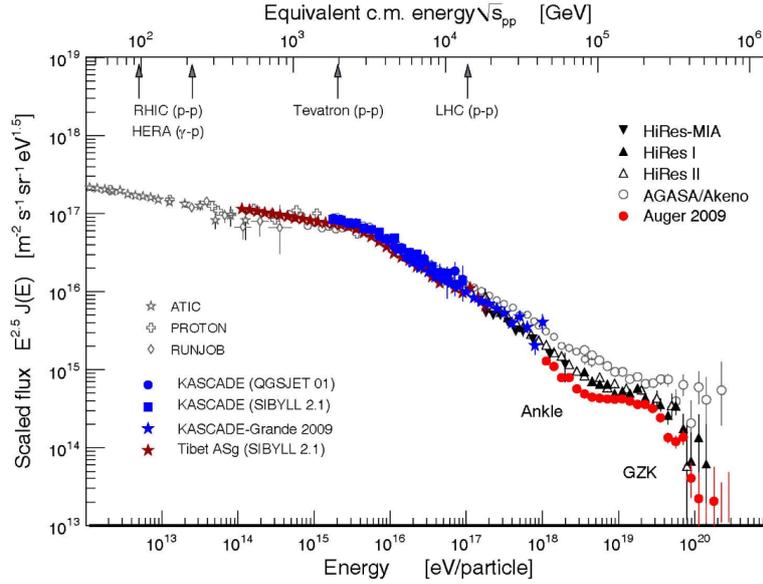


FIGURE 1.3 – Agrandissement du spectre des rayons cosmique redressé afin de mettre en évidence le "genou" vers 2×10^{15} eV et la "cheville" vers 3×10^{18} eV. Tiré de [45].

cosmiques primaires subissent différents processus de spallation, pendant leur propagation dans le milieu interstellaire, ce qui provoque la production de rayons cosmiques secondaires et augmente la présence de ces éléments dans le flux de rayons cosmiques.

Si la composition des rayons cosmiques détectés directement est connue, la composition du flux à plus haute énergie, observée par l'intermédiaire des gerbes atmosphériques, reste moins contrainte. Il a été montré que le changement d'indice du spectre au niveau du genou est associé au passage d'une composition légère, dominée par les protons et l'hélium, vers une composition lourde [72]. Cette observation pourrait être associée avec l'hypothèse de la fin d'une classe de sources galactiques à ces énergies, sachant que l'énergie maximale des rayons cosmiques tend à être proportionnelle à la charge. Au-delà du genou, seulement les noyaux lourds peuvent donc être accélérés par ces sources galactiques. Au niveau de la cheville, la composition retourne à une composition légère, comme l'ont observé Auger [2] et Hires [1], avec la domination des sources extragalactiques. La figure 1.5 montre les résultats de mesures de $\langle X_{\max} \rangle$ réalisées par l'observatoire Pierre Auger et Telescope Array, ce qui permet de remonter à la composition du flux de rayons cosmiques (voir section 1.5.1 pour une brève explication du $\langle X_{\max} \rangle$). Au-delà de 10^{19} eV, Auger observe dans l'hémisphère sud un alourdissement de la composition [15], que les observations de Telescope Array et de Hires ne permettent ni de confirmer ni d'infirmer dans l'hémisphère nord [63].

1.3 Propagation des RCUHE

La propagation dans le milieu inter-galactique et interstellaire des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie engendre de nombreuses questions. En effet, à leur arrivée sur Terre, les rayons cosmiques ont subi des interactions avec leur environnement, ce qui complique l'identification de leur état d'origine et de leur source.

Deux facteurs entrent en jeu dans la propagation des rayons cosmiques : le champ magnétique interstellaire et intergalactique et les fond diffus de rayonnement. L'interaction

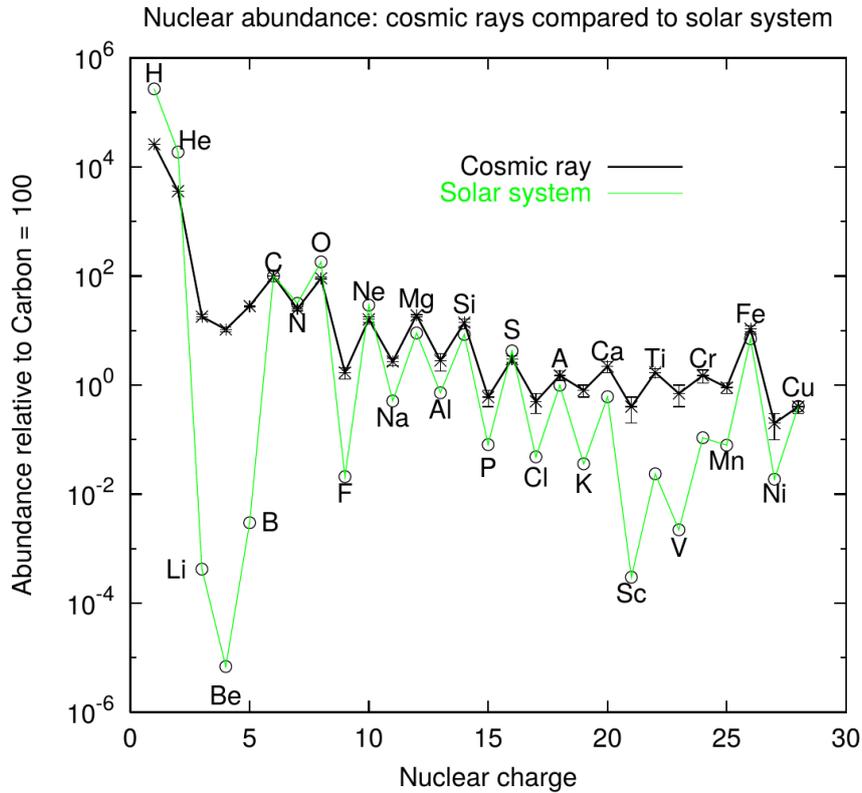


FIGURE 1.4 – Abondance des différents types de noyaux atomiques composant les rayons cosmiques en dessous de 10^{14} eV, comparée avec l’abondance du système solaire. Extrait de [25]

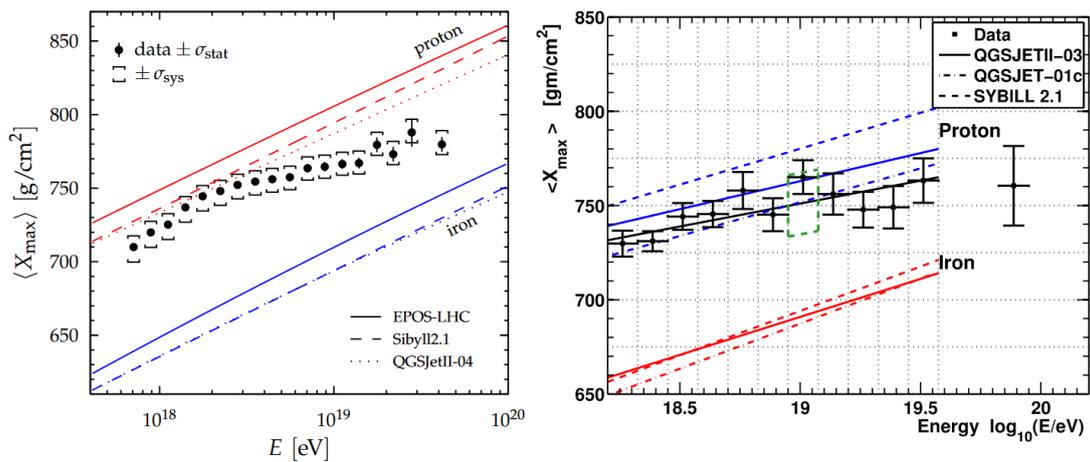


FIGURE 1.5 – Résultats des mesures de $\langle X_{\max} \rangle$ de RCUHE présentés par les collaborations Pierre Auger (gauche) et Telescope Array (droite). Les lignes continues et pointillées de parts et d’autre des points d’observations représentent les différents modèles des gerbes atmosphériques. Extrait de [65]

avec le CMB va avoir lieu pour les particules possédant les plus hautes énergies. Nous verrons dans la suite que malgré la difficulté que cette interaction pose pour la reconstruction de l'énergie d'origine des RCUHE, elle permet de limiter le nombre de sources dont les particules atteignent la Terre par la présence d'un horizon, et ainsi favoriser en théorie l'observation d'anisotropies.

A l'inverse, l'interaction avec le champ magnétique va avoir un effet essentiellement sur les particules chargées de plus faible rigidité, en modifiant leur trajectoire au court de leur propagation.

1.3.1 L'effet GZK

L'effet GZK a été introduit de façon indépendante par Kenneth Greisen [27], Vadim Kuzmin et Georgiy Zatsepin [83] en 1966. Pendant leur trajet intergalactique, les rayons cosmiques traversent le fond diffus cosmologique à des vitesses telles que les photons du CMB, à 2.7 K et possédant une énergie de 6×10^{-4} eV dans le référentiel du laboratoire, ont une énergie de l'ordre de 10^8 eV dans le référentiel du centre de masse des particules.

Les RCUHE vont donc interagir avec les photons du CMB par production de paires et production de pions suivant les réactions suivantes, dans le cas de protons :

$$\gamma + p \rightarrow n + \pi^+ \quad (1.3)$$

$$\gamma + p \rightarrow p + \pi^0 \rightarrow p + \gamma + \gamma \quad (1.4)$$

$$\gamma + p \rightarrow p + N\pi \quad (1.5)$$

avec N le nombre de pions. Le seuil d'interaction de la production de pion se trouve autour de 6×10^{19} eV, et engendre une perte d'énergie de la particule primaire d'environ 1/10.

Le seuil en énergie de la production de pair $p + \gamma \rightarrow p + e^+ + e^-$ se situe plus bas, à des énergies de 10^{18} eV et prend une fraction plus faible de l'énergie du proton, d'environ 10^{-3} .

Ces réactions sont présentes dans le cas de RCUHE composés de protons. Cependant, certaines observations, en particulier par l'Observatoire Pierre Auger [76] semble montrer un alourdissement de la composition des RCUHE. La production de pions n'a pas d'effets sur les rayons cosmiques de masse plus élevée. Les noyaux plus lourds sont tout de même sensibles à la production de paires, et surtout à la photo-dissociation par les photons du CMB et le fonds infrarouge qui a lieu à partir des énergies d'environ 5×10^{19} eV. Le phénomène de photo-dissociation aura un double effet : la perte d'énergie du rayon cosmique, ainsi qu'un changement de composition et de masse par perte de nucléons.

En conséquence, selon la distance que vont parcourir ces rayons cosmiques, ils auront une probabilité plus ou moins élevée d'interagir avec les photons du fond diffus cosmologique et infrarouge. Cette distance est définie en fonction du libre parcours moyen des noyaux atomiques qui dépend de leur énergie. Il y aura donc une distance au-delà de laquelle le flux sur Terre des rayons cosmiques d'une énergie supérieure à quelques dizaines d'EeV sera largement diminué. Il y a donc un effet d'horizon, l'horizon GZK, à l'intérieur duquel se trouve la majorité des sources contribuant au flux sur Terre de rayons cosmiques aux plus hautes énergies.

Bien que le nombre de rayons cosmiques d'ultra-haute énergie s'en trouve fortement réduit, l'existence de l'horizon GZK devrait faciliter l'identification de sources puisque leur nombre réduit devrait causer un ciel hétérogène. Pour une énergie supérieure à 60 EeV,

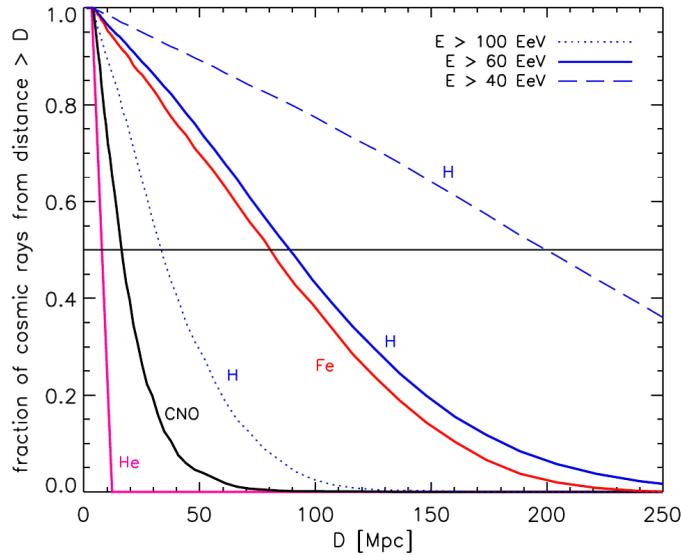


FIGURE 1.6 – Fraction des rayons cosmiques à une distance D de leur source en fonction de leur énergie. Pour des énergies supérieures à 60 MeV, les noyaux de fer et les protons sont les seuls à survivre. Figure extraite de [37].

le flux de rayons cosmiques provenant de sources à une distance supérieure à 100 Mpc est fortement réduit, comme on peut le voir sur la figure 1.6 qui donne, pour un modèle astrophysique typique, la fraction des RCUHE observés à une énergie supérieure à E_{th} qui proviennent d’une distance inférieure à l’abscisse D , pour $E_{th} = 40, 60$ et 100 EeV. Il a été estimé [11] que, selon les modèles de composition du flux des RCUHE et de la densité de sources, il y aurait entre 10 et 20 sources en-deçà de la frontière GZK contribuant au flux observé, et entre 2 et 4 sources pour des énergies supérieures à 100 Mpc.

1.3.2 Influence du champ magnétique

En fonction de la rigidité des rayons cosmiques, le champ magnétique qu’ils traversent peut influencer de façon plus ou moins importante sur leur trajectoire. Le champ magnétique extra-galactique est peu connu. Un champ magnétique de quelques nG peut exister dans le milieu extragalactique [38] et peut modifier la trajectoire des noyaux atomiques si la distance traversée est importante. La figure 1.7 montre les résultats d’une simulation étudiant la trajectoire de protons dans un champ magnétique de 10 nG. En dessous de quelques 10^{19} eV, l’information sur la source du proton est totalement perdue.

Le champ magnétique galactique peut aussi jouer un rôle dans la déviation des rayons cosmiques d’origine extragalactique. De même que le champ extra-galactique, le champ magnétique galactique et ses variations est peu connu. Cependant comme le montre [56], il peut être à l’origine d’effet d’amplifications locales du flux de rayons cosmiques en fonction de leur origine et rigidité, et des fluctuations du champ magnétique.

L’étude des rayons cosmiques à plus de 10^{20} eV permettrait donc de retrouver la sources des rayons cosmiques en reconstruisant leur trajectoire si leur charge n’est pas trop élevée. Associée au fait que le nombre des sources est limité par l’horizon GZK, l’identification de sources individuelles devrait être possible, même pour des noyaux plus lourds (comme l’indique les données observationnelles [76]), sous réserve de pouvoir observer suffisamment de rayons cosmiques au-delà de 10^{20} eV.

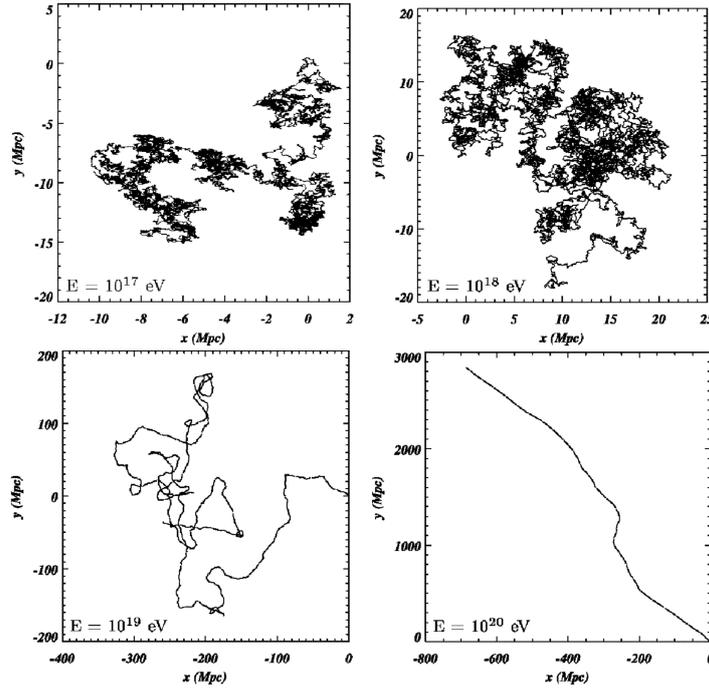


FIGURE 1.7 – trajectoire de protons d'énergie $E = 10^{17}$, 10^{18} , 10^{19} et 10^{20} eV (de gauche à droite et de haut en bas) dans un champ magnétique turbulent de 10 nG . Issue de [26]

1.4 Origine des Rayons Cosmiques

Bien que des rayons cosmiques de l'ordre de 10^{20} eV aient été détectés il y a plus de 50 ans, l'origine des rayons cosmiques à ultra-haute énergie (RCUHE) demeure inconnue. Si l'origine extra-galactique pour les plus hautes énergies fait peu de doute, le type d'objets et les mécanismes qui permettent d'atteindre de telles énergies sont peu compris. Quant aux basses énergies, en dessous de 10^{17} - 10^{18} eV, les sources sont principalement galactiques, mais sans certitudes non plus quant à leur origine et aux mécanismes d'accélération exacts.

1.4.1 Mécanismes d'accélération

Les mécanismes d'accélération des rayons cosmiques dépendent de leur énergie. Le moyen d'accélérer des particules chargées paraissant le plus naturel est de faire appel à un champ électromagnétique, où le champ électrique accélère les particules tandis que le champ magnétique les confine et courbe leur trajectoire. Cependant, dans l'espace les champs électriques statiques ne peuvent pas exister en raison de la présence de plasma hautement conducteur. L'accélération va donc se faire grâce aux variations des champs magnétiques présents au sein de nombreux objets d'où résultent des champs électriques induits.

L'origine des rayons cosmiques pourraient être relativement bien comprise à "basse" énergie, jusqu'à environ 10^{15} eV où le flux est dominé par les sources galactiques. Le processus d'accélération de Fermi [24] pourrait bien expliquer le flux et le spectre des rayons cosmiques à ces énergies. Les particules subissent des interactions successives par les champs magnétiques variables, agissant comme des miroirs magnétiques. Chaque particule gagne avec chaque interaction frontale une énergie $\Delta E/E \propto \beta$, et donc en moyenne pendant le processus d'accélération complet, $\Delta E/E \propto \beta^2$ avec $\beta = v/c$ la vitesse réduite

du centre diffuseur.

Une autre version de ce processus propose une accélération des particules par interactions avec les ondes de choc se propageant dans des plasmas. Ce phénomène a lieu dans les objets tels que les restes de supernova, où après l'explosion de l'étoile la matière est éjectée à vitesse supersonique et crée des ondes de choc dans le milieu interstellaire. Une particule de haute énergie traversant le front de l'onde de choc va acquérir une énergie $\Delta E/E \propto \beta$ avec $\beta = v/c$, où v est la vitesse de propagation supersonique du choc. Cependant il a été montré [41] que les restes de supernova ne permettent d'accélérer les rayons cosmiques que jusqu'à 10^{14} eV. Un autre type de source galactique, pouvant accélérer les particules jusqu'à 10^{17} eV, est donc peut être responsable du flux de rayons cosmiques en-dessous du genou.

1.4.2 Sources des RCUHE

Comme on l'a vu dans la section 1.2.1, la capacité d'un objet céleste à confiner, et donc à accélérer une particule chargée dépend de la taille de l'objet et l'intensité du champ magnétique, selon l'équation donnant le rayon de Larmor (voir 1.1, ce qui implique une origine extra-galactique aux rayons cosmiques d'énergie supérieure à 10^{19} eV.

Pour accélérer les particules à plus de 10^{20} eV, il faut donc maximiser le produit de ces deux paramètres, taille R de l'objet et champ magnétique B , ce qui limite les objets capables d'accélérer les RCUHE. La figure 1.8 présente dans un diagramme B-R, sur lequel sont disposées différentes sources possibles.

Les sources connues pouvant accélérer les RCUHE semblent être les étoiles à neutrons, les noyaux actifs de galaxies et leur jets, les sursauts gamma et les chocs d'accrétion dans le milieu inter-galactique. Même si le diagramme de Hillas n'est qu'indicatif et ne prétend pas prendre en compte de nombreux facteurs susceptibles de limiter les capacités d'accélération des sources (notamment les pertes d'énergie et la dynamique propre aux sources), il montre bien que les RCUHE se trouvent à la limite de ce qui est concevable pour les sources connues, particulièrement si les plus hautes énergies devaient être des protons plutôt que des noyaux plus lourds.

1.5 Observation des rayons cosmiques d'ultra haute énergie

La détection de rayons cosmiques peut être réalisée selon deux méthodes générales en fonction de leur énergie : la détection directe et l'observation des gerbes atmosphériques. La première méthode, la détection directe des rayons cosmiques, peut s'effectuer pour les flux assez importants puisque la détection se fait avec un instrument individuel de surface de l'ordre du m^2 .

On peut citer notamment l'expérience AMS-02 [61], la plus récente, installée sur la Station Spatiale Internationale depuis 2011. Sa particularité est l'utilisation d'un aimant de 0.15 Tesla afin de séparer les particules et anti-particules de charge opposée afin de répondre à des questions sur la composition des rayons cosmiques.

Cependant, à plus haute énergie, typiquement au-delà de 10^{15} eV, le flux des rayons cosmiques devient trop faible pour pouvoir être observé directement par des détecteurs individuels avec des taux descendant même jusqu'à quelques particules par km^2 par siècle, voire par millénaire. Ils sont donc observés par l'intermédiaire des gerbes atmosphériques,

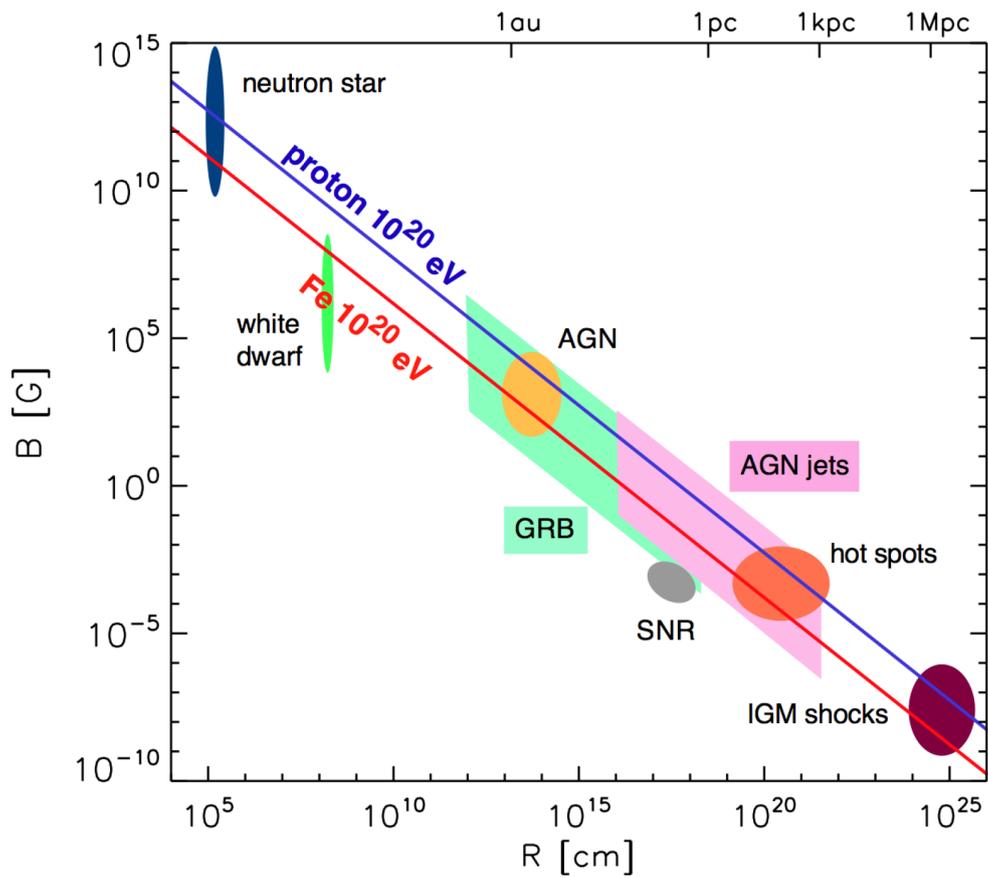


FIGURE 1.8 – Diagramme de Hillas actualisé. Les zones colorées représentent les incertitudes sur les paramètres des classes d'objets associées. Extrait de [37].

phénomène se produisant à l'interaction des rayons cosmiques dits primaires avec les molécules de la haute atmosphère. Ces gerbes créent une cascade de particules secondaires de haute énergie. Cette cascade va se développer jusqu'au sol, où les particules secondaires vont pouvoir être détectées. L'étendue de la surface au sol touchée par les particules secondaires provenant d'une même gerbe peut atteindre plusieurs kilomètres. Des réseaux de détecteurs de particules vont donc être utilisés pour observer les cascades de particules.

Une autre propriété des gerbes atmosphériques peut être utilisée pour leur observation : la production de lumière UV par fluorescence. En traversant l'atmosphère, les particules de la gerbe vont exciter les molécules de l'atmosphère qui vont ensuite émettre de la lumière en se dés-excitant. Ces interactions vont avoir lieu le long de la trajectoire du rayon cosmique primaire. L'observation de la fluorescence produite par les gerbes va donc pouvoir apporter des informations sur la direction du rayon cosmique, ainsi que sur son énergie et sa composition.

Deux observatoires utilisant ces deux caractéristiques seront mentionnés plus bas : l'observatoire Pierre Auger et Telescope Array. Ces deux observatoires ont pour mission l'observation des rayons cosmiques aux plus hautes énergies, entre 10^{18} (et même jusqu'à 10^{17} eV sur une surface limitée) et quelques 10^{20} eV par l'observation des particules secondaires atteignant le sol ainsi que de la lumière de fluorescence émise dans l'atmosphère.

1.5.1 Gerbes atmosphériques

Cascade de particules

Comme illustré dans la figure 1.9, le rayon cosmique incident va créer une gerbe atmosphérique en interagissant avec les molécules de la haute atmosphère, à une altitude d'environ 20 km. Lors de cette interaction, la majorité des particules produites sont des pions π^\pm et π^0 . De là deux processus vont émerger et vont définir deux caractéristiques de la gerbe. Les pions π^0 , neutres et de faible durée de vie ($(8.4 \pm 0,6) \times 10^{-17}$ s) vont chacun se désintégrer en deux photons qui vont à leur tour initier une cascade électromagnétique. Cette part électromagnétique a une grande importance dans l'observation des gerbes puisqu'elle est à l'origine de l'émission de la fluorescence de l'air.

L'autre part des gerbes atmosphériques, la cascade hadronique, est formée par les pions chargés. Les π^\pm vont produire à leur tour des π^\pm et π^0 , ces derniers alimentant à nouveau la cascade électromagnétique.

Ces particules secondaires vont donc produire de nouvelles réactions en série avec les molécules de l'air jusqu'à ce que les particules atteignent une énergie cinétique critique telle que la probabilité de décroissance est supérieur à la probabilité d'interaction. La profondeur dans l'atmosphère à laquelle les particules atteignent leur nombre maximal est notée X_{\max} . Plus le rayon cosmique primaire est lourd, moins le maximum de gerbe sera profond dans l'atmosphère. La mesure du X_{\max} moyen et de ses fluctuations à une énergie donnée permet donc de contraindre la distribution de la masse des particules primaires. Malheureusement les fluctuations importantes de gerbe à gerbe, liées à la statistiques de la génération des cascades, empêche une détermination de la masse des particules individuelles.

Les particules arrivant au sol peuvent être observées par des réseaux de détecteurs. La détection peut se faire avec les scintillateurs ou des cuves à effet Tcherenkov. Plus le réseau sera étendu, plus le taux d'événements détectés sera grand, ce qui a motivé la construction de réseaux de plusieurs centaines, voire milliers de km^2 pour détecter les rayons cosmiques aux plus hautes énergies.

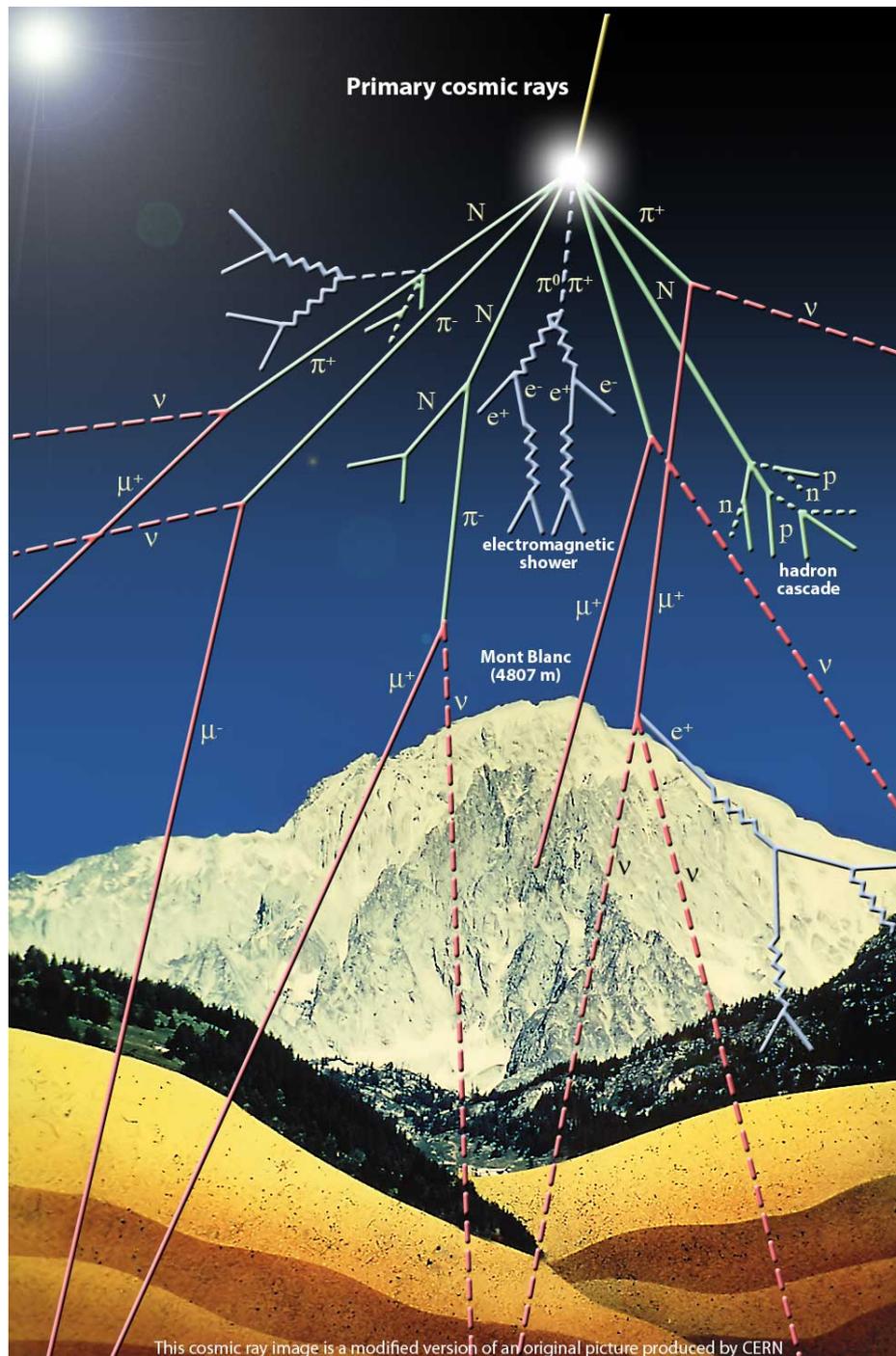


FIGURE 1.9 – Schéma représentant le développement d'une gerbe atmosphérique. [CERN]

Les réseaux de détecteurs peuvent mesurer l'étendue de la cascade de particules et la variation de la densité de particules en fonction de la distance au cœur de la gerbe pour estimer l'énergie du rayon cosmique primaire. Ces méthodes se basent sur des simulations à partir de mesures faites en laboratoire. Les énergies disponibles en laboratoire étant limitées, les modèles extrapolés à haute énergie sont incomplets. Les mesures faites avec les réseaux de détecteurs de particules sont donc dépendantes des modèles et souffrent d'incertitudes importantes à très haute énergie.

Avec la différence du temps de détection des particules en fonction de la position des détecteurs, la direction d'arrivée peut également être reconstruite.

L'avantage de cette méthode est la possibilité d'observer quelle que soit la luminosité du ciel, de jour comme de nuit.

Observation de la fluorescence UV

La fluorescence a pour origine l'excitation par collision inélastique principalement de l'azote moléculaire qui émet isotropiquement des photons UV en se désexcitant. La quantité de lumière émise dépend du rendement de fluorescence de l'air. Ce rendement a été mesuré dans différentes conditions atmosphériques, voir [42] [6].

La mesure de fluorescence UV produite par une gerbe atmosphérique permet de remonter à la direction, l'énergie et la composition du rayon cosmique, de façon peu dépendante des modèles d'interactions hadroniques par la mesure du X_{\max} et de ses fluctuations. La détermination de l'énergie est effectuée par l'observation de la quantité de lumière émise par la gerbe. Cette mesure dépend tout de même de simulations pour connaître la proportion d'énergie du rayon cosmique soustraite à la composante électromagnétique.

En utilisant un télescope, on peut ainsi imager la trace UV laissée par la gerbe atmosphérique. L'image est projetée sur la surface focale et le "Shower to Detector Plan" (SPD), le plan contenant le détecteur et la gerbe, est construit. La direction dans ce plan peut être reconstruite avec le temps d'arrivée des photons sur les pixels. Plusieurs télescopes peuvent être utilisés afin d'améliorer la détermination de la géométrie de la gerbe (point d'origine, orientation, distance au télescope), en utilisant la technique de la stéréoscopie, comme on peut le voir sur le schéma 1.10.

L'inconvénient de cette technique de détection est la nécessité d'observer de nuit lors de périodes et dans des zones très sombres. Le flux UV étant faible, la présence de la Lune suffit à empêcher complètement la détection des gerbes par fluorescence, réduisant le temps d'observation. Ces observatoires doivent également être situés dans des zones isolées, loin de la pollution lumineuse.

Détection hybride

Comme on l'a vu, les deux méthodes de détection des gerbes atmosphériques présentent chacune des avantages et des inconvénients. L'utilisation des détecteurs de fluorescence et de particules en parallèle permet de bénéficier des supériorités des deux méthodes. La reconstruction géométrique peut être réalisée de façon indépendante par les deux types de détecteurs, et la reconstruction de la trace observée par les détecteurs de fluorescence peut même bénéficier de la détermination de la position du pied de gerbe fournis par les détecteurs de surface, afin d'améliorer sa précision.

De même, les détecteurs de surface peuvent être calibrés sur les télescopes à fluorescence par les gerbes hybrides. Ainsi, l'observation des gerbes atmosphériques peut se faire par les détecteurs de surface pendant 100 % du temps, tout en bénéficiant de la précision

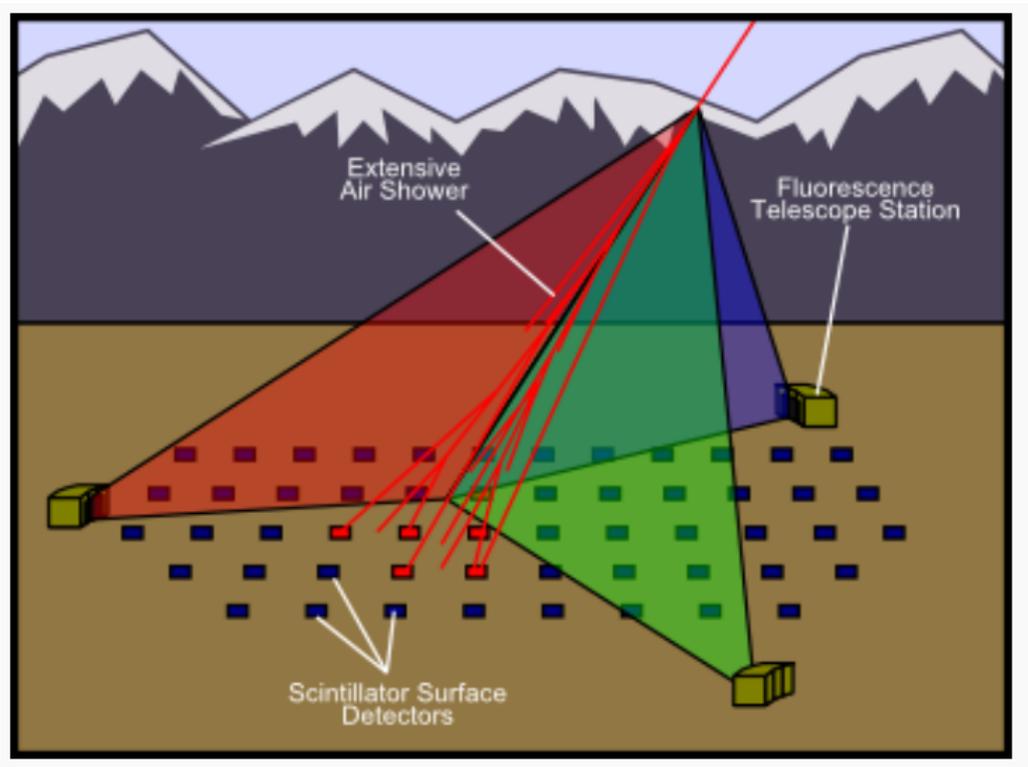


FIGURE 1.10 – Schéma représentant la détection d'une gerbe par l'utilisation combinée de la détection par stéréoscopie de la fluorescence et de la détection des particules. Extrait de [64]

des télescopes à fluorescence qui eux ne peuvent être utilisés que par faible luminosité (lors de nuits sans Lune), pendant 10 % du temps. Cependant, la calibration croisée ne peut pas être faite aux plus hautes énergies à cause du faible nombre de la faible statistique. Une extrapolation est donc faite à haute énergie, mais elle souffre de problèmes liés aux faibles connaissances sur le changement de composition à haute énergie.

1.5.2 Les principaux observatoires de RCUHE

Telescope Array

L'observatoire Telescope Array (TA) [28] est un observatoire hybride situé dans le désert du comté de Millard à 1400 m d'altitude dans l'Utah. Le réseau s'étend sur une surface de 760 km² et est composé de 507 stations de détecteurs de surface et de trois stations de télescopes de fluorescence. L'observatoire est le successeur de deux expériences concurrentes, HiRes, utilisant uniquement la technique de détection de fluorescence et dont une partie des télescopes ont été ré-utilisés dans TA, et AGASA réseau de détecteurs de surface ayant opéré au Japon.

La situation du site permet d'avoir une très bonne qualité de ciel grâce à l'altitude, au climat sec de la région et une faible pollution lumineuse.

Les détecteurs de surface sont séparés de 1.2 km et constitués de scintillateurs de 3 m² de surface sensibles aux particules chargées.

Les télescopes de fluorescence sont placés sur le périmètre du réseau de détecteurs de surface. Chaque station est composée de 12 ou 14 télescopes dont les miroirs sphériques

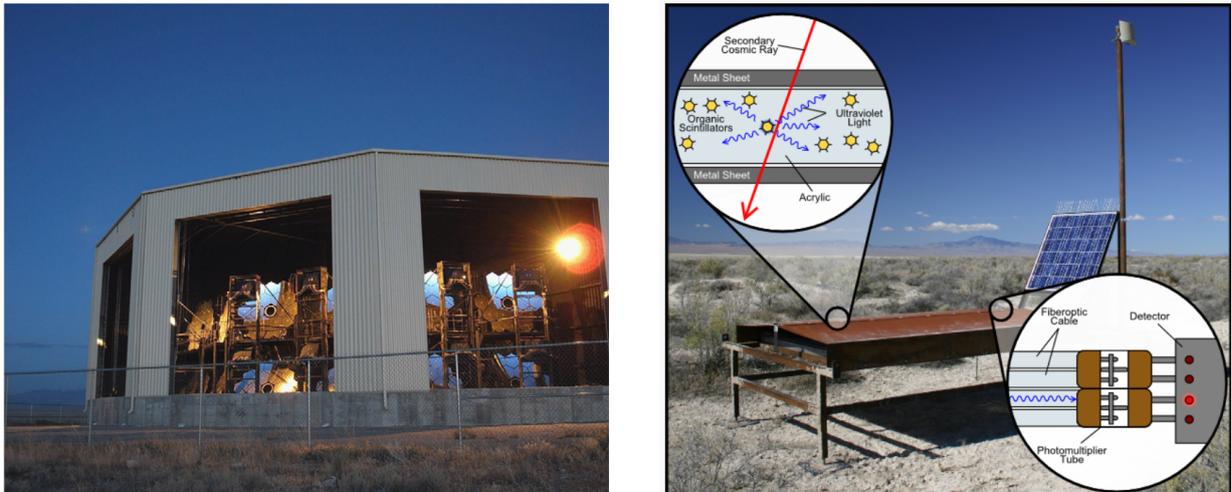


FIGURE 1.11 – Photos représentant une des stations de télescopes à fluorescence (gauche) et un détecteur de surface et son principe de fonctionnement (droite). Extrait de [77] et [78]

de 3.3 m de diamètre sont composés de 18 segments hexagonaux. La lumière est réfléchiée sur une caméra de 16×16 photo-multiplicateurs. Chaque station dispose d'un champ de vue de 33° en azimut et 108° en élévation. La figure 1.11 présente des images des deux types de détecteurs de TA.

L'observatoire, qui est en opération depuis 2007, va bénéficier d'une extension, Telescope Array Low Energy [49]. Ce projet consiste à baisser le seuil en énergie de TA de $10^{18.5}$ eV à 10^{17} eV. Pour cela, de nouveaux télescopes de fluorescence seront ajoutés à l'une des stations afin d'augmenter le champ de vue en élévation à 57° . Une centaine de détecteurs de surfaces seront aussi ajoutés pour réduire le maillage dans l'une des parties du réseau de détecteurs, passant de 1.2 km à entre 400 et 600 m. Une autre extension, "TA $\times 4$ " [57], est prévue pour entrer en opération en 2020. Il s'agit de multiplier la taille du réseau de détecteurs de surface par quatre, afin d'augmenter la statistique. L'observatoire couvrira ainsi une surface équivalente à celle de l'observatoire Pierre Auger.

L'observatoire Pierre Auger

L'observatoire Pierre Auger [74] se situe près de la ville de Malargüe en Argentine. Il s'agit du plus grand observatoire de rayons cosmiques au monde. De même que TA, il s'agit d'un observatoire hybride, composé de 1600 cuves à effet Tcherenkov et de 4 stations de télescopes à fluorescence couvrant une surface de 3000 km^2 , représenté figure 1.14 gauche.

Les cuves à effet Tcherenkov (voire figure 1.12) consistent en un réservoir cylindrique de 3.6 m de diamètre et 1.55 m de hauteur. Elles sont remplies de 12000 l d'eau pure. Les particules de haute énergie issues d'une gerbe atmosphérique génèrent de la lumière Tcherenkov en traversant le contenu d'eau dans la cuve. Cette lumière est ensuite détectée par trois photo-multiplicateurs placés dans la cuve. Afin de fonctionner en plein jour avec les PMT en fonctionnement, la cuve est opaque à la lumière.

Les stations de télescopes sont constituées de 6 télescopes à fluorescence, dont un schéma est représenté figure 1.13, comprenant un miroir sphérique de 3.5 m de côté et une caméra de 440 PMT. Chaque station possède un champ de vue de 180° en azimut

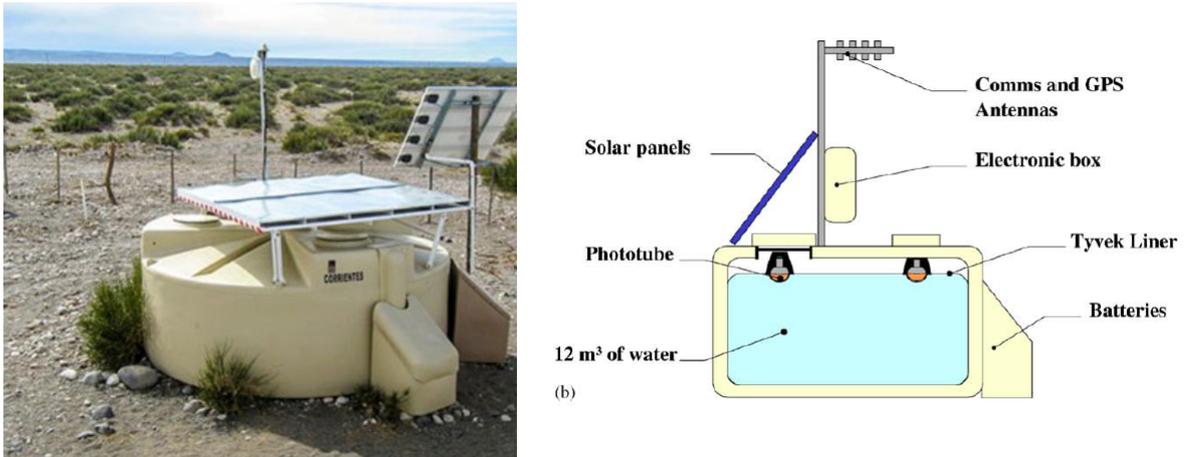


FIGURE 1.12 – Photo et schéma d’une cuve à Tcherenkov de l’observatoire d’Auger.

et 30° en élévation. Auger a également bénéficié de deux améliorations pour l’observation des gerbes à basse énergie : HEAT et AMIGA [19]. HEAT consiste en trois télescopes de fluorescence avec une élévation allant jusqu’à 60° afin de baisser le seuil en énergie des télescopes de fluorescence, les gerbes de basse énergie se développant plus haut dans l’atmosphère. Il y a également eu un resserrement local du maillage de cuves Tcherenkov afin de faire baisser le seuil en énergie du réseau de détecteurs de surface. AMIGA s’est implémenté sur ce nouveau réseau avec des scintillateurs, afin de détecter les muons produits par la gerbe atmosphérique et améliorer l’étude de la composition du flux de rayons cosmiques.

L’observatoire Pierre Auger va aussi bénéficier d’une amélioration dans un futur proche, AugerPrime [75]. Des scintillateurs de 4 m^2 seront ajoutés au-dessus des cuves Tcherenkov dans le but de détecter les muons et les composants électromagnétiques issus des gerbes atmosphériques. Ceci pourra permettre la détermination de la masse des rayons cosmiques détectés par le réseau de détecteurs de surface bénéficiant d’un cycle d’utilisation proche de 100 %. Les télescopes à fluorescence seront aussi améliorés avec la possibilité de diminuer le gain des PMT et ainsi pouvoir observer les gerbes les plus énergétiques même quand le bruit de fond est élevé, avec la présence de la Lune par exemple, sans endommager les PMT.

1.6 Vers une nouvelle génération de détecteurs

Les détecteurs actuels ont permis des progrès considérables au cours de la dernière décennie :

- L’avancée de l’hypothèse de la suppression GZK, avec la forte baisse du flux de rayons cosmiques aux plus hautes énergies ([50] ;
- la découverte par l’observatoire Pierre Auger d’une composition plus lourde à haute énergie ([15] ;
- l’observation inattendue de l’absence d’anisotropie significative, à petite échelle angulaire, qui aurait permis d’identifier une source de manière directe.

L’absence d’anisotropie est cohérente avec l’alourdissement de la composition : si le flux à haute énergie est composé de particules lourdes et fortement chargées, les champs

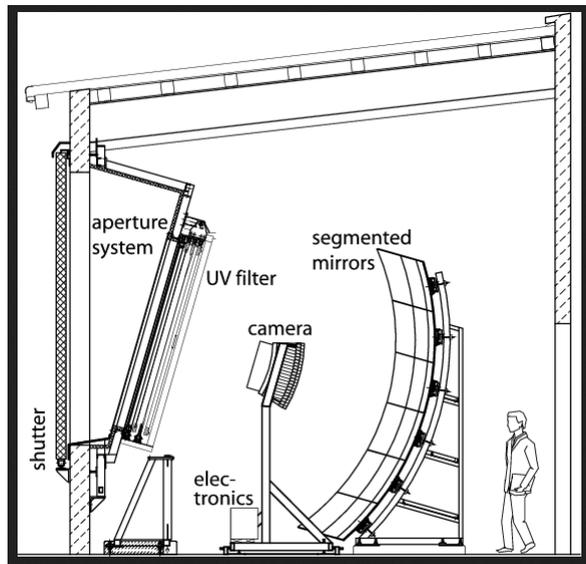


FIGURE 1.13 – Schéma d'un des télescopes de fluorescence de l'observatoire Pierre Auger. Extrait de [73]

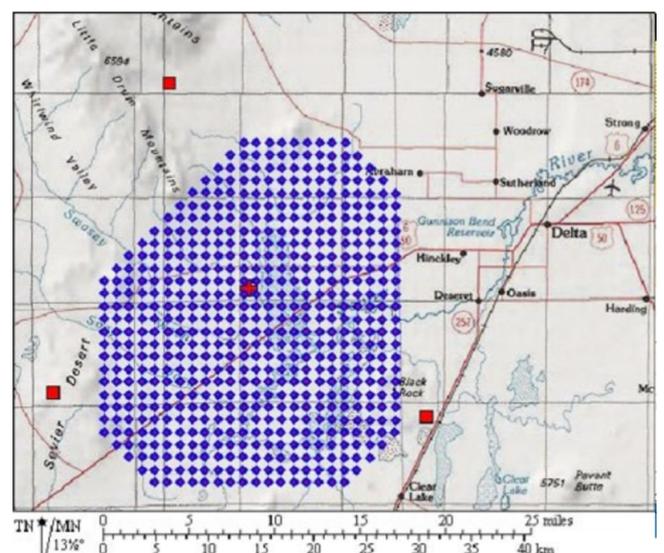
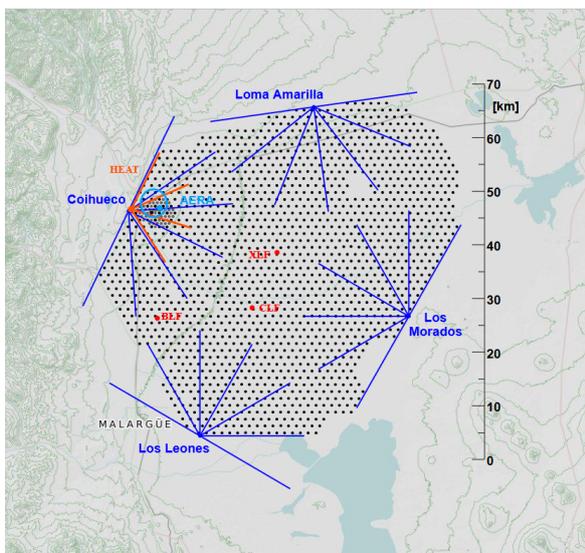


FIGURE 1.14 – Représentation de l'observatoire Pierre Auger (en haut) et Telescope Array (en bas). On peut voir l'étendu du réseau de détecteur de surface ainsi que les 4 (pour Auger, en bleu) et les 3 (pour TA, en rouge) stations de détecteurs de fluorescence.

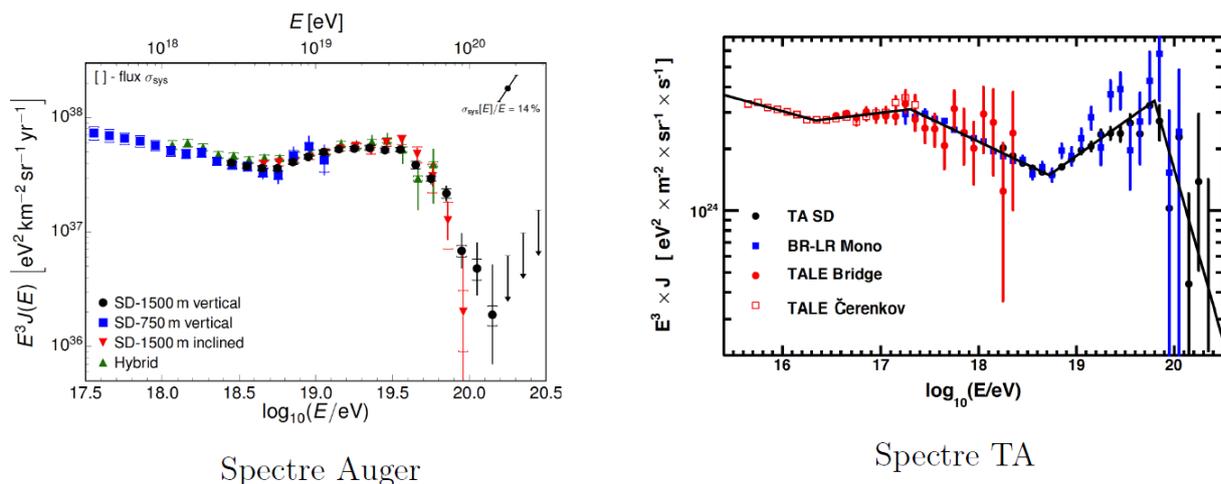


FIGURE 1.15 – Gauche : Spectre en énergie mesuré par Auger par les détecteurs de surface et en mode hybride. Les flèches indiquent une limite supérieure à 84 % de confiance. Droite : spectre mesuré par les deux stations à fluorescence Black Rock Mesa (BR) et Long Ridge (LR), ainsi que par les détecteurs de surface et par TALE.

magnétiques galactique et extra-galactique jouent un rôle plus important que prévu dans la propagation des RCUHE.

Toutefois, TA a observé un "point chaud", une sur-densité de rayons cosmiques à moyenne échelle qui pourrait être le signe d'une source individuelle, dominante dans l'hémisphère nord. Mais la signification du point chaud reste limitée ([34]). Mais la statistique reste trop limitée pour TA, d'où la motivation d'étendre la surface observée avec TA \times 4.

De manière générale, ces résultats montrent la nécessité d'accroître notablement l'exposition globale du ciel, et ceci dans les deux hémisphères, afin d'accumuler une statistique permettant enfin de mesurer des anisotropies clairement établies et d'effectuer un pas significatif dans la quête de l'origine des RCUHE.

L'observation des gerbes atmosphériques depuis l'espace est une solution pour remplir les deux conditions citées. À une altitude de plusieurs centaines de kilomètres et un champ de vue suffisamment important, une augmentation significative de l'exposition par rapport aux observatoires au sol est possible. De plus, les deux hémisphères pourraient être observées avec une couverture uniforme et un même instrument, et donc avec les mêmes incertitudes systématiques.

Le projet JEM-EUSO se propose d'effectuer cette mission. Avec un champ de vue de $\pm 30^\circ$, et une altitude de 400 km, il bénéficierait d'une exposition 10 fois plus importante que l'observatoire Pierre Auger. Le principe d'observation, les objectifs scientifiques attendus ainsi que l'avancement du projet et de ses démonstrateurs technologiques sont décrits dans le chapitre suivant.

Chapitre 2

La mission JEM-EUSO et ses prototypes

Comme on l'a vu au chapitre précédent, de nombreux points restent à éclaircir dans l'étude des rayons cosmiques à ultra-haute énergie. Les deux principales sources d'incertitudes rencontrées dans les observations actuelles sont le faible nombre d'événements - de l'ordre de quelques particules par siècle, voire par millénaire pour les rayons cosmiques d'énergie supérieur 10^{19} eV - ainsi que l'observation de deux parties du ciel différentes par deux instruments différents à ces gammes d'énergie extrême.

L'observation d'anisotropies significatives et l'étude de l'origine de la baisse du flux de RCUHE, ainsi que la possibilité d'isoler dans le ciel des sources individuelles, nécessite un nombre d'événements plus important que ce à quoi l'on a accès aujourd'hui. L'augmentation de la surface de détection et du champ de vue des observatoires au sol pourrait être une solution pour augmenter la statistique. Cependant, le plus grand observatoire, Pierre Auger, couvre déjà une surface de 3000 km^2 . L'augmenter de façon significative s'avère très difficile au sol. Cependant, un télescope spatial observant l'atmosphère terrestre depuis une altitude de plusieurs centaines de kilomètres permettrait une augmentation substantielle du champ de vue, et donc du nombre d'événements observés.

Le projet EUSO, pour Extreme Universe Space Observatory (Observatoire spatial de l'univers extrême) se propose d'apporter une réponse à ces problématiques. Il s'agit d'un télescope UV dont l'objectif est l'observation des RCUHE en orbite depuis l'espace. De par sa rotation autour de la Terre, tout le ciel sera observé par le même instrument, permettant d'identifier une éventuelle différence de flux entre les deux hémisphères. L'instrument était originellement destiné à être installé sur la Station Spatiale Internationale, sur le module japonais JEM (Japanese Experiment module), d'où la dénomination de JEM-EUSO pour le télescope spatial, à environ 400 km d'altitude. Doté d'un champ de vue de $\pm 30^\circ$, il bénéficie d'une surface observée au sol d'environ $2 \times 100 \text{ km}^2$. L'instrument disposera ainsi d'une exposition annuelle près de 10 fois supérieure à celle de l'observatoire Pierre Auger. Ce gain en statistique devrait permettre l'observation d'anisotropies et l'identification de la position de sources potentielles. La figure 2.1 présente le concept de la mission. Les objectifs scientifiques du projet JEM-EUSO seront d'abord présentés dans ce chapitre. Ensuite, l'instrument sera décrit ainsi que les systèmes faisant partie de la mission. Enfin, les prototypes en cours et futur seront présentés.

Le design instrumental a évolué, pour tenir compte de nouvelles exigences scientifiques, associées à un report de la mission à une date ultérieure autour de 2029 en cas de succès de la proposition en réponse à l'appel M5 (classe de missions de taille intermédiaire) de l'ESA,

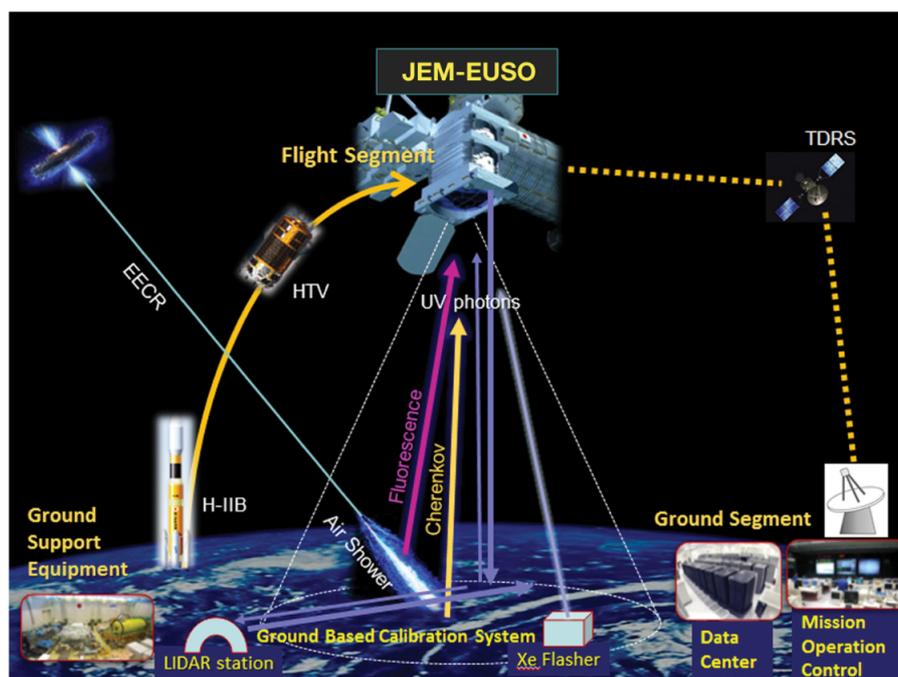


FIGURE 2.1 – Principe de la mission JEM-EUSO

l'agence spatiale européenne, ou à une date antérieure (avec des performances quelque peu réduites) en cas de possibilité d'installation sur l'ISS dans le cadre d'une évolution de la mission K-EUSO (dont une brève description est donnée en fin de chapitre), mission acceptée par les agences spatiales russe (ROSCOSMOS) et japonaise (JAXA). En effet, le lancement de JEM-EUSO dans plus d'une dizaine d'année nécessiterait une exposition annuelle plus importante afin d'apporter une plus-value par rapport aux observatoires au sol, qui auront vu leur statistique augmentée dans ce laps de temps.

2.1 Objectifs scientifiques

L'objectif principal de JEM-EUSO est la détection des RCUHE par l'observation de la lumière de fluorescence émise par les gerbes atmosphériques depuis l'espace. JEM-EUSO sera sensible aux énergies dans le domaine GZK, supérieurs à 50 EeV. Actuellement, les objectifs scientifiques et les performances instrumentales exigées sont les suivantes :

Objectifs scientifiques :

Exploration du ciel aux plus hautes énergies, avec une importante exposition et une couverture uniforme :

cette exploration fait partie du but général de la compréhension de l'univers, en particulier des phénomènes et processus à haute énergie. Cette exploration s'inscrit également dans la stratégie de l'observation multi-messager, qui se développe à l'échelle mondiale avec l'astronomie multi-longueurs d'onde (jusqu'au TeV-PeV), les neutrinos et les ondes gravitationnelles.

Cela implique la mesure du spectre aux plus hautes énergies afin de déterminer s'il y a des événements au-delà de 2×10^{20} eV ou même 3×10^{20} eV, et pour obtenir des contraintes

sur l'énergie maximale atteinte par les particules dans les sources locales dominantes.

Effectuer l'étude des anisotropies avec les RCUHE et de leur évolution avec l'énergie :

L'objectif principal est l'identification des sources de RCUHE. Cet objectif est celui du domaine des RCUHE en général, trop peu est connu sur ce sujet pour garantir une telle découverte avec le projet EUSO. Cependant, les moyens pour atteindre cet objectif sont clairement identifiés : une augmentation significative de la statistique aux plus hautes énergies dans le domaine GZK, c'est-à-dire quand le nombre de sources devient faible et que l'on s'attend à ce que les anisotropies soit observables.

Contraindre la composition des RCUHE aux plus hautes énergies

Une des plus importantes découvertes de la dernière décennie dans le domaine des RCUHE est la découverte par Auger d'un changement de composition à partir de 10^{19} eV. Cependant, l'évolution de cette composition à plus haute énergie reste inconnue, la statistique d'Auger étant limitée dans le domaine GZK, surtout avec la détection par fluorescence avec laquelle le X_{\max} est mesuré et la composition estimée.

Exigences scientifiques :

- Exposition :
 - Exposition totale au cours de la durée de vie de la mission ($1 \text{ L} = 1 \text{ km}^2 \text{ sr yr}$) : 0.5 ML à 50 EeV et 1 ML à 100 EeV pour les événements pouvant être utilisés pour les études d'anisotropies, c'est-à-dire avec une qualité suffisante pour être reconstruits avec une précision suffisamment élevée ;
 - incertitude sur la détermination de l'exposition de l'ordre de 10 % (inférieure aux fluctuations de Poisson dans le(s) point(s) chaud(s) potentiel(s))
- Résolution angulaire $\leq 5^\circ$ à 50 EeV et $\leq 2^\circ$ à 200 EeV ;
- Résolution en énergie $\leq 30 \%$ à 50 EeV et $\leq 20 \%$ à 100 EeV ;
- Résolution en X_{\max} :
 - discrimination de photons ($\leq 100\text{-}120 \text{ g/cm}^2$) ;
 - détermination de la masse moyenne : $\langle X_{\max} \rangle \leq 20 \text{ g/cm}^2$ à 50 EeV ; $\langle X_{\max} \rangle \leq 30 \text{ g/cm}^2$ à 100 EeV.

En plus de l'observation des RCUHE, JEM-EUSO a aussi des objectifs secondaires dans des domaines connexes :

- L'observation des météoroïdes [68]. JEM-EUSO pourrait être le premier instrument à observer les météores depuis l'espace. Les météores produisent une traînée lumineuse en traversant l'atmosphère qui peut être détectée par JEM-EUSO, avec toutefois un système de détection différent en raison de la vitesse beaucoup plus lente des météores (quelques km/s, à comparer à la vitesse de la lumière pour les rayons cosmiques). L'étude des météores pourraient apporter des informations sur la population des corps au voisinage de la Terre ;
- études des phénomènes atmosphériques [71]. De nombreux phénomènes lumineux (TLE, Transient Luminous Events) se produisent en haute atmosphère. Ils se produisent au dessus des nuages, rendant leur observation difficile depuis le sol. Différents types d'événements existent, appelés "elfes", "trolls" ou "farfadet", et sont

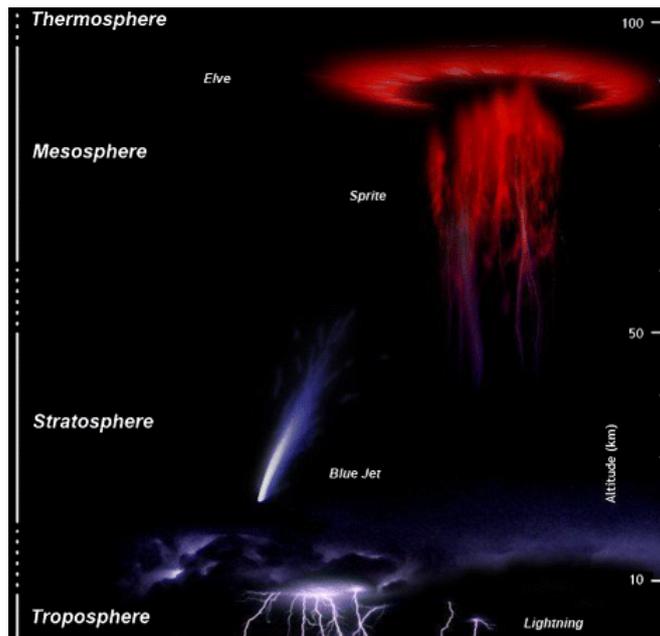


FIGURE 2.2 – Vue d’artiste des différents TLE

représentés figure 2.2. Grâce à sa vitesse d’acquisition, JEM-EUSO pourra observer la création et le développement de tels phénomènes dans l’UV.

Dans la suite, je décris le design associé à la première mission JEM-EUSO, prévue pour un développement sous l’égide de la JAXA et hélas annulée après le tsunami de mars 2011 et la catastrophe de Fukushima. C’est le design de référence pour l’ensemble des missions EUSO et de ses démonstrateurs, qui a servi à l’élaboration des prototypes et à l’orientation des travaux présentés dans cette thèse.

2.2 L’instrument

2.2.1 Le sous-système optique

Le système optique permet un large champ de vue de $\pm 30^\circ$, et une surface collectrice de 2.3 m de diamètre afin de pouvoir collecter les photons provenant du faible signal lumineux produit par les gerbes atmosphériques. Les conditions de précision de reconstruction de la direction de la gerbe imposent une fonction d’étalement de point (PFS, Point Spread Function) de bonne qualité, de l’ordre de la taille d’un pixel.

Le système optique est composé de 3 lentilles de Fresnel : deux lentilles sphériques et une lentille intermédiaire diffractive, permettant la correction des aberrations chromatiques. Les lentilles de Fresnel permettent un large champ de vue tout en limitant l’encombrement et le poids des lentilles grâce à la gravure en cercle concentriques des lentilles. Le matériau utilisé est le PMMA, polymère présentant une bonne résistance à la détérioration spatiale. La géométrie des lentilles est dimensionnée par le module de transport de l’instrument.

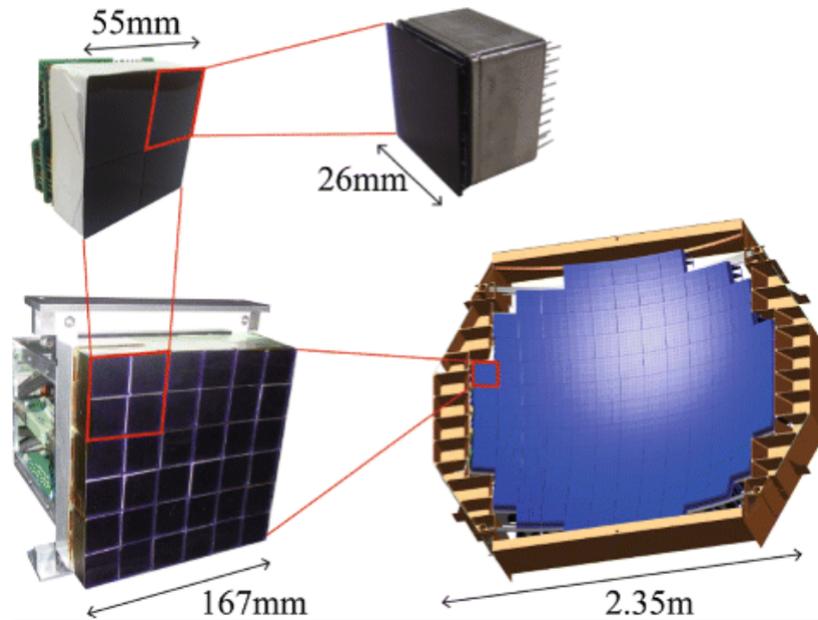


FIGURE 2.3 – Structure de la surface focale de JEM-EUSO

2.2.2 La surface focale

MAPMT et filtre UV

L'acquisition du signal lumineux se fait par la surface focale de surface $2.6 \times 1.9 \text{ m}^2$. Elle est composée d'environ 5000 tubes photo-multiplieurs multi-anode (MAPMT) réparti en environ 137 modules de photo-détection (PDM). La structure de la surface focale est présentée figure 2.3.

Les photo-détecteurs sont les MAPMT Hamamatsu R11265-M64, composés d'une matrice de 8×8 anodes. Chaque anode agit comme un pixel d'environ 2.8 mm de coté, permettant une surface focale de grande résolution. Les MAPMT disposent d'un étage d'électro-multiplication de 12 dynodes permettant un gain d'environ 10^6 pour une tension de polarisation négative de -900 à -1000 V. L'efficacité de collection est de 70 %, et l'efficacité quantique de la photocathode est donnée par le constructeur à 35 % pour les longueurs d'onde entre 290 et 400 nm. La fluorescence produite par les gerbes s'étend sur des longueurs d'onde entre 290 et 430 nm. Afin de supprimer la détection du signal au delà de 430 nm et ainsi d'augmenter le rapport signal sur bruit, un filtre UV est installé sur la photocathode. Il s'agit de filtres Schott BG3 de transmittance proche de 99 % dans cette gamme de longueur d'onde, comme on peut le voir sur la figure 2.4.

Elementary Cell et Électronique de lecture

Les MAPMT sont regroupés par groupe de 2×2 MAPMT pour former l'Elementary Cell (EC). Les 9 EC et l'électronique associée forment le PDM, l'unité indépendante la plus grande de la surface focale. Les signaux des MAPMT sont lus et numérisés par les ASIC (Application Specific Integrated Circuit). Les ASIC, développés par le groupe OMEGA, fournissent la GTU (Gate Time Unit), la fenêtre d'acquisition de 2.5 μs . Les signaux numériques sont ensuite envoyés au FPGA (Field-Programmable Gate Array), un par PDM, où le trigger de 1er niveau sera appliqué. Chaque EC comprend sa propre unité d'alimentation haute tension afin de polariser les MAPMT. Ainsi, la surface focale

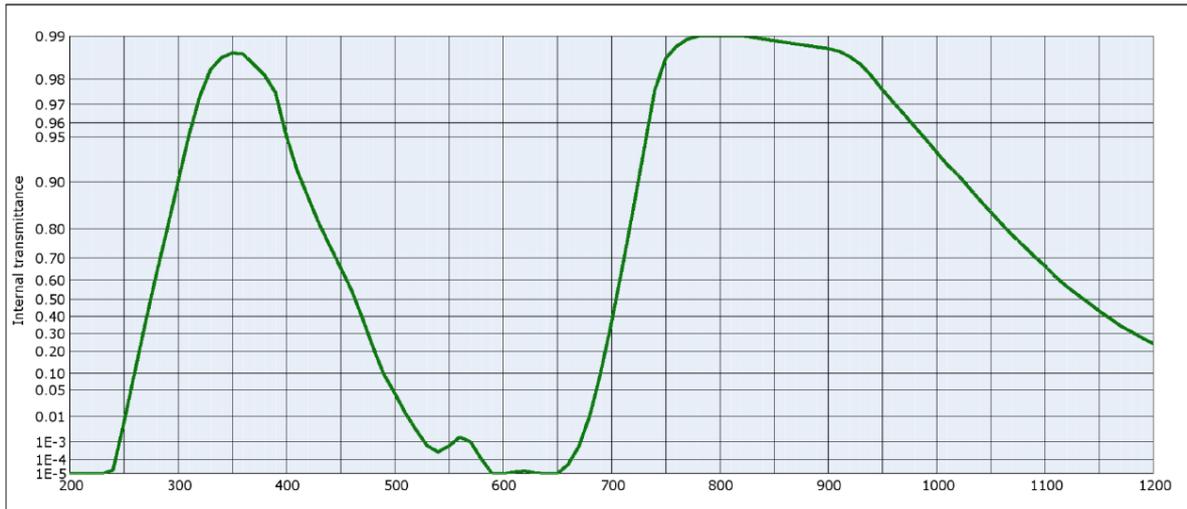


FIGURE 2.4 – Transmittance des filtres BG3 installés sur les MAPMT. Le filtre est aussi transparent dans les infrarouges, mais la photocathode n'est pas sensible à cette gamme de longueur d'onde. Extrait de [59]

peut être constituée d'un nombre quelconque de PDM, le fonctionnement sera le même du point de vue de l'électronique de lecture. Le PDM est décrit plus en détails dans le chapitre 3.

Enfin, après le FPGA, les données sont envoyées dans le Cluster Control Board (CCB). Chaque CCB reçoit les données ayant passé les trigger de 1er niveau provenant de 6 ou 7 PDM et applique le trigger de 2nd niveau et transmet les données au CPU et au système de stockage.

Alimentation des MAPMT

Les MAPMT sont alimentés par des modules Cockroft-Walton (CW) agissant comme une succession de multiplicateurs de tension. À chaque étage n , la tension délivrée est n fois supérieur à la tension en entrée. Ce système est bien adapté à l'utilisation avec les MAPMT puisque le pas de la tension entre chaque dynode est constant. De plus, contrairement à un simple diviseur de tension, habituellement utilisé avec les PMT, les CW sont très économes en puissance dissipée. La puissance totale de la surface focale pour un gain de 10^6 est de 50 W, alors qu'elle serait de plusieurs kW si des diviseurs de tension étaient utilisés.

Une des fonctions du module de haute tension est d'adapter l'efficacité de collection des MAPMT. En effet, durant sa mission, JEM-EUSO va être soumis à des intensités lumineuses très différentes. Alors que pour la détection des gerbes atmosphériques, l'efficacité la meilleure possible est nécessaire en raison de la faible intensité de la lumière émise, l'étude des phénomènes atmosphériques ne nécessite pas une sensibilité aussi importante. Or la gamme dynamique de l'électronique de lecture en comptage de photons n'est pas très importante, de l'ordre d'une centaine de photons par GTU. Si le flux dépasse ce niveau, les ASIC vont saturer et le comptage de photons ne sera plus possible. Dans les cas extrêmes, le MAPMT peut être endommagé si l'intensité lumineuse est trop importante. Avec un gain de 10^6 , le courant reçu par les anodes à la fin de l'électro-multiplicateur risque de les endommager. Hamamatsu recommande de ne pas dépasser $100 \mu\text{A}$ sur les 64 anodes d'un MAPMT, ce qui représente environ 10 photo-électron par pixel par GTU.

La solution pour continuer à observer des intensités plus élevées est de faire baisser l'efficacité des MAPMT. L'efficacité de détection est le produit de l'efficacité quantique de la photo-cathode et de l'efficacité de collection du photomultiplicateur. L'efficacité quantique est intrinsèque au MAPMT et ne peut être modifiée, mais l'efficacité de collection dépend entre autres de la tension appliquée à la photo-cathode. En diminuant celle-ci, le nombre de photo-électron produit par photon est réduit, et on peut ainsi rester dans le régime de comptage de photo-électron de l'électronique de lecture. Le gain dépend surtout de la différence de tension entre les dynodes. Il est donc peu affecté par le changement de la tension de la photocathode, et les photo-électrons produisent toujours un courant suffisamment élevé pour être détecté.

Le niveau de lumière détectée va donc être mesuré pendant l'acquisition. Si celui-ci dépasse un certain niveau, la tension passe du niveau nominal, 900 V par exemple, à 750 V. Si l'intensité dépasse à nouveau la limite, la tension à la photo-cathode devient nulle, annulant la capacité du MAPMT à collecter les photo-électrons. Si l'intensité reste constante, la tension reste à 750 V, et si elle passe sous un seuil, la tension remonte à 900 V. La capacité de collection est réduite d'un facteur 100 entre 900 V et 750 V, et d'un facteur 10000 à 0 V par rapport à 900 V. Seulement la tension de la photocathode est modifiée. Les tensions des dynodes ne changent pas, et le gain du multiplicateur d'électrons reste donc constant.

Un schéma représentant l'algorithme des commutateurs (ou "switches") des hautes tensions est présenté figure 2.5.

2.2.3 Le système de surveillance atmosphérique et de calibration en vol

Le système de surveillance atmosphérique

JEM-EUSO détecte les gerbes atmosphériques par la mesure de la lumière de fluorescence et de Tcherenkov émise dans l'atmosphère. Les caractéristiques de l'émission de lumière UV vont fortement dépendre des conditions atmosphériques, des couches d'aérosol et de la présence de nuages. En effet, ces deux facteurs vont influencer la façon dont la lumière va être atténuée ou diffusée dans l'atmosphère avant d'atteindre le télescope, ainsi que l'altitude à laquelle la lumière Tcherenkov va être réfléchi, selon que la réflexion se fait au sol ou sur la couche supérieure des nuages.

La connaissance de ces facteurs est très importante pour estimer les erreurs systématiques sur la position du X_{\max} (profondeur de développement de la gerbe) et sur la mesure de l'énergie du rayon cosmique primaire. Pour cela, un système de surveillance de l'atmosphère (Atmospheric Monitoring System, AMS) est utilisé sur JEM-EUSO. Ce système permet d'observer la couverture nuageuse, ainsi que de mesurer les propriétés optiques des nuages et des couches d'aérosol au moment d'une gerbe atmosphérique. Les informations sont ensuite utilisées pendant l'analyse hors-ligne afin de réduire les incertitudes sur la reconstruction des propriétés de la gerbe.

l'AMS est constitué d'une caméra infrarouge ayant le même champ de vue que JEM-EUSO et d'un LIDAR (LIght Detection And Ranging). La caméra infrarouge permet de déterminer l'altitude du sommet des nuages optiquement épais en mesurant leur température, qui dépend de l'altitude, et en utilisant la stéréoscopie permise par le déplacement rapide de l'instrument sur son orbite. Le LIDAR mesure l'atténuation et la diffusion dues aux couches aérosol et aux couches nuageuses fines, qui ne sont pas observables par la caméra infrarouge, par tir laser dans plusieurs directions.

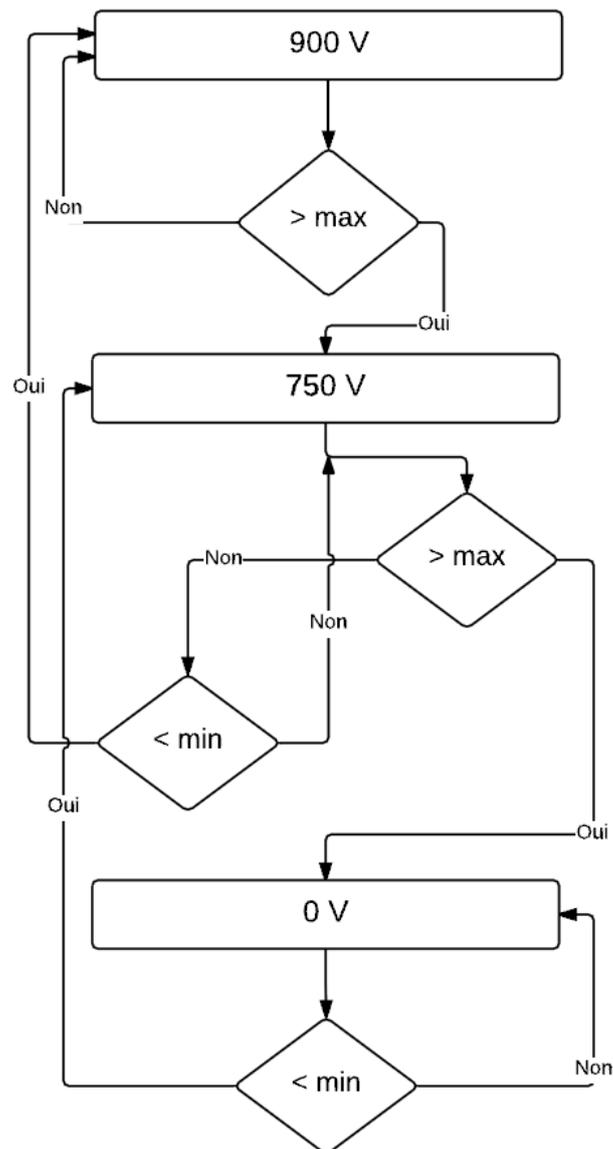


FIGURE 2.5 – Schéma décrivant le fonctionnement des commutateurs des hautes tensions. Extrait de [47]

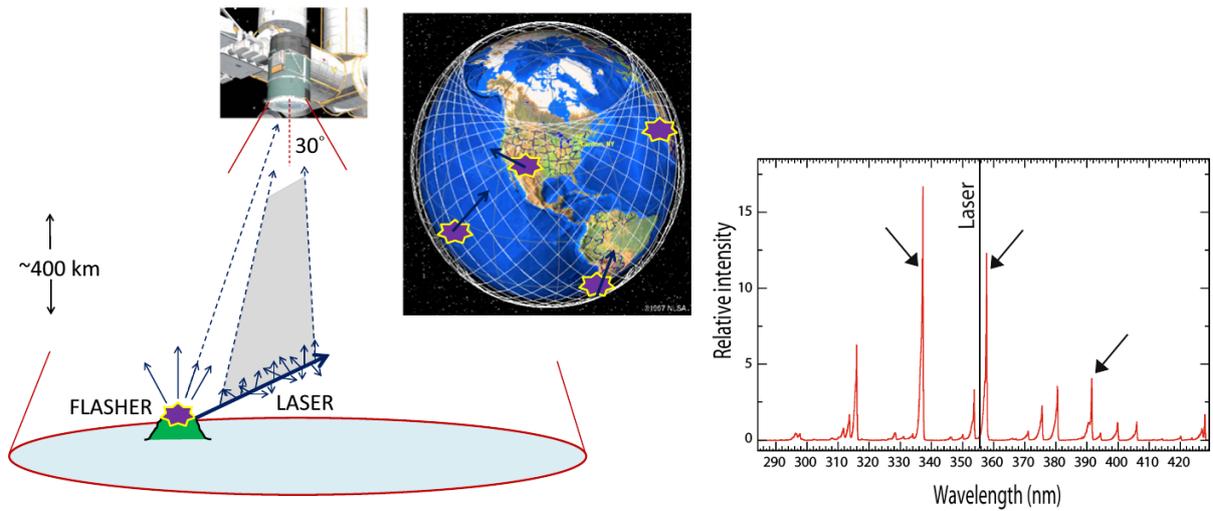


FIGURE 2.6 – Gauche : schéma représentant le principe de fonctionnement du GLS. Les traces laser et le signal du flasher imite la signature optique des gerbes atmosphériques tels qu’elles sont détectés par JEM-EUSO. Droite : le spectre de la fluorescence de l’azote. Les longueurs d’onde des filtres utilisés sur la lampe xénon sont indiquées par des flèches. La longueur d’onde du laser est aussi indiquée (355 nm). Extrait de [67].

La connaissance de l’altitude des nuages est aussi importante pour connaître la distance entre l’altitude à laquelle le signal Tcherenkov a été réfléchi et la position du X_{\max} , ce qui permet de contraindre son altitude absolue.

La caméra infrarouge est constituée d’un réseau de micro-bolomètres et d’optiques rétractives en germanium observant le signal lumineux à travers deux filtres IR aux longueurs d’onde comprises entre 10 et 12 μm .

Calibration en vol

Plusieurs procédures sont prévues pour effectuer la calibration de l’instrument de JEM-EUSO. En plus de la calibration absolue des MAPMT et de l’optique au sol, avant le lancement de la mission, une calibration relative va être effectuée avec une source de lumière sur l’appareil lorsque le couvercle de l’instrument sera fermé (pendant le jour). Un système de calibration absolue depuis le sol sera aussi utilisé pendant le vol. Il s’agit du GLS (Global Light System), un réseau de stations au sol réparties sur tout le globe terrestre utilisant des lampes xénon et des lasers orientables afin de créer des signatures lumineuses similaire aux signaux produits par les gerbes atmosphériques [4]. Avec le bon choix de filtres en longueur d’onde, la lumière diffusée dans l’atmosphère produite par les impulsions lasers est similaire au signal de fluorescence provenant des gerbes atmosphériques. Les paramètres des lasers et lampes xénon, tels que l’intensité, la direction de la trace laser, le temps absolu auquel il a été émis sont connus. Ainsi les traces créées vont être observables par la surface focale de JEM-EUSO, et la capacité de détection et de reconstruction des paramètres de la source va pouvoir être testée régulièrement de façon absolue. Le principe de fonctionnement du GLS et les longueurs d’onde utilisées sont décrits figure 2.6.

Conclusion sur l'instrument

Les caractéristiques générales de l'instrument ont été présentés dans cette section. Les caractéristiques sont telles qu'elles ont été définies dans l'élaboration de la phase A du projet, en 2010. Elles peuvent donc évoluer d'ici le lancement de la mission, dans plusieurs années, en fonction des résultats données par les prototypes du projet et de l'évolution de la mission. Plus de détails seront donnés dans les chapitres suivant, en particulier sur le PDM utilisé dans la surface focale.

2.3 Principe d'observation et performances attendues

La détection des gerbes atmosphérique se fait par l'observation de la lumière de fluorescence produite par l'ionisation de l'azote moléculaire présent dans l'atmosphère par les particules de haute énergie de la gerbe. Quelques milliers de photons produits par la gerbe atteignent l'optique de JEM-EUSO. En supposant une efficacité de détection totale (transparence de l'optique + efficacité des MAPMT) de l'ordre de 10 %, quelques centaines de photons sont détectés par la surface focale de l'instrument. Ce nombre de photons est réparti sur la trace laissée par la gerbe sur la surface focale, qui dépend de la direction d'arrivée du rayon cosmique primaire. La figure 2.7 gauche montre des simulations de gerbes atmosphériques observées par JEM-EUSO, pour une énergie $E = 10^{20}$ eV et plusieurs angles d'incidence. On peut voir que pour des rayons cosmiques arrivant avec un angle inférieur à 60° , la majeure partie de la gerbe est contenue dans un PDM.

La quantité de lumière détectée permet de reconstruire l'énergie du rayon cosmique. Le profil temporel du signal détecté met en évidence le maximum d'émission de la gerbe, correspondant à un grammage d'atmosphère traversé appelé X_{\max} (en g/cm^2), dont la détermination de la position donne des indications sur la nature du rayon cosmique. La figure 2.7 droite montre les différentes composantes de la lumière détectées par JEM-EUSO provenant d'une gerbe atmosphérique. Une caractéristique importante est le pic lumineux dû à la réflexion du signal Tcherenkov. La position de ce pic permet de déterminer l'altitude du maximum de développement de la gerbe (et par la suite la valeur du X_{\max}), en déterminant le temps entre le maximum de fluorescence et le pic Tcherenkov. Le signal Tcherenkov pouvant se réfléchir aussi bien sur les nuage que sur le sol, la détermination de la couverture nuageuse est cruciale, d'où l'importance du système de surveillance atmosphérique.

2.3.1 Mode d'observation

Afin d'augmenter la surface observée, JEM-EUSO dispose de la capacité de s'incliner par rapport au nadir afin d'observer l'atmosphère sous un angle vertical non nul, comme on peut le voir sur la figure 2.8. La surface observée plus importante permet d'augmenter la statistique. Cependant, dans ce mode la distance entre la gerbe et l'instrument est plus importante en moyenne. Le nombre de photons atteignant l'optique est donc plus faible, et les gerbes d'énergie plus faible sont difficilement détectables. Le seuil en énergie augmente donc avec l'inclinaison. Ce mode incliné est donc utilisé pour augmenter la statistique aux plus hautes énergies.

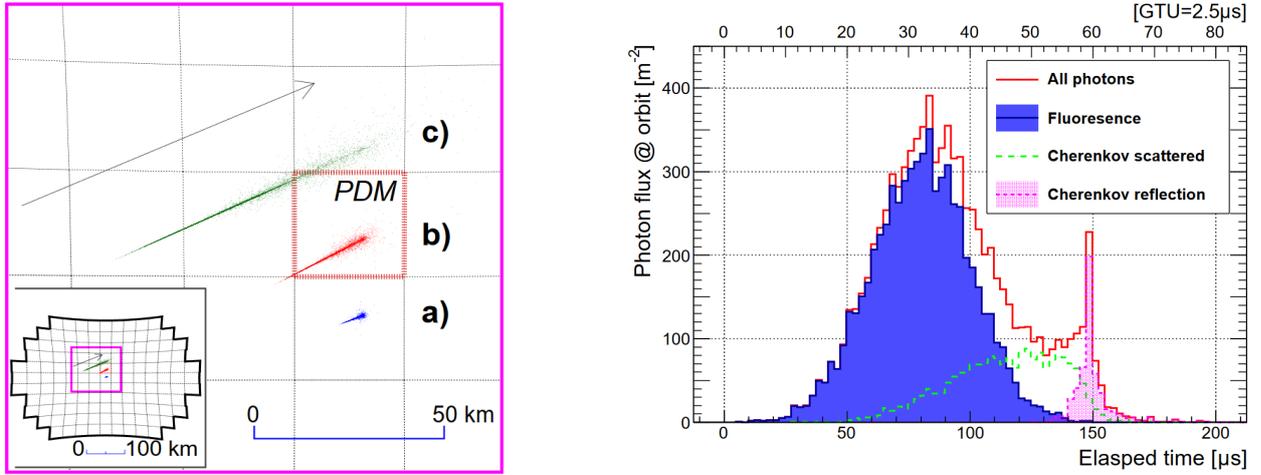


FIGURE 2.7 – A gauche : Simulation de gerbes détectés par JEM-EUSO avec une énergie $E = 10^{20}$ eV pour plusieurs angles zénithaux Θ : 30° (a)), 60° (b)) et 75° (c)). Les lignes en pointillés représente le champ de vue de chaque PDM. Extrait de [70]. Droite : Profil temporel de la lumière détecté lors de l'observation d'une gerbe atmosphérique d'énergie $E = 10^{20}$ eV et $\Theta = 60^\circ$, avec les différentes composantes mises en évidence. Extrait de [3].

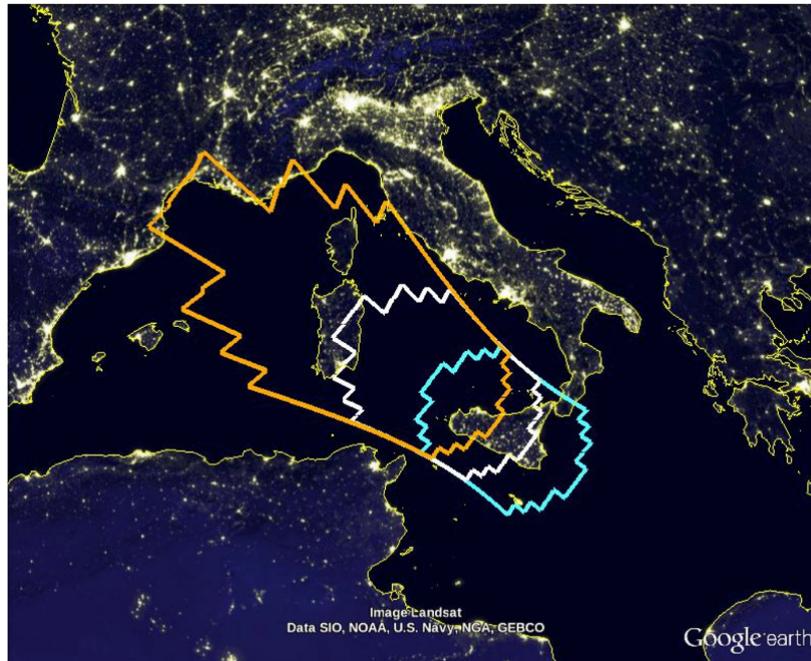


FIGURE 2.8 – surface observée au-dessus de l'Italie. La zone bleue correspond au mode nadir, les zones blanches et oranges correspondent au champ de vue avec un angle d'inclinaison de 20 et 30°, respectivement [69].

2.3.2 Méthode de déclenchement

L'espace de stockage disponible pour enregistrer les données acquises par JEM-EUSO est, comme pour toute mission spatiale, très limité. Si les toutes les acquisitions étaient enregistrées en continu, la quantité de données serait beaucoup trop importante pour les capacités de stockage et de transfert de données disponibles. La surface focale de JEM-EUSO est composée d'environ 3.2×10^5 pixels, effectuant des acquisitions de $2.5 \mu\text{s}$ (durée de la GTU, Gate Time Unit), ce qui correspond à 4×10^5 Hz. Le signal enregistré par chaque pixel est codé sur 8 bits. La quantité de données enregistrées par JEM-EUSO correspond donc à :

$$3.2 \times 10^5 \times 4 \times 10^5 \times 8 = 1\text{Tbit/s.} \quad (2.1)$$

Cependant, la télémétrie disponible pour JEM-EUSO sur le module japonais de l'ISS n'est que de 300 kbits/s. Le débit de données doit donc être diminué d'un facteur 10^6 .

Il faut donc un système de déclenchement ("trigger") permettant la sélection des données scientifiques utiles, telles que les gerbes atmosphériques, tout en rejetant le signal provenant des fluctuations du bruit de fond et des sources transitoires. Le système de déclenchement est propre à chaque PDM, qui dispose d'un champ de vue assez grand pour pouvoir observer une grande partie du développement d'une gerbe, permettant de limiter le nombre de pixel sur lesquels le trigger est appliqué.

Le système est composé de deux niveaux. Le trigger de premier niveau appelé Persistence Track Trigger (PTT) déclenche l'acquisition lorsqu'un signal d'une durée définie dépasse un certain seuil en intensité. Les pixels sont rassemblés en groupes de 3×3 pixels. L'acquisition est déclenchée :

- si pour un certain nombre P de GTU consécutives au moins un pixel enregistre un signal supérieur ou égal à un seuil $n_{\text{thr}}^{\text{pix}}$
- et si le nombre total de photo-électrons détectés dans le groupe de 3×3 pixels est supérieur à un autre seuil $n_{\text{thr}}^{\text{cell}}$.

Le paramètre de persistance, P , est fixé à 5 GTU pour JEM-EUSO, alors que $n_{\text{thr}}^{\text{pix}}$ et $n_{\text{thr}}^{\text{cell}}$ dépendent du bruit de fond et sont définis automatiquement en fonction de celui-ci, afin d'avoir un taux de trigger de 1 Hz par EC. Les seuils sont redéfinis toutes les 128 GTU, et sont identiques pour toute l'EC.

Une amélioration du trigger de premier niveau est étudiée, et a été testée pendant une campagne de mesure décrite dans le chapitre 6. Il s'agit de définir les seuils $n_{\text{thr}}^{\text{pix}}$ et $n_{\text{thr}}^{\text{cell}}$ sur chaque MAPMT, au lieu de chaque EC, selon le niveau de bruit de fond enregistré par pixel le plus élevé. Ceci permet de prendre en compte la non-uniformité de l'efficacité des pixels.

Avant de passer au trigger de second niveau, un test est effectué sur la durée durant laquelle le PTT est déclenché. En effet, une gerbe se déplace à une vitesse proche de la vitesse de la lumière. Le signal entier ne dure pas plus qu'environ 45 GTU dans une EC. Un compteur est donc utilisé pour compter le nombre de GTU consécutives durant lesquelles le trigger PTT est déclenché. Si le compteur dépasse un nombre $N_{\text{GTU}}^{\text{thr}}$, le trigger n'est pas activé, car cela signifie que le signal dure trop longtemps pour être une gerbe atmosphérique.

Le trigger de second niveau permet de vérifier que le signal enregistré par le trigger de 1er niveau se déplace bien en ligne droite, comme le devrait une trace produite par une gerbe atmosphérique. Ce trigger est appelé "Linear Track Trigger" (LTT). Pour cela, l'algorithme intègre le signal enregistré dans un groupe de 3×3 pixels en commençant par celui d'où le PTT a été issu, et se déplace d'un pixel par GTU, (vitesse correspondante à

la vitesse à laquelle se déplace l'image de la gerbe sur la surface focale) pendant 15 GTU, dans toutes les directions, puisque le trigger ne sait pas à l'avance dans quelle direction la gerbe se développe. Le nombre de coups dans le groupe de pixels se déplaçant le long des directions possibles est ensuite comparé à un seuil. Si la trace contenant le signal le plus élevé dépasse ce seuil, l'acquisition est déclenchée, et une portion de la surface focale correspondant à quelques PDM est enregistrée. Le trigger de second niveau fonctionne au niveau de chaque PDM et doit permettre un taux d'événements enregistrés inférieur à 0.1 Hz pour l'ensemble de la surface focale.

2.3.3 Performances de JEM-EUSO

Le paramètre le plus important de JEM-EUSO pour définir ses performances et sa capacité à remplir les objectifs scientifiques est l'exposition annuelle en fonction de l'énergie de la particule incidente. L'exposition annuelle prend en compte les facteurs limitant la capacité de l'instrument à détecter des gerbes atmosphériques, telles que la présence de la Lune ou de nuages dans le champ de vue de la caméra. Celle-ci est obtenue en calculant l'ouverture géométrique de l'instrument qui dépend de l'efficacité de trigger.

La détermination de l'ouverture géométrique se base sur des simulations [70]. Un grand nombre de gerbes sont injectées sur une surface au sol bien supérieure à la surface observée par l'instrument, avec un bruit de fond correspondant à de bonnes conditions (pas de Lune, pas de nuages, etc.) de 500 ph/m²/sr/ns. L'ouverture géométrique est donc définie par la relation suivante :

$$A(E) = \frac{N_{\text{trig}}}{N_{\text{sim}}} \times S_{\text{sim}} \times \Omega_0, \quad (2.2)$$

où $\Omega_0 = \pi$ sr est l'angle d'acceptance pour un angle zénithal $0^\circ \leq \Theta \leq 90^\circ$.

La figure 2.9 montre l'ouverture géométrique en fonction de l'énergie pour différentes coupures. L'énergie est l'énergie simulée, non l'énergie reconstruite. L'ouverture sans coupure atteint un plateau à environ 6×10^{19} eV. À plus haute énergie, l'ouverture s'approche de la valeur maximale. Elle dépend principalement de la surface couverte au sol, et donc de l'altitude de JEM-EUSO, l'efficacité de trigger étant pratiquement de 100 %. Une coupure sur l'angle zénithal Θ et sur la distance entre le coeur de la gerbe projetée au sol et le centre du champ de vue R fait diminuer l'ouverture, mais étend la zone d'efficacité maximale à des énergies plus faibles, en raison des performances de l'optique meilleurs au centre que sur les bords. Ce type de coupure dans le lot de données permet de contrôler précisément l'acceptance, et d'assurer une comparaison plus fine avec les observatoires au sol dans la gamme d'énergie correspondante.

On peut ensuite déterminer l'exposition annuelle en prenant en compte les effet limitant l'observation des gerbes :

$$(\text{Exposition annuelle}) \equiv A(E) \cdot \kappa_C \cdot \eta_0 \cdot (1 - f_{\text{loc}}) \cdot (1[\text{yr}]). \quad (2.3)$$

Le facteur κ_C représente l'effet de la couverture nuageuse sur la détection des gerbes atmosphériques. Le facteur η_0 représente le temps d'observation, appelé "duty cycle", pour lequel le bruit de fond continu est inférieur à une valeur plafond, fixée ici à 1500 ph/m²/sr/ns. Le duty cycle dépend entre autres de la présence de la Lune, ainsi que du cycle jour/nuit. Enfin, f_{loc} représente la présence de sources lumineuses ponctuelles, telles que les éclairs ou les lumières des villes. Dans cette estimation, on utilise $\kappa_C = 72$ %, $\eta_0 = 20$ % et $f_{\text{loc}} = 10$ %.

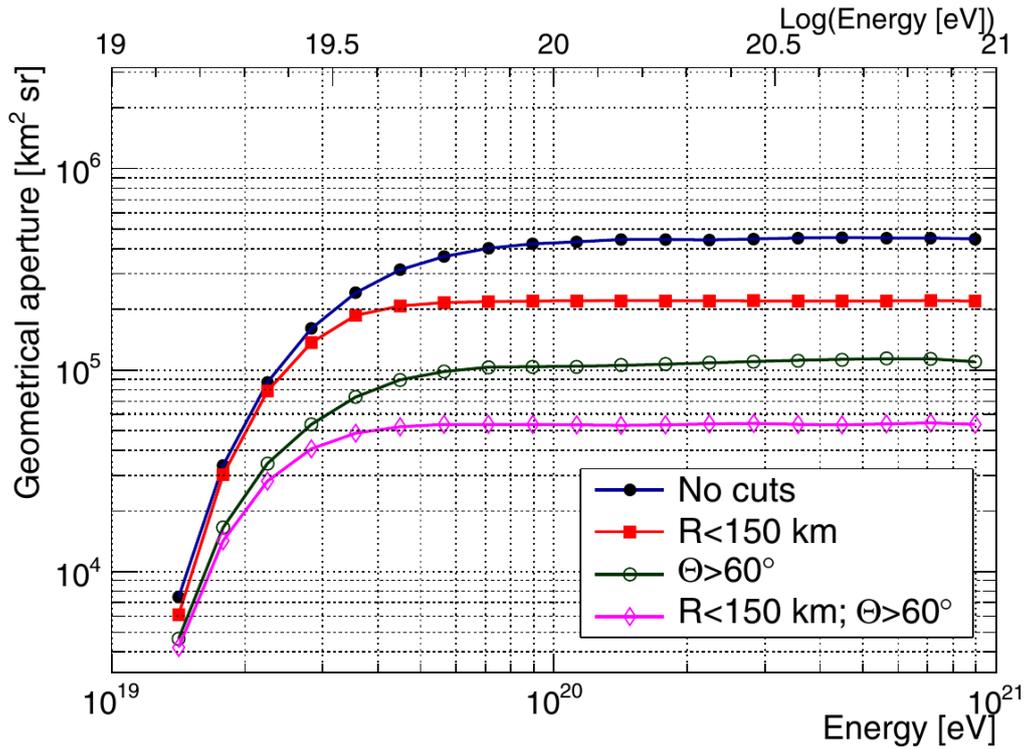


FIGURE 2.9 – Ouverture géométrique en fonction de l'énergie, avec et sans coupures sur l'angle zénithal de la gerbe et sur la distance entre le centre de la gerbe au sol et le centre du champ de vue [70].

La figure 2.10 présente l'exposition annuelle de JEM-EUSO en tenant compte des conditions précédentes.

L'estimation de l'exposition sera aussi utilisée pour l'un des prototypes de JEM-EUSO, EUSO-SPB, une mission ballon de plusieurs semaines dont l'objectif est de tester la détection de gerbes atmosphériques depuis le ciel. Cette estimation est décrite dans le chapitre 8.

2.4 Démonstrateurs de la mission JEM-EUSO

Afin de préparer la mission principale, un certain nombre de prototypes ont été conçus ou sont en projet. Ces prototypes permettent de tester les choix technologiques de la collaboration JEM-EUSO, tels que l'algorithme de trigger ou la méthode de polarisation des MAPMT, sur des instruments à taille réelle.

- EUSO-Balloon : EUSO-Balloon est un instrument embarqué sur un ballon stratosphérique volant à 38 km. Il s'agit d'un PDM complet associé à un système de lentilles de Fresnel regardant vers le bas. Son but est d'effectuer un test "end-to-end" du télescope spatial. Il a aussi pour objectif de mesurer le bruit de fond UV depuis la stratosphère, à environ 38 km d'altitude. Il a effectué un premier vol d'une nuit en août 2014, sous la responsabilité de l'agence spatiale française, le CNES. Il fut accompagné d'un vol en hélicoptère dans le champ de vue de l'instrument emportant un prototype du GLS afin de simuler les traces produites par les gerbes atmosphériques. Ce projet a été au centre de ce travail de thèse, et est détaillé dans

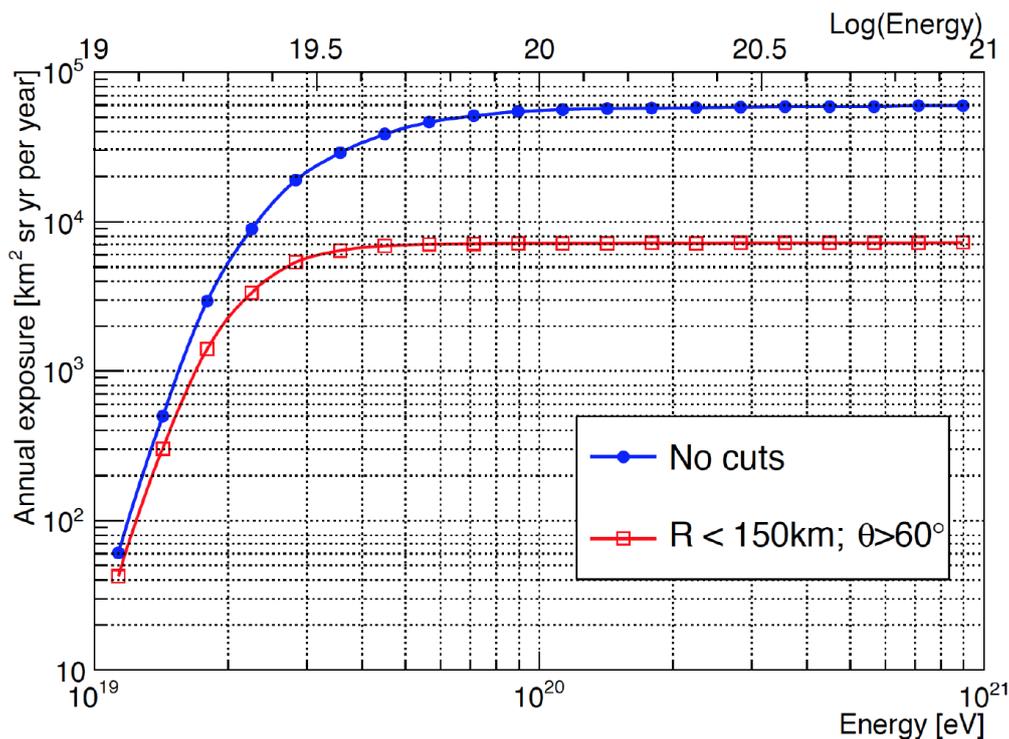


FIGURE 2.10 – Exposition annuelle en fonction de l'énergie avec et sans coupures. Extrait de [3]

le chapitre 3. Un second vol dirigé par la NASA, devant durer plusieurs semaines, est prévu au printemps 2017 et est décrit dans le chapitre 7.

- EUSO-TA [13] : il s'agit d'un instrument très similaire à celui d'EUSO-Balloon, composé lui aussi d'un PDM et d'un système de lentilles de Fresnel. Il est basé au sol, et a été installé sur le site de Telescope Array dans l'Utah au début de l'année 2015. Il observe la lumière UV dans l'atmosphère en parallèle des télescopes de TA. Il peut également observer le laser de calibration de TA. Il a été utilisé pour effectuer des tests sur le prototype du GLS, ainsi sur l'algorithme de trigger qui a été implémenté dans l'instrument. Ces tests sont décrits dans le chapitre 6.
- Mini-EUSO [79] : Mini-EUSO est lui aussi composé d'un PDM, avec un système réduit du système optique des deux précédents démonstrateurs, faisant 25 cm de diamètre. Il sera embarqué sur l'ISS en novembre 2017 afin d'observer le bruit de fond UV depuis l'espace. Contrairement à l'observation depuis la stratosphère, l'observation depuis l'espace permet aussi la mesure de l'airglow, signal UV créé à haute altitude (environ 100 km) par des réactions chimiques des molécules présents dans la haute atmosphère. Le signal UV mesuré par mini-EUSO sera donc l'addition de l'airglow avec la réflexion UV du sol et des nuages. La mesure de ce bruit de fond sera donc plus semblable à ce à quoi JEM-EUSO devra faire face. Mini-EUSO pourra également observer des phénomènes atmosphériques tels que des météores ou des TLE. Cependant, en raison de la faible ouverture de l'optique, l'instrument ne pourra pas observer de gerbes atmosphériques.
- K-EUSO [35] : K-EUSO est le fruit d'une collaboration entre la communauté EUSO et le projet russe Klypve. C'est un détecteur spatial de fluorescence composé initialement d'un grand miroir afin d'étudier les gerbes atmosphériques produites par

les rayons cosmiques d'ultra-haute énergie. La collaboration avec EUSO a amené l'ajout d'une lentille de Fresnel et d'une surface focale environ un tiers plus petite que celle envisagée pour JEM-EUSO, ce qui a permis d'améliorer les performances prévues pour K-EUSO et d'accroître notablement son champ de vue. Les performances resteront toutefois inférieures à celles de JEM-EUSO, son champ de vue étant plus limité.

Chapitre 3

EUSO-Balloon

3.1 Description de la mission

EUSO-Balloon [55] est le premier prototype du projet JEM-EUSO ayant fonctionné en conditions réelles. La mission a pour principal objectif la mise en pratique des choix technologiques entrepris par la collaboration, ainsi qu'une première mesure du bruit de fond réfléchi par le sol en Ultra-Violet. Ces objectifs seront réalisés par un vol de ballon stratosphérique. Le projet, qui comprenait initialement un vol court, a été étendu à un deuxième vol, cette fois-ci prévu pour durer plusieurs semaines, nommé EUSO-SPB (Super Pressure Balloon). Cette deuxième mission utilisera un instrument similaire au premier vol, avec certaines améliorations venant des retours d'expérience d'EUSO-Balloon. Cette deuxième mission est décrite plus en détail dans le chapitre 7

Le vol d'EUSO-Balloon s'est déroulé depuis la base de lancement de ballons opérée par l'Agence spatiale canadienne et le CNES située à Timmins, dans l'Ontario au Canada. La campagne de vol a duré environ trois semaines, et comprenait le ré-assemblage de l'instrument sur place, son intégration dans la gondole de vol, des tests de bonne santé d'avant vol, le vol d'une nuit et enfin la récupération de l'instrument et son désassemblage pour son retour en France. Le vol en lui-même a duré 8 heures. L'instrument a volé à une altitude de 38 km sur une distance d'environ 100 km. Différents types d'émission UV ont pu être observés grâce au survol de lacs, forêts et constructions humaines, avec et sans couverture nuageuse. La capacité de détection des gerbes atmosphériques a pu être testée grâce à des impulsions laser tirés depuis un hélicoptère dont le vol a suivi la trajectoire du ballon pendant deux heures, à 2000 m d'altitude.

EUSO-Balloon par rapport à JEM-EUSO

Comme indiqué dans le chapitre 2, JEM-EUSO sera constitué d'une centaine de Modules de Photodétection. Le PDM étant l'unité indépendante la plus petite de la chaîne de détection de JEM-EUSO, il a été utilisé pour réaliser le détecteur d'EUSO-Balloon. Le système optique est similaire à la mission principale (ensemble de lentilles de Fresnel), mais adapté afin qu'EUSO-Balloon ait le même niveau de bruit de fond UV par pixel que JEM-EUSO (voir tableau 3.1). En effet, une partie importante de l'émission UV de la Terre provient des réactions chimiques dans la haute atmosphère, à des altitudes supérieures à celle du vol d'EUSO-Balloon. Le bruit de fond observé par JEM-EUSO sera alors l'addition du signal direct et de sa réflexion par le sol, alors que EUSO-Balloon ne voit que la réflexion de la lumière par le sol. D'autres expériences [9],[31], [54] ont mesuré

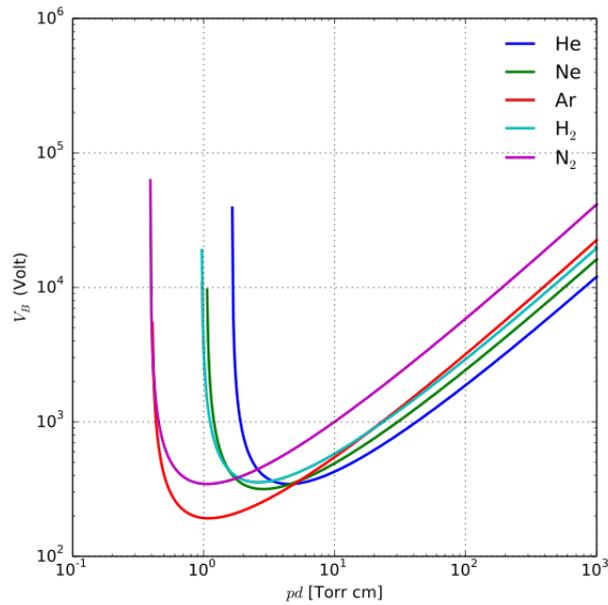


FIGURE 3.1 – Courbes de Paschen représentant la tension au delà de laquelle une décharge électrique peut se produire à une distance d et une pression p , en fonction du produit $d \times p$. Pour l’azote, qui est l’élément le plus abondant dans l’atmosphère, le minimum est à 1 torr/cm ce qui correspond à 1,3 mbar/cm.

une radiance UV entre 100 et 500 ph/m²/sr.

L’environnement dans lequel le ballon est destiné à évoluer ne nécessite pas de technologie spatiale résistante aux rayonnements, mais pour être représentative de la mission finale, la chaîne de détection d’EUSO-Balloon est constituée des mêmes éléments clés que le télescope spatial, en particulier les ASICS et le FPGA ainsi que le système de haute tension alimentant les MAPMTs.

Même si les systèmes d’EUSO-Balloon ne sont pas soumis au vide ou à d’importantes radiations pendant le vol, la basse pression à cette altitude peut causer des phénomènes non présents pour une mission spatiale. À 40 km, la pression atmosphérique est d’environ 3 mbar, ce qui est proche du minimum de la courbe de Pashen [54] (voir fig 3.1) pour des distances de l’ordre du centimètre, ce qui implique des risques de décharges entre des éléments proches étant à des différences de potentiels supérieures à 300 V. Cette situation se retrouve dans l’EC-unit (par exemple, la photo-cathode des MAPMTs à 950 V et la structure métallique à la masse), et implique donc des contraintes qui ne seront pas rencontrées dans le vide spatial.

Pour avoir un niveau de bruit de fond comparable à celui de JEM-EUSO, le système optique a été adapté en augmentant le champ de vue pour un PDM. afin d’avoir un angle solide par pixel plus important. Un niveau de fond UV équivalent permet de réaliser des tests représentatifs des algorithmes de trigger utilisés pour sélectionner les événements utiles et rejeter le bruit de fond vu par JEM-EUSO. L’altitude de vol d’EUSO-Balloon étant bien plus faible que JEM-EUSO, les gerbes atmosphériques sont plus proches de l’instrument, ce qui fait baisser le seuil de détection à $10^{17.5}$ eV pour le ballon contre plus de 10^{19} eV pour JEM-EUSO.

Paramètres	JEM-EUSO	EUSO-Balloon
Altitude (km)	400	38
Surface collectrice (m ²)	4.5	1
Taille du pixel au sol (km)	0.580	0.175
Champ de vue (pixel)(°)	0.08	0.25
Champ de vue (surface focale) (°)	3.8	12
Taille de la Surface focale au sol	28.2	8.4
rapport du bruit de fond	1	0.9 - 1.8

TABLE 3.1 – paramètres principaux de JEM-EUSO et EUSO-Balloon. EUSO-Balloon a été dimensionné pour avoir un niveau de bruit de fond UV similaire à JEM-EUSO (voir texte pour plus de détails).

Objectifs de la mission

En tant que démonstrateur technologique de JEM-EUSO, la mission EUSO-Balloon a plusieurs objectifs à remplir, aussi bien technologiques que scientifiques :

- les composants technologiques critiques pour la mission seront testés en conditions réelles, en particulier les modules Cockroft-Walton, le système d'alimentation en haute tension des MAPMTs. Est également testée la chaîne électronique et d'acquisition des données : la capacité des ASICs et du FPGA à enregistrer et traiter les données à une fréquence élevée (400 kHz) et une consommation faible (1 mW/pixel).
- La mesure du bruit de fond UV : EUSO-Balloon est le premier instrument à imager le sol en UV depuis le ciel en haute altitude ce qui permet d'avoir une estimation précise de la luminance des divers types d'émission dans la direction du nadir : forêts, couverture nuageuse, etc.
- Détection de traces UV : la détection des traces UV produites par les gerbes atmosphériques depuis l'espace est l'objectif scientifique principal de JEM-EUSO. L'évaluation de la capacité de l'instrument à remplir cet objectif a donc été une des missions principales d'EUSO-Balloon. Cependant, le vol d'EUSO-Balloon ne durant qu'une nuit, la probabilité que l'instrument détecte une gerbe atmosphérique est très faible (on verra à la fin du manuscrit qu'on peut s'attendre à moins d'une gerbe atmosphérique à 10¹⁸ eV par nuit pour ce type de mission). Les traces UV ont donc été simulées grâce à des impulsions laser et à des flashes UV tirés depuis un hélicoptère qui a volé à environ 2 km d'altitude en suivant le ballon pendant 2 heures.

3.2 Sous-systèmes d'EUSO-Balloon

3.2.1 Structure mécanique

L'électronique du ballon est maintenue dans une gondole qui permet d'assurer les fonctions de protection des éléments extérieurs. Un schéma de cette gondole, avec les sous-systèmes, est représenté sur la figure 3.2. Les contraintes sur la structure sont imposées par les éléments suivants :

- L'environnement thermique ;
- la protection de l'électronique contre l'eau ;
- la résistance aux chocs (lancement et atterrissage).

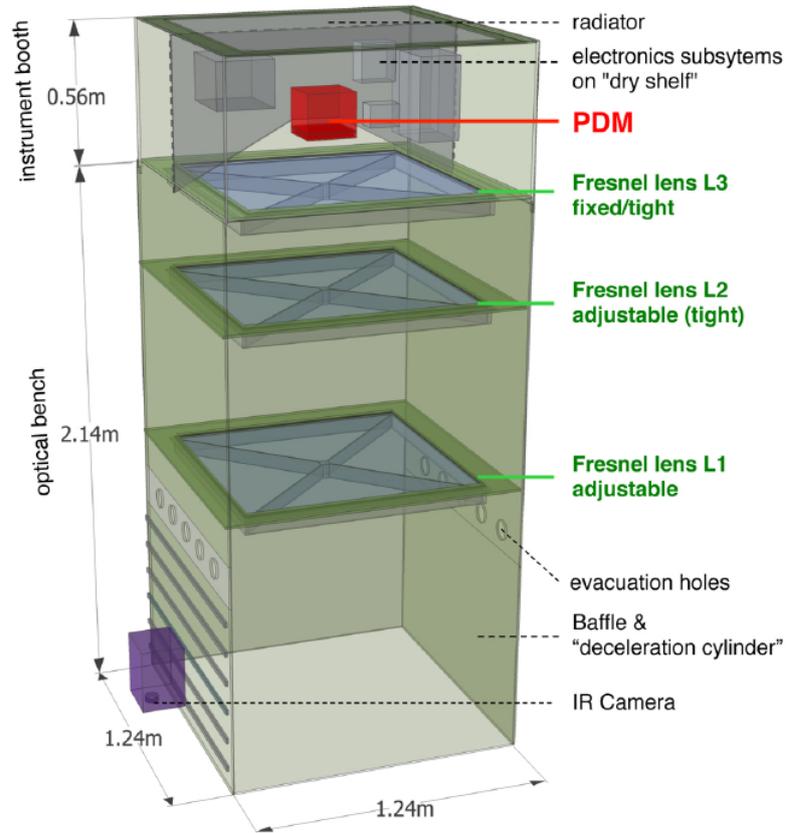


FIGURE 3.2 – Modèle 3D de la nacelle d'EUSO-Balloon

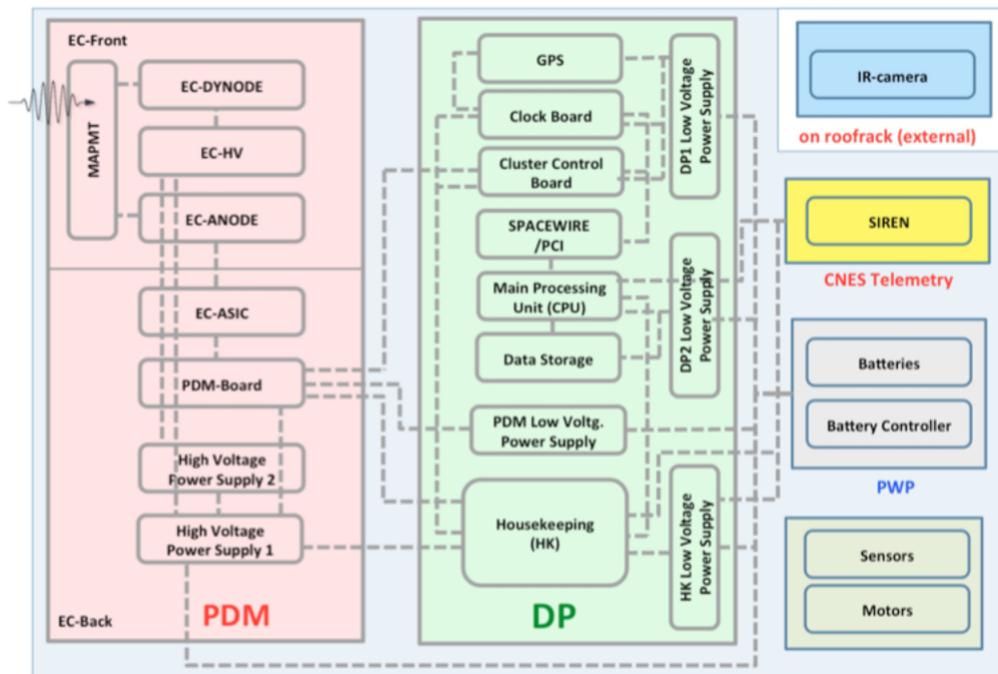


FIGURE 3.3 – Schéma bloc de l'instrument EUSO-Balloon [55]

La structure doit résister à des chocs de 15 g lors de l'ouverture des parachutes à la fin du vol, pour que l'instrument ne soit pas endommagé, mais aussi pour des questions de sécurité, pour éviter que des éléments du ballon ne tombent en chute libre depuis la haute altitude. Elle doit également protéger l'instrument pendant l'impact à l'atterrissage. Cette protection est donnée par des amortisseurs en anneaux situés sous la gondole qui peuvent se déformer lors d'un choc.

La chaîne électronique, composée du PDM (Module de Photo-détection) et DP (Data-Processing) ainsi que les batteries (Power Pack) et le module SIREN (Système d'Interface REseau Nosyca, module de communication avec le sol), sont fixés à une plaque en aluminium qui remplit la fonction de radiateur, permettant de dissiper la chaleur produite par l'électronique vers l'extérieure. Les éléments pour lesquelles la puissance consommée est importante, comme la carte PDM (FPGA et les convertisseurs DC-DC) ou les cartes LVPS (Low Voltage Power Supply), possèdent également un lien thermique avec cette plaque via une tresse métallique pour le FPGA et une plaque en aluminium pour les modules LVPS.

La gondole est réalisée pour protéger l'instrument en cas d'amerrissage. Des joints étanches sont disposés entre la structure en Fibrelam et la plaque en aluminium, ainsi qu'autour de la structure de la lentille L1. Des flotteurs en polystyrène sont fixés sur la partie haute de la gondole pour permettre à la chaîne électronique de rester au-dessus de la surface de l'eau.

La partie inférieure de la gondole forme une cloison permettant de contrôler le champ de vue du télescope et la quantité de lumière parasite entrant dans le système optique.

3.2.2 Le module optique

Le module optique d'EUSO-Balloon [82], réalisé par RIKEN au Japon, était initialement composé de trois lentilles de 1 mètre de diamètre faites en PMMA, la première (L1) et la troisième (L3) étant des lentilles de Fresnel, et celle du milieu (L2) une lentille diffractive. La lentille diffractive permet de diminuer les aberrations chromatiques grâce à une dispersion spectrale inversée par rapport aux deux autres lentilles réfractives. Il est passé à un système de deux lentilles en raison d'un défaut de conception de la lentille diffractive.

Les lentilles de Fresnel permettent de limiter l'épaisseur et le poids du système optique tout en gardant une courte distance focale, et donc un champ de vue important. L'utilisation des lentilles de Fresnel est critique pour avoir le champ de vue requis par les performances de JEM-EUSO tout en respectant les contraintes en volume et poids des missions spatiales. Cependant, la surface étant composée de cercles concentriques, et n'étant donc pas lisse, les performances en imagerie sont dégradées. Les lentilles de Fresnel sont aussi plus complexes à réaliser.

3.2.3 Le module de Data Processing

Le module de Data Processing (DP) [60], dont l'INFN et l'université de Naples ont la charge, est en bout de la chaîne électronique. Il accueille le CPU de l'instrument, le disque dur pour stockage des données, ainsi que d'autres sous-systèmes de surveillance et de contrôle : le House-Keeping (HK), le Cluster Control Board (CCB), les modules de basse tension (LVPS), le GPS et la "clock board".

Alimentation basse tension

Les différentes cartes LVPS (Low Voltage Power Supply), conçues par l'Université Nationale Autonome du Mexique (UNAM), ont pour but d'alimenter les sous-systèmes en basse tension à partir de la tension de 28 V délivrée par l'ensemble des batteries.

Le DP-LVPS alimente les éléments du DP. Il comprend trois cartes : le LVPS-HK qui alimente le HK, le LVPS-DP1 qui alimente le CCB, le GPS et la clock board, et le LVPS-DP2 qui alimente le CPU et le disque. Le LVPS-HK est directement contrôlé par SIREN et est le premier module à se mettre en fonctionnement dans la procédure de démarrage de l'instrument. Les deux autres modules sont contrôlés par le HK.

HouseKeeping

Le module HouseKeeping (HK), également conçu par l'UNAM, a pour fonction le suivi des statuts de tous les modules LVPS et de leurs sous-systèmes, et le suivi de la température, courants et tensions des différents systèmes et la réception et la transmission des TM/TC.

Clock Board

La clock board, conçue par l'université de Naples et l'INFN, fournit la synchronisation de l'horloge cadencée à 40 MHz à l'ensemble du système et l'horloge GTU à 400 kHz à l'électronique du PDM. Elle est en relation avec le GPS pour permettre d'étiqueter temporellement et spatialement les paquets de données pris par le PDM.

CCB

Le CCB (Cluster Control Board) récupère des données de la PDM board qui ont passé le trigger du 1er niveau. Le trigger de second niveau y est appliqué, puis le CCB transfère les données au CPU. L'université de Tübingen a eu la charge de ce module.

CPU

Le CPU, fournis par l'INFN, permet de contrôler les différents sous-systèmes de l'instrument, de faire l'interface avec le système de télémétrie de la gondole et avec les opérateurs dans les deux sens :

- Télécommande (TC) : réception et transmission des commandes ON/OFF aux sous-systèmes et des commandes d'acquisitions ;
- Télémétrie (TM) : envoi des données de surveillance des systèmes (état de fonctionnement, température, etc) et des données scientifiques au sol.

Le CPU est un modèle commercial, un ITX-i2705 produit par Arbor.

Stockage des données

Les données des systèmes de surveillance et du FPGA transmises au CPU sont stockées dans deux disques SSD (pour redondance) de 960 Go pour la récupération des données à la fin du vol. Le transfert des données sur l'espace de stockage représente le point limitant dans la séquence de fonctionnement de l'instrument, une vitesse de transfert élevée est

donc importante. Les disques sont connectés en SATA II permettant un taux de transfert jusqu'à 250 Go/sec.

3.2.4 Le Module de Photodétection (PDM)

Le PDM est l'élément central de l'instrument. Il est constitué de 9 EC et leur alimentation haute-tension, 6 cartes EC-ASIC et la carte PDM accueillant le FPGA. Il est représentatif du modèle prévu pour être utilisé sur JEM-EUSO.

Le PDM comprend la surface focale, ainsi que l'électronique de lecture. Après détection par les MAPMTs, le signal est numérisé par les ASICs, puis transféré au FPGA. Les données numériques y sont mises en forme selon l'agencement des pixels sur la surface focale, et le trigger de premier niveau est appliqué.

Les MAPMT

Les objectifs scientifiques de JEM-EUSO nécessitent une résolution angulaire élevée tout en gardant la taille de la surface focale limitée. La solution retenue pour respecter ces contraintes avec les avantages fournis par les PMTs a été d'utiliser les photomultiplicateurs Multi Anode (MAPMT). Ces MAPMTs disposent d'une seule cathode, mais de plusieurs multiplicateurs d'électrons et de plusieurs anodes. Ainsi, le photo-électron produit quand un photon interagit avec la photo-cathode se dirige vers l'un ou l'autre des étages d'électro-multiplication en fonction de son point d'émission sur la cathode. La surface de chaque MAPMT est donc divisée en plusieurs pixels. La résolution de la surface focale est ainsi augmentée pour un même nombre de PMT, et la précision sur la localisation angulaire de la source de lumière est améliorée.

Pour JEM-EUSO, des MAPMT M64 de Hamamatsu sont utilisés. La surface photosensible de 23×23 mm est composée d'une matrice de 8×8 anodes. Chaque PMT est constitué de 12 dynodes et une cathode, ainsi que d'une électrode de garde pour améliorer la focalisation des photo-électrons. L'ensemble de la chaîne permet un gain de l'ordre de 10^6 avec une tension de polarisation de 950 V.

EC-units

Une EC (voir figure 3.4) est composée de 4 photo-multiplicateurs multi-anodes et de plusieurs circuits imprimés permettant de répartir les tensions provenant d'un module haute-tension.

L'EC permet de faire la connexion entre les MAPMTs qui en font partie et, d'une part, le module d'alimentation en haute tension, et d'autre part, les cartes EC-ASICs. La base de l'EC est composée de 3 étages de circuits imprimés : l'EC-dynode, l'EC-anode et l'EC-HV. Le rôle de l'EC-dynode est d'aligner les pins des MAPMT. Les cartes de l'EC-anode (une carte par MAPMT) distribuent les signaux analogiques des 64 anodes de chaque MAPMT vers les cartes EC-ASIC en passant par des circuits imprimés flexibles en kapton. Enfin, les cartes de l'EC-HV (une par MAPMT également) permettent de délivrer les 14 différentes tensions à chacun des 4 PMTs afin d'alimenter la cathode, l'électrode de garde, et les 12 dynodes.

L'EC-unit présente une architecture très compacte, avec les signaux véhiculant les données des MAPMT passant dans des voies situées à quelques millimètres des voies amenant la haute-tension, et donc étant à des potentiels très différents. Comme dit dans la

section 3.1, la proximité des différents potentiels peut provoquer des décharges électriques entre les voies à la pression extérieure pendant le vol d'EUSO-Balloon. Pour remédier à ce problème, les EC sont coulées dans de la résine ("potting") afin d'isoler les différentes cartes électroniques entre elles. La résine permet également de maintenir les éléments ensemble.

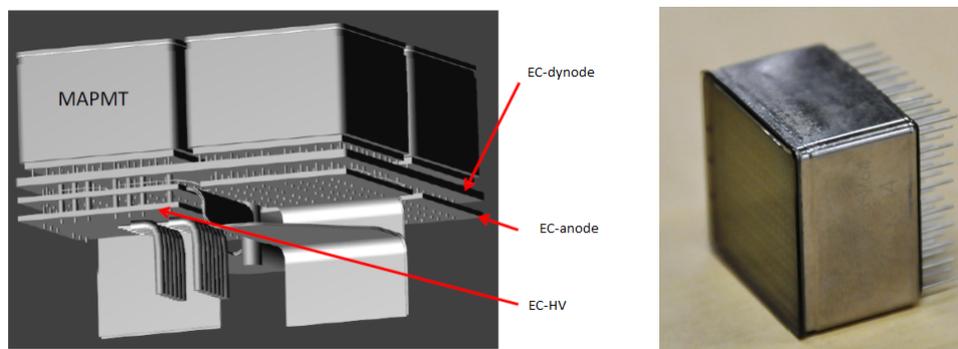


FIGURE 3.4 – A gauche : schéma de l'EC-unit. A droite : photomultiplicateur

EC-ASICs

Les impulsions venant des EC-anodes sont ensuite lus par les 36 ASICs SPACIROC répartis sur 6 cartes EC-ASICs. Les ASICs permettent de convertir le signal analogique provenant des EC en signal numérique pouvant être interprété par la suite de la chaîne électronique. Deux modes de lecture peuvent être utilisés : le mode SPE (Single Photo-Electron), et le mode intégré. En temps normal, le niveau du fond UV représente quelques photo-électrons par GTU. L'ASIC SPACIROC 1 ayant une résolution temporelle de 30 ns, les impulsions en sortie des PMTs sont séparées et peuvent être comptées une à une dans le mode SPE. Pour un signal plus intense les impulsions sont empilées et le mode SPE ne peut pas être utilisé. La quantité de lumière enregistré par les PMTs est alors obtenue en intégrant la charge pendant chaque GTU grâce à un circuit secondaire, le KI. Cependant ce mode n'a pas pu être utilisé pour le vol d'EUSO-Balloon à cause d'un problème dans l'ASIC et du manque de temps pour le résoudre, et donc le mode intégré n'était pas implémenté dans l'acquisition des données. L'ASIC est décrit plus en détail dans la section 3.3. la figure 3.5 monte une photo d'une EC-ASIC.

PDM-board

La carte PDM (voir figure 3.6), comme son nom l'indique, est l'élément central du PDM et est à l'interface entre les EC et le DP. Elle accueille le FPGA (Field Programmable Gate Array). Elle est connectée aux 6 cartes EC-ASIC et récupère les signaux numériques des ASICs pour les envoyer au FPGA. Le FPGA soumet les données provenant des ASICs au trigger de premier niveau, et met en forme les données pour les envoyer au DP.

La carte permet aussi d'amener le courant depuis le LVPS aux différents éléments du PDM. Elle est dotée de convertisseurs DC-DC afin d'adapter la tension d'entrée (5 V) vers les tensions nécessaires aux différents sous-systèmes : le FPGA, la partie analogique, et la partie numérique des cartes EC-ASIC.



FIGURE 3.5 – Carte EC-ASIC. 3 ASICs sont visibles sur un côté, les 3 autres sont sur la face arrière. En haut sont situés les connecteurs reliant la carte à 6 MAPMTs, et en bas se trouve le connecteur reliant la carte EC-ASIC à la carte PDM.

3.2.5 HVPS

Le sous-système des hautes tensions (HVPS) produit et apporte les tensions nécessaires à la polarisation des MAPMTs. L'ensemble du sous-système des HVPS comprend deux boîtiers : un boîtier contenant deux cartes HVPS, et un boîtier contenant une carte HVPS et la carte de contrôle. Chaque carte HVPS possède 3 modules Cockroft-Walton (un par EC).

La carte de contrôle est à l'interface entre la carte PDM, le module HK et les cartes d'alimentation en haute tension. Elle reçoit et active les commandes ON/OFF et la commande de tension du HK, ainsi que la commande des switches de la carte PDM.

3.2.6 Caméra infrarouge

En plus du télescope UV, le ballon emporte un instrument secondaire, un caméra infrarouge. Elle fonctionne de façon indépendante avec son propre stockage des données et commandes ON/OFF.

Le capteur est un micro-bolomètre de 640×480 pixels pour une taille totale de $16 \times 12 \text{ mm}^2$ avec deux filtres passe-bandes, l'un centré sur $10.80 \mu\text{m}$ et l'autre sur $12 \mu\text{m}$, les deux ayant une largeur spectrale à mi-hauteur de $0.85 \pm 0.1 \mu\text{m}$ et se superposant au milieu du capteur. Le champ de vue de la caméra est de 45° , et couvre donc largement le champ de vue d'EUSO-Balloon.

La caméra IR possède une meilleure résolution spatiale que le PDM et permet d'observer la couverture nuageuse et de reconstruire l'altitude des nuages présents dans le champ de vue grâce à leur température. Ces données sont importantes pour l'observation et l'analyse des gerbes atmosphériques puisque qu'elles permettent d'estimer le délai de la réflexion de la lumière produite par la gerbe atmosphérique par effet Tcherenkov sur la lumière émise par fluorescence UV dans l'atmosphère, et ainsi reconstruire l'altitude de la gerbe.

Bien que n'étant pas nécessaire pour EUSO-Balloon, en raison de l'absence prévue

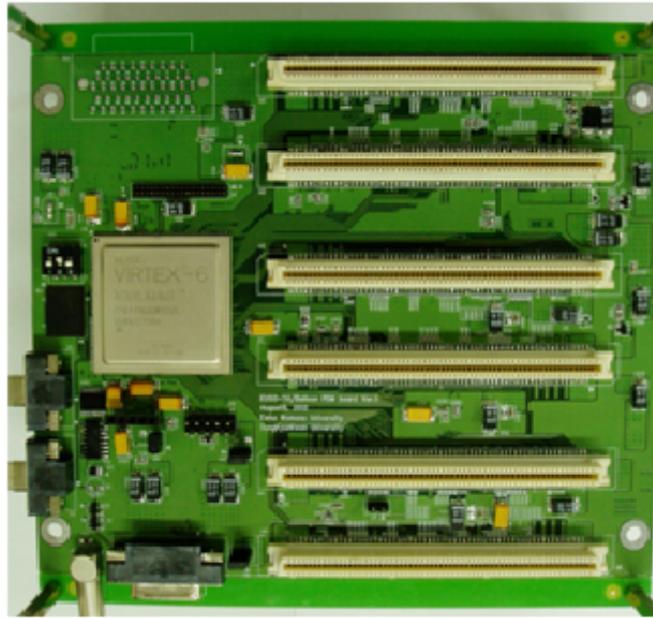


FIGURE 3.6 – Carte PDM. Le FPGA est au milieu à gauche, et les 6 connecteurs EC-ASICS sont à droite.

de détection de gerbes atmosphériques, cette capacité est importante pour JEM-EUSO et mini-EUSO, et l'opération en conditions réelles de ce prototype permet de valider les longueurs d'onde choisies, les algorithmes de reconstruction de la hauteur des nuage et les concepts technologiques en vue de l'utilisation pour la mission JEM-EUSO.

3.3 SPACIROC

L'ASIC SPACIROC est un des éléments clés de la mission JEM-EUSO. Conçu spécialement pour le projet, l'ASIC SPACIROC permet de lire les 64 canaux de chaque MAPMT en respectant les exigences de JEM-EUSO : une faible puissance consommée (1 mW par canal), une efficacité de déclenchement de 100 % pour une charge équivalente à 1/3 de photo-électron, ainsi qu'une résistance aux radiations nécessaire pour toutes les missions spatiales. Outre le convertisseur analogique - numérique, l'ASIC possède deux fonctions principales : le comptage des photo-électrons individuels en sortie de chaque pixel des MAPMT et la mesure de l'intensité du flux photométrique arrivant sur la surface focale grâce à un convertisseur "Charge to Time", appelé KI, qui mesure le signal sur une certaine durée au dessus d'un seuil donné. A l'entrée des blocs de comptage de photon et du KI, un pré-amplificateur permet d'ajuster le gain de chaque canal sur 8 bits. Le réglage de ce gain permet d'uniformiser la charge des impulsions de sortie des MAPMT entre les différents canaux. L'intérêt et l'utilisation de cette opération est décrite dans le chapitre 4.

L'architecture de l'ASIC est présentée figure 3.7.

3.3.1 Le comptage de photons

Le mode comptage de photons détecte l'impulsion correspondant au signal du photo-électron et envoie un signal logique au bloc numérique. La détection est faite en comparant

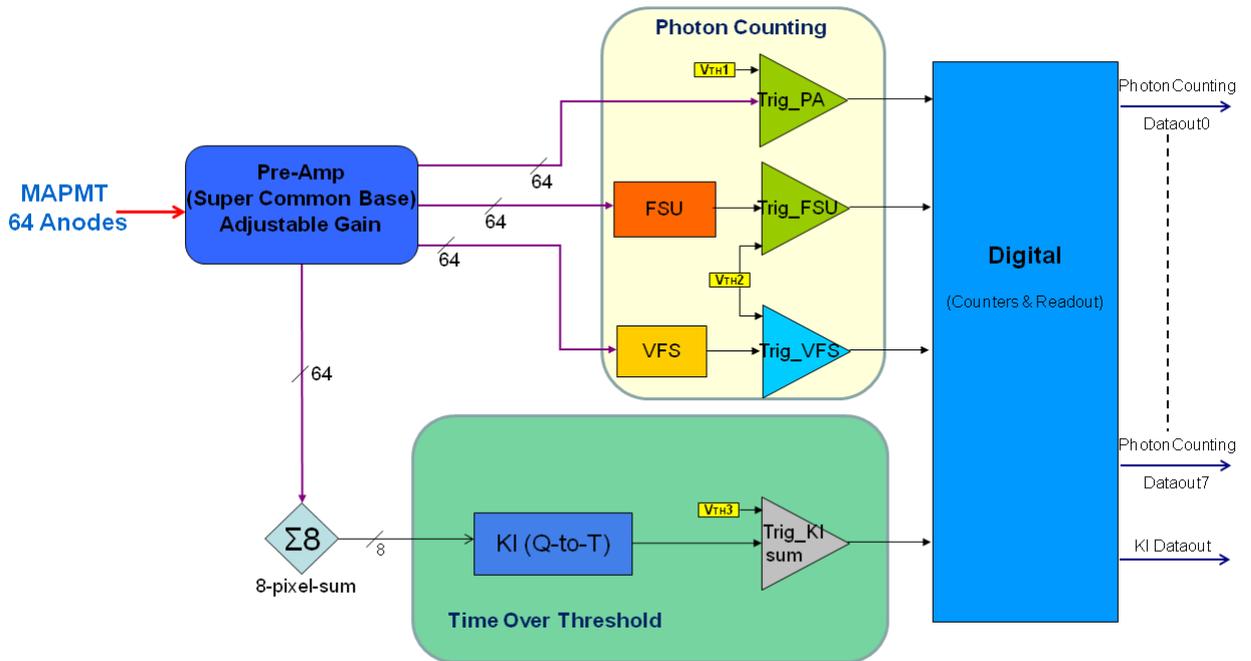


FIGURE 3.7 – Architecture de l’ASIC. Les trois blocs principaux sont le comptage de photons, l’intégrateur et le bloc numérique.

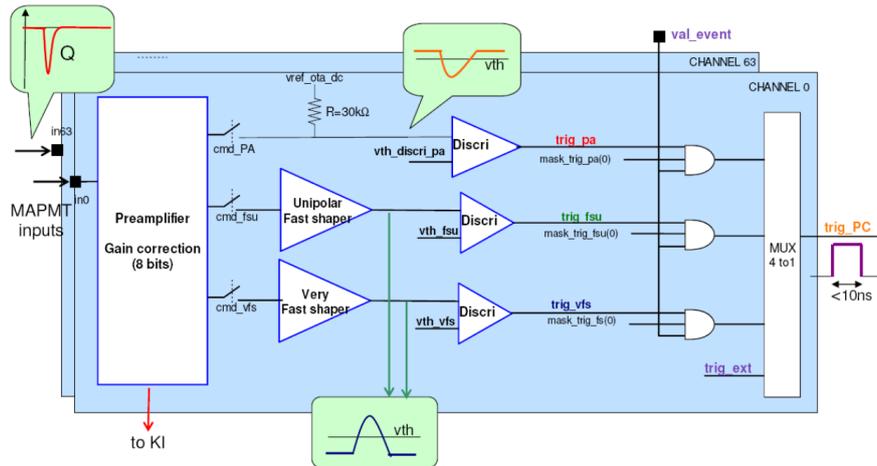
le signal de sortie du préamplificateur à une tension continue. Pour des raisons de consommation, le choix a été de fixer une même tension continue par pixel, fournie par un DAC (Digital Analogic Converter) de 10 bits. L’architecture du comparateur est difficile car il devra être le plus rapide possible avec le moins de courant possible. Trois différentes voies sont présentes dans l’ASIC pour chaque canal : le trigger_PA, le trigger_FSU et le trigger_VFS. Les trois voies peuvent ainsi être testées pour choisir la plus performante pendant l’opération de l’instrument.

Le trigger_PA reçoit directement le signal du pré-amplificateur pour l’envoyer dans le discriminateur, après avoir converti le courant en impulsion de tension. Il est le système le plus simple, et donc consomme moins de courant.

Pour le trigger_FSU et le trigger_VFS, le signal passe par un circuit de mise en forme d’impulsions (“pulse shaper”) avant d’être envoyé dans le discriminateur. Ceci permet d’aider l’identification de l’impulsion par le discriminateur avant le bloc numérique. Le trigger_VFS se distingue par une nouvelle architecture permettant une meilleure séparation entre deux impulsions par rapport au trigger_FSU. Le trigger_FSU correspond à une architecture déjà utilisée et approuvée dans un autre circuit déjà utilisé dans une autre expérience de physique des particules. La figure 3.8 présente un schéma du bloc de comptage de photons, ainsi qu’un tableau indiquant les résultats de tests réalisés par l’équipe travaillant sur l’ASIC [5].

Dans le cadre de l’utilisation de l’ASIC dans EUSO-balloon, un seul des modes de comptage de photon a été utilisé. Le mode trigger_PA présente une trop faible capacité de séparation des impulsions, ce qui implique une saturation du comptage de photon avec un nombre relativement faible de photons. Selon les simulations, le mode trigger_VFS est le plus performant. Cependant, comme on peut le voir dans le tableau figure 3.8, les tests ont révélé une forte instabilité à la mesure des impulsions de charge.

C’est le mode trigger_FSU qui a donc été utilisé pour le vol d’EUSO-Balloon. Il offre



	Double Pulse Separation	Gain (mV/fC)	Min Input	50% Trigger Efficiency RMS	Power Consumption
FSU	30 ns	1	30 fC	2.5 DAC unit	0.4 mW/ch
PA	36 ns	0.32	30 fC	1.8 DAC unit	0.1 mW/ch
VFS	15 ns	1.3	60 fC	17 DAC unit	0.4 mW/ch

FIGURE 3.8 – Schéma représentant les trois voies du bloc de comptage de photons entre le pré-amplificateur et la sortie vers le bloc numérique. En dessous, le tableau résume les performances de chacune des voies.

à la fois un gain suffisant pour détecter facilement les photo-électrons uniques et une séparation des impulsions satisfaisante pour cette première expérience ballon.

3.3.2 Le KI

En cas de flux important, où le nombre d'impulsions par GTU est trop élevé pour que celles-ci soient correctement séparées par le bloc de comptage de photon, le signal est lu par le KI. Contrairement au comptage de photon, le signal de chaque canal est sommé dans des groupes de 8 pixels voisins après le pré-amplificateur pour être lu par le KI. Le principe du KI est d'intégrer la charge et de mesurer le temps que celle-ci passe au delà d'un certain seuil. L'intégration est faite par la technique du "Time Over Threshold" : quand le signal dépasse le seuil, un réseau de condensateurs est déchargé par un courant constant, ce qui va augmenter la largeur de l'impulsion ainsi produite, jusqu'à ce que la sortie du condensateur repasse sous le seuil. La largeur de l'impulsion de sortie du KI va donc dépendre de la charge d'entrée. Plus de détails sur le fonctionnement du KI peuvent être trouvés dans [36].

3.4 Les vols en ballon stratosphérique

Les ballons stratosphériques sont un bon moyen pour effectuer des expériences hors sol, dans des conditions différents que dans les laboratoires, tout en limitant les coûts par rapport à une mission spatiale.

Le premier ballon stratosphérique scientifique, gonflé à l'hydrogène, a eu lieu en France, depuis le champ de mars à Paris, en 1783. Ils ont été depuis utilisés dans le cadre de la re-

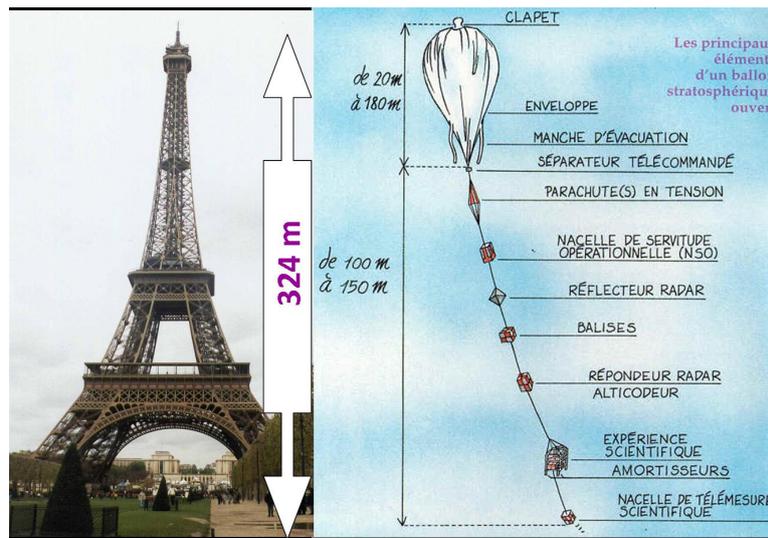


FIGURE 3.9 – Chaîne de vol d'un BSO [17]

cherche scientifique. Leur faible coût leur permet également d'être utilisés à titre éducatif et amateur, emportant des systèmes de radio amateur, des caméras ou des expériences simples.

L'altitude de plusieurs kilomètres permet de réaliser des observations astrophysiques et climatiques au-dessus des couches atmosphériques bloquant certains rayonnements. Ainsi, les ballons stratosphériques peuvent être utilisés pour les missions d'observation du ciel en submillimétriques [53], ou en rayon gamma [16].

3.4.1 Les ballons stratosphériques ouverts

Le ballon utilisé pour EUSO-Balloon est un ballon stratosphérique ouvert (BSO), c'est-à-dire que l'intérieur du ballon communique avec l'extérieur. Le gaz à l'intérieur est ainsi en équilibre avec l'atmosphère. Remplis d'hélium, ils peuvent atteindre une altitude de 40 km, et peuvent voler de quelques heures à quelques jours. Ces ballons permettent d'emporter des charges utiles allant jusqu'à 2500 kg. Ils sont emportés par les vents stratosphériques qui forment de grands courants stables, variant uniquement avec la saison et dont la direction est prévisible.

Le volume des plus grands ballons peut atteindre $1\,200\,000\text{ m}^3$, avec une hauteur totale, chaîne de vol comprise, d'environ 300 m (voir figure 3.9). La chaîne de vol comprend de nombreux systèmes, le système de séparation de l'enveloppe, les parachutes, les balises et réflecteurs radar, ainsi que la nacelle de servitude opérationnelle qui comprend tous les instruments de communication avec le sol, de localisation et de pilotage du ballon.

3.4.2 Les ballons pressurisés

Une autre technologie de ballon stratosphérique, les ballons super-pressurisés (Super-pressure Balloon, SPB), qui peuvent effectuer des vols de plusieurs semaines. La différence avec les autres types de ballon est que le volume de l'enveloppe des SPB est gardé constant. L'enveloppe est entièrement hermétique, et le gaz ne s'échappe pas dans l'atmosphère. Il est gardé à une pression supérieure à celle de l'atmosphère, même durant la nuit où les basses températures font baisser la pression. Ceci permet au ballon de rester

à haute altitude, à environ 34 000 km, pendant plusieurs semaines, voire plusieurs mois, si l'enveloppe ne fuit pas.

Pour des missions aussi longues, la conception de la nacelle est plus complexe, avec la nécessité de l'utilisation de panneaux solaires pour alimenter les instruments de la charge utile, ainsi que des systèmes de communication par satellite (satellites Iridium ou TRDSS). Le vol se faisant principalement au-dessus de l'océan, la récupération de la charge utile n'est pas garantie.

L'utilisation des SPB dans le cadre du projet EUSO est décrite dans le chapitre 7

Chapitre 4

Assemblage, Intégration et Test du PDM d'EUSO-Balloon

Le groupe JEM-EUSO à l'APC était responsable de la gestion du projet EUSO-Balloon, ainsi que de l'intégration de la chaîne électronique et de la calibration et de l'intégration du PDM. Les éléments le composant, conçus dans d'autres instituts, sont testés au cours de l'assemblage du PDM. C'est l'une des missions les plus importantes de la conception de l'instrument puisque le PDM est l'élément central d'EUSO-Balloon. Une calibration de l'efficacité suffisamment précise est nécessaire afin d'interpréter correctement les données acquises pendant le vol.

L'élément de base de la surface focale est le photo-multiplicateur multi-anode (MAPMT). Les tubes photo-multiplicateurs permettent l'observation de flux de lumière très faible grâce à un effet de cascade d'électrons permettant d'amplifier le signal d'un seul électron primaire en un courant de quelques micro-Ampères, suffisant pour pouvoir être mesuré par l'électronique de lecture, ce qui représente à un gain d'environ 10^6 .

Après une description des MAPMT, je parlerai d'un des aspects les plus importants de mon travail de thèse, les caractérisations et la calibration de l'efficacité de la surface focale d'EUSO-Balloon. En raison de leur sensibilité élevée à la lumière, ainsi que du risque de les endommager s'ils sont soumis à un flux lumineux trop important, la calibration des MAPMT nécessite une installation particulière et un protocole de mesure bien défini afin de pouvoir les caractériser de façon assez précise pour EUSO-Balloon, et surtout plus tard pour JEM-EUSO.

La calibration doit donc se faire avec une quantité de lumière à la fois très faible, et dont on connaît l'intensité de façon précise. La solution retenue et développée avant mon arrivée à l'APC par P. Gorodetzky et G. Lefeuvre [42] a été d'utiliser une sphère intégrante dotée de plusieurs ouvertures et associée à un trou source (appelé à tort "collimateur") afin d'envoyer un flux lumineux suffisamment faible au MAPMT tout en mesurant son intensité en parallèle grâce à un détecteur de référence.

4.1 Les photomultiplicateurs

4.1.1 Principe de fonctionnement

La quantité de lumière émise par les gerbes atmosphériques étant très faible, des photomultiplicateurs, ayant une sensibilité de l'ordre du photon, constitue une des solutions optimales pour remplir les objectifs scientifiques de JEM-EUSO.

Un photomultiplicateur (PMT - Photomultiplier Tube) consiste en un tube à vide muni d'électrodes afin de convertir un signal lumineux en courant électrique. Un schéma décrivant le fonctionnement général d'un PMT est présenté figure 4.1. La première électrode, la photo-cathode, produit un électron lorsqu'un photon interagit avec elle par effet photo-électrique, avec une efficacité de l'ordre de 30 %. Cet électron, appelé photo-électron (p.e.) dans ce contexte, est collecté par des électrodes focalisantes et est dirigé dans le multiplicateur d'électrons. A la sortie, le signal initié par le p.e est amplifié afin que le courant soit suffisamment élevé pour être traité par l'électronique de lecture.

Le multiplicateur est composé d'électrodes, appelées dynodes, qui sont soumises à une tension différente pour chacune d'entre elles. La différence de potentiel entre la cathode et la première dynode, puis entre chaque dynode, crée un champ électrique qui permet d'accélérer les électrons d'une dynode à l'autre. A chaque étage, les électrons sont donc accélérés vers la dynode suivante avec laquelle ils interagissent, pour produire plusieurs (environ trois) électrons de basse énergie pour chaque électron incident, ce qui amplifie le signal initial de plusieurs ordres de grandeur à la fin de la chaîne de dynodes. [30]

Le comportement et les performances d'un PMT peuvent grandement varier selon plusieurs facteurs, comme la géométrie de l'appareil, le matériau, le nombre et l'agencement des dynodes, le matériau composant la photo-cathode, la fenêtre d'entrée, etc. L'efficacité du PMT est déterminée par l'efficacité quantique de la photo-cathode et par l'efficacité de collection de la première dynode.

L'efficacité quantique représente l'efficacité de conversion de photons en électrons par la photo-cathode. Elle varie avec les matériaux de la cathode, son épaisseur, ainsi que la longueur d'onde du photon incident. L'efficacité quantique, en fonction de la longueur d'onde de la lumière incidente, peut aussi varier en fonction des propriétés optiques de la fenêtre d'entrée du PMT, par exemple en cas de présence d'un filtre. L'efficacité de collection α est définie par la capacité du PMT à transmettre le p.e. émis par la cathode à la première dynode, et dépend du champ électrique entre la photo-cathode et la première dynode qui influe sur la façon dont les p.e. sont amenés sur la dynode. L'amplification du signal électrique entre la première dynode et l'anode détermine le gain du PMT. Le gain dépend de la capacité d'émission d'électrons secondaires de chaque dynode, et de l'efficacité de collection entre deux dynodes, c'est à dire le nombre d'électrons arrivant sur la dynode i par rapport au nombre d'électrons produits par la dynode $i - 1$. En pratique, cette efficacité de collection est très proche de 100 % pour une fenêtre d'entrée circulaire. Pour une fenêtre d'entrée carrée, comme c'est le cas pour les MAPMT utilisés dans le projet EUSO, elle est plus proche de 70 %. Le nombre d'électrons secondaires (entre 3 et 5 électrons) produits par une dynode dépend de la tension d'accélération entre chaque dynode.

Un électron produit δ électrons secondaires après interaction avec une dynode :

$$\delta = a \times E^k, \quad (4.1)$$

où a est une constante, E est la différence de potentiel entre deux dynodes (ou entre la photo-cathode et la première dynode), et k dépend de la structure et du matériau de la dynode. On peut alors définir le gain μ :

$$\mu = \alpha \prod_{i=1}^n \delta_i \quad (4.2)$$

avec δ_i le nombre d'électrons secondaires produits à la dynode i et n le nombre de dynodes. Si la différence de potentiel E entre chaque dynode est identique pour toute la chaîne de

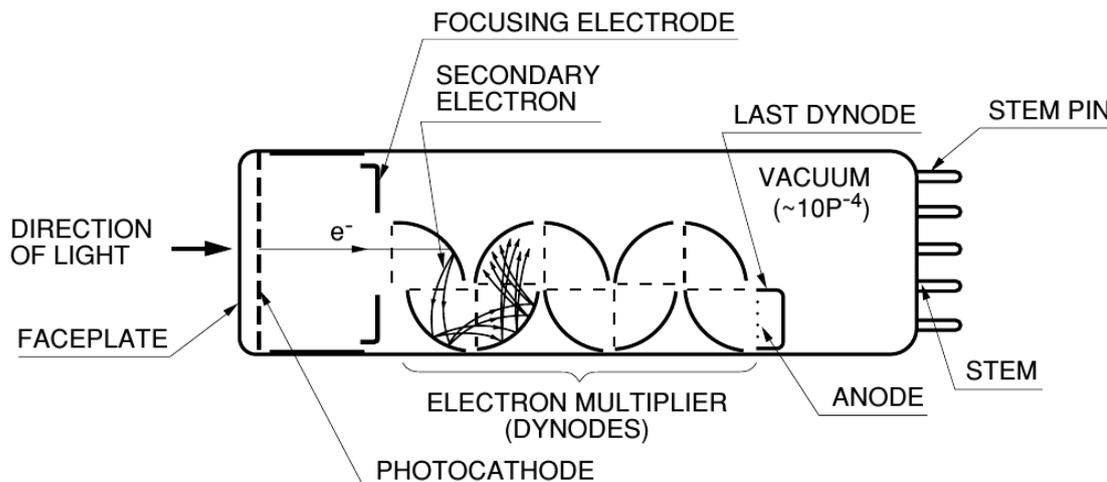


FIGURE 4.1 – schéma d'un PMT en configuration "Head-on". Le photon incident est transformé en photo-électron par la photo-cathode après être passé par la fenêtre d'entrée. Le p.e. est ensuite dirigé vers la première dynode par les électrodes focalisantes. La chaîne de dynodes va multiplier le nombre d'électrons par émissions secondaires jusqu'à l'anode. L'anode va enfin convertir le flux d'électrons en courant.

multiplication, on a :

$$\mu = \alpha(a.E^k)^n = \alpha.a^n \left(\frac{V}{n+1} \right)^{kn} = A.V^{kn} \quad (4.3)$$

avec $A = \alpha.a^n / (n+1)^{kn}$ et V la tension de polarisation du PMT. Le gain du PMT est donc proportionnel à la tension de polarisation à la puissance kn .

Une autre caractéristique des PMTs est le courant d'obscurité. Ce courant est présent même dans l'obscurité complète, quand aucun photon n'est détecté par le PMT, et peut gêner la détection de faibles signaux lumineux. Ce courant peut avoir plusieurs causes :

- Les fluctuations thermiques, qui peuvent être réduites en opérant le PMT à basse température ;
- le courant de fuite, qui peut être provoqué par une mauvaise isolation des éléments du PMT, en particulier les éléments extérieurs comme la fenêtre d'entrée ou la base du tube. Ce courant peut être limité en gardant ces éléments propres et en mettant la cathode à la masse.
- l'émission de champ, provenant d'électrons émis par les dynodes dans un champ électrique important. Pour éviter ce phénomène, les PMTs ne doivent pas être polariser à une tension trop importante.
- les muons provenant des gerbes atmosphériques peuvent produire de la radiation Cherenkov en passant à travers l'enveloppe du PMT. Ce phénomène est peu fréquent au sol, mais il peut être plus important pour les applications spatiales où les instruments sont moins protégés des rayons cosmiques.

4.2 Procédure de la calibration des MAPMT

Le PMT peut s'opérer de plusieurs façons, en fonction de la quantité de lumière qu'il mesure. Pour un faible flux, où le taux arrivant sur la fenêtre d'entrée est faible par

rapport à la résolution temporelle de l'électronique de lecture, chaque pulse d'anode peut être séparé et on a un signal de sortie discret. On peut alors compter les impulsions en appliquant un seuil sur la hauteur d'impulsion à la lecture de l'anode. Le nombre d'impulsions mesurées est proportionnel au nombre de photons détectés par le PMT, et avoir un bon rapport signal/bruit. On appelle ce mode le comptage de photons. La calibration des MAPMT va consister à mesurer l'efficacité des MAPMT en mode comptage de photons, c'est à dire la proportion de photons arrivant sur la surface des MAPMT qui vont être enregistrés.

Quand le flux augmente, la probabilité de superposition des impulsions augmente aussi, jusqu'à avoir un signal continu en sortie du PMT. Le courant mesuré à la sortie de l'anode est alors proportionnel au flux de lumière incident et comporte un décalage dû à la ligne de base qui n'est pas à 0, mais décalée pour pouvoir être mesurée par l'ASIC. Il n'est alors plus possible de compter les photons détectés individuellement, et la réjection du bruit est moins efficace.

La calibration de l'efficacité se fera donc à un niveau de lumière correspondant à un seul photo-électron mesuré par fenêtre d'acquisition de $2.5 \mu\text{s}$ (durée d'une GTU), pour réduire les incertitudes de comptage provenant de la superposition des impulsions d'anodes. Comme expliqué plus tard, la mesure photométrique, et donc la calibration, est effectuée à un seuil en charge fixé. Pour déterminer le seuil, il est d'abord nécessaire de mesurer le gain de chaque MAPMT. Une grande précision sur la connaissance absolue des gains des MAPMT n'est pas nécessaire. En effet, la valeur du gain n'est pas utilisée dans l'interprétation des observations scientifiques de la caméra. Elle est importante pour qualifier les performances des MAPMT entre eux, en particulier leur capacité à rejeter le bruit électronique pour ne mesurer que le signal utile, et pour choisir le seuil en charge avec lequel les phénomènes lumineux seront mesurés par les MAPMT.

4.2.1 Source de lumière

La mesure du gain et de l'efficacité des PMTs nécessite une source de lumière calibrée et capable d'émettre un flux lumineux très faible dans l'UV. Une diode électroluminescente (LED) est utilisée comme source principale. Deux types de diodes seront utilisées pour la calibration, centrées sur les longueurs d'onde de 378 nm et 398 nm et de quelques nm de largeur de bande. Cependant, les LEDs ont pour inconvénient d'avoir un profil de lumière non maîtrisé, ce qui empêche une illumination uniforme de la surface du détecteur. De plus, elles ne sont pas calibrées, et le flux lumineux est instable à faible intensité. La solution a été d'utiliser une sphère intégrante associée à une photodiode calibrée comme source secondaire.

La sphère intégrante est une sphère creuse dont la surface intérieure est recouverte d'un revêtement blanc et diffusant la lumière de manière uniforme. Elle présente plusieurs ouvertures, 3 pour la sphère utilisée pour la calibration des PMTs d'EUSO-Balloon, une ouverture d'entrée pour la source primaire, et deux sorties, une qui va vers les détecteurs à calibrer, et une autre pour un détecteur de référence. La sphère joue plusieurs rôles :

- un rôle diffusant : la lumière en sortie de la sphère a un profil lambertien, qui émet un flux indépendant de la direction d'émission. Ce qui permet de mieux maîtriser l'illumination du détecteur.
- atténuateur : l'intensité à la sortie de la sphère est environ 100 fois moins importante qu'à la sortie de la LED. Ceci permet d'utiliser la LED dans la gamme d'alimentation où elle a un fonctionnement stable.

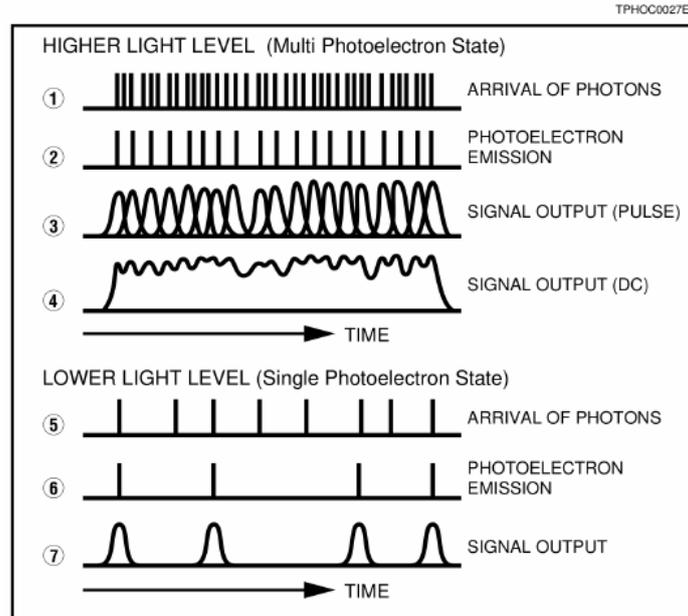


FIGURE 4.2 – image tirée de [29] montrant différents cas d’illumination d’un PMT. Dans la partie supérieure, un grand nombre de photons arrive sur le PMTs et de nombreux photo-électrons sont émis. Chaque photo-électron provoque une cascade d’électrons durant un temps fini, ce qui forme des impulsions à la sortie de l’anode qui se superposent et créent un signal de sortie continue. Dans la partie inférieure, peu de photons sont détectés, et les impulsions sont bien définies, autorisant une mesure discrète des photo-électrons.

- un rôle séparateur : la quantité de lumière reçue par le PMT doit être connue avec précision ; une diode NIST est installée sur une des sorties afin d’y mesurer l’intensité lumineuse. La taille identique de cette ouverture à l’ouverture vers le détecteur à calibrer, ainsi que le revêtement intérieur de la sphère fortement diffusant permet une quantité de lumière identique entre les deux sorties.

4.2.2 Mesure de p.e. unique

La calibration des PMTs consiste à mesurer le gain et l’efficacité des PMTs en fonction de la charge du signal en sortie de l’anode. Pour cela, les mesures sont faites dans le mode de comptage de photon, où le nombre de photons mesurés par le PMT est faible et où les impulsions d’anodes sont bien séparées. Quand un photo-électron est émis par la photo-cathode, celui-ci peut interagir avec la première dynode du tube à vide, et ainsi contribuer au gain, selon l’efficacité de collection du PMT. Tous les photo-électrons ne sont pas collectés par l’étage multiplicateur du tube, en fonction de l’efficacité de collection du PMT. La quantité d’électrons secondaires produits par les dynodes n’est pas constante par électron incident, et est répartie selon une distribution proche de la distribution de Poisson [29]. Cette fluctuation statistique se cumule sur toute la chaîne de multiplication, le nombre d’électrons final arrivant sur l’anode varie donc d’un photo-électron à un autre. Ceci engendre une variation des hauteurs d’impulsion à la sortie de l’anode.

Le signal d’anode est mesuré par un QDC (“Charge Digital Converter”) qui enregistre le spectre du signal en fonction de la charge (voir figure 4.3). Les deux pics représentent le signal de faible charge dû à la ligne de base et au bruit électronique pour le pic de gauche,

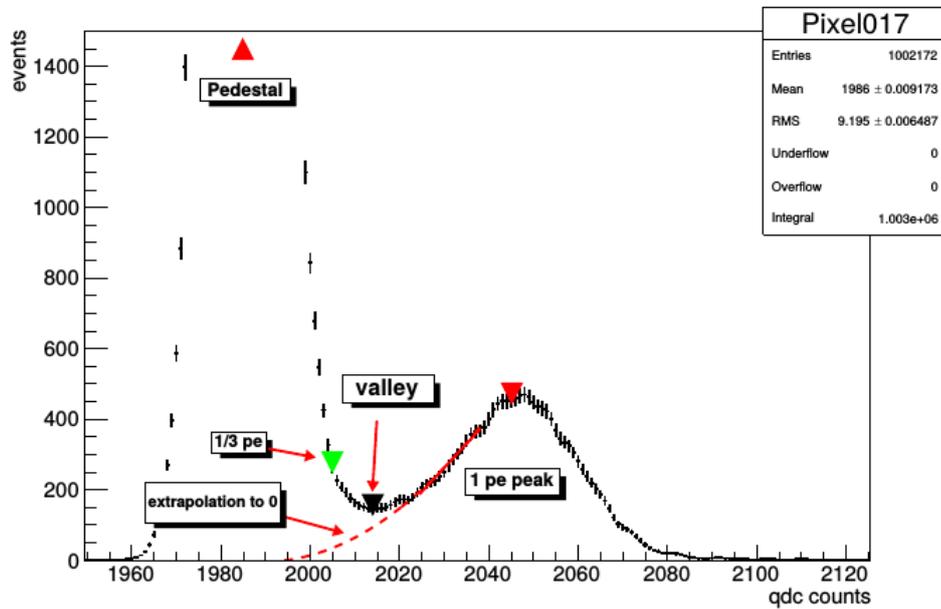


FIGURE 4.3 – Exemple de spectre de charge à la sortie d’une anode d’un des MAPMT d’EUSO-Balloon. Le spectre est représenté comme un histogramme du nombre d’impulsions enregistrées en fonction de la charge, exprimée en nombre de coups donnés par un convertisseur numérique de charge. Le signal de faible charge, qui forme le premier pic appelé ”piédestal”, représente le bruit de la chaîne électronique. Le second pic représente le signal de photo-électron. Le gain peut être mesuré par la distance entre le maximum des deux pics. Extrait de [11].

et la distribution des impulsions engendrées par les photo-électrons pour le pic de droite.

Le gain du PMT est représenté par la distance entre le maximum des deux pics. Plus le gain de l’étage de multiplication d’électrons est important, plus l’impulsion de sortie de l’anode sera importante. Avec un faible gain, l’impulsion sera mélangée au bruit électronique engendré par le MAPMT et les systèmes en aval. La charge mesurée par les QDC sera trop faible, et le deuxième pic sur le spectre serait confondu avec le piédestal, ce qui dégradera la mesure du signal provenant du photon incident. La quantité de lumière se mesure en appliquant un seuil en charge et en calculant l’intégrale du spectre à droite du seuil. L’efficacité du PMT peut ainsi être calculée précisément avec le matériel adéquat. Le seuil doit être placé dans la vallée, la zone entre le piédestal et le pic de photo-électron, afin d’optimiser le rapport signal à bruit. Les détails de la calibration pour les PMTs d’EUSO-Balloon seront détaillés dans la section 4.5.

Principe de fonctionnement

La fonction primaire d’une sphère intégrante est d’intégrer spatialement un flux rayonnant. Le calcul de l’échange radiatif entre deux surfaces infinitésimales diffuses dA_1 et dA_2 (fig 4.4) est réalisé ainsi (tiré de [30]). La part de l’énergie après réflexion sur dA_1 arrivant sur dA_2 est :

$$dF_{1 \rightarrow 2} = \frac{\cos\theta_1 \cos\theta_2}{\pi S^2} dA_2 \quad (4.4)$$

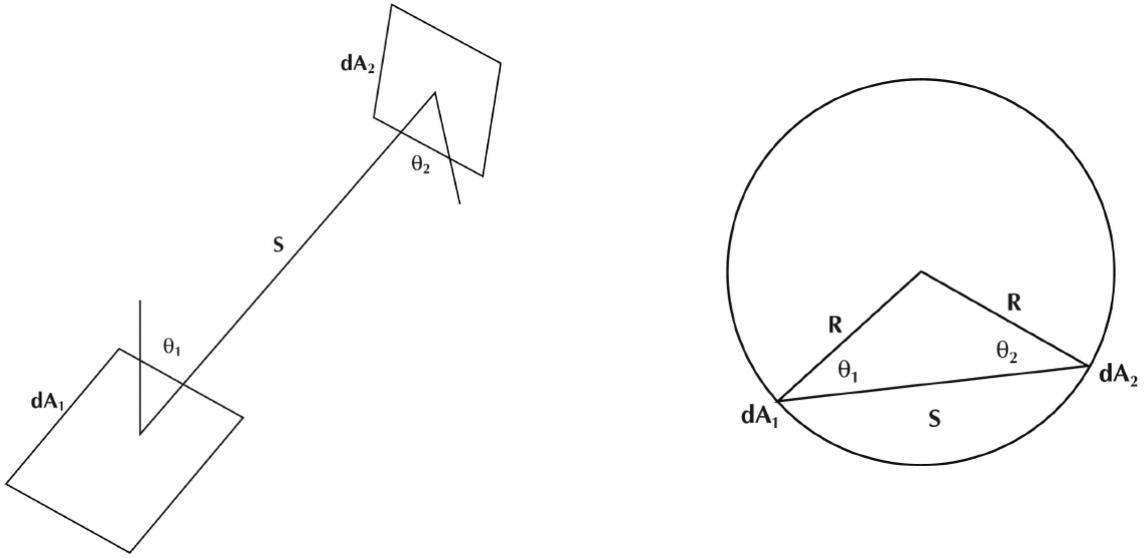


FIGURE 4.4 – Schémas illustrant l'échange radiatif entre deux éléments de surface (gauche) et l'application de ce problème dans le cas d'une sphère (droite). Extrait de [40], [39]

où les angles $\cos\theta_1$ et $\cos\theta_2$ sont mesurés par rapport à la normale à dA_1 et dA_2 respectivement. S est la distance entre les deux surfaces.

Si on considère dA_1 et dA_2 comme faisant partie de la surface intérieure d'une sphère, on a :

$$dF_{1 \rightarrow 2} = \frac{dA_2}{4\pi R^2} \quad (4.5)$$

puisque $S = 2R\cos\theta_1 = 2R\cos\theta_2$.

On remarque que la fraction d'énergie échangée ne dépend ni de la distance entre les deux surfaces, ni des angles d'échange. Elle est aussi indépendante de la surface dA_1 . En intégrant l'équation 4.5, on peut écrire le facteur d'échange entre deux surfaces finies :

$$F_{1 \rightarrow 2} = \frac{1}{4\pi R^2} \int dA_2 = \frac{A_2}{4\pi R^2} = \frac{A_2}{A_s} \quad (4.6)$$

avec A_s la surface interne de la sphère. La fraction d'énergie reçue par la surface A_2 est donc égale à la fraction de cette surface par rapport à la surface de la sphère.

Radiance

La radiance à la sortie d'une sphère intégrante présente des propriétés intéressantes. La radiance L (en $\text{W}/\text{m}^2/\text{sr}$) d'une surface diffuse peut s'exprimer ainsi :

$$L = \frac{\phi_i \rho}{\pi A} \quad (4.7)$$

où ϕ_i est le flux incident sur la surface A et ρ la réflectivité de la surface. Une sphère intégrante est dotée d'ouvertures pour les passages du flux, et ces ouvertures doivent être considérées pour le calcul de la radiance. On peut donc écrire le flux incident sur la surface de la sphère après la première réflexion ainsi :

$$\phi_{s,2} = \phi_i \rho \frac{A_{\text{eff}}}{A_s} \quad (4.8)$$

Où $A_{\text{eff}} = A_s - A_i - A_e$ représente la surface de la sphère sans les ouvertures (A_i , l'ouverture d'entrée, et A_e , l'ouverture de sortie). Après une deuxième réflexion, on a :

$$\phi_{s,2} = \phi_i \rho^2 \left(\frac{A_{\text{eff}}}{A_s} \right)^2 \quad (4.9)$$

On en déduit le flux total sur la surface de la sphère après n réflexions :

$$\phi_{\text{total},n} = \phi_i \left(\rho \frac{A_{\text{eff}}}{A_s} + \rho^2 \left(\frac{A_{\text{eff}}}{A_s} \right)^2 + \rho^3 \left(\frac{A_{\text{eff}}}{A_s} \right)^3 + \dots + \rho^n \left(\frac{A_{\text{eff}}}{A_s} \right)^n \right) \quad (4.10)$$

$$\phi_{\text{total},n} = \phi_i \sum_{i=1}^n \rho^i \left(\frac{A_{\text{eff}}}{A_s} \right)^i \quad (4.11)$$

L'élément $\rho(A_{\text{eff}}/A_s)$ étant plus petite que 1, pour $n \rightarrow \infty$ on a :

$$\phi_{\text{total},n} = \phi_i \frac{\rho A_{\text{eff}}}{A_s - \rho A_{\text{eff}}} \quad (4.12)$$

D'après les équations 4.7 et 4.12, on peut écrire la radiance de la sphère ainsi :

$$L = \frac{\phi_{\text{total}} \rho}{\pi A_s} = \frac{\phi_i}{\pi A_s} \times \frac{\rho A_{\text{eff}}}{A_s - \rho A_{\text{eff}}} \quad (4.13)$$

On peut donc prédire la radiance de la sphère pour un flux entrant donné en fonction de la réflectivité du revêtement interne, de la taille de la sphère ainsi que la taille combinée des ouvertures. En pratique, la taille et le nombre d'ouvertures vont dépendre de l'installation expérimentale et du type de mesures prévues. De là, la taille de la sphère, ainsi que le type de revêtement vont pouvoir être choisis. Afin d'avoir un nombre de réflexion élevé et d'avoir une radiance en sortie de la sphère uniforme, il est conseillé de garder la surface occupée par les ouvertures à moins de 5% de la surface complète de la sphère [40].

Dans le cadre de la calibration des PMTs d'EUSO-Balloon, la sphère intégrante sera utilisée pour illuminer une surface plane à une distance limitée par les dimensions de la boîte noire ; décrite dans la section 4.2.3. Ce qui nous intéresse est donc l'uniformité de l'irradiance, la densité du flux arrivant sur une surface. Les deux quantités importantes dans ce cas sont l'irradiance axiale au centre du plan du détecteur, et l'irradiance au niveau du bord hors-axe du détecteur. Cette situation est illustrée sur la figure 4.5.

Avec une source lambertienne, la radiance émise est indépendante de l'angle de vue. Cependant l'irradiance sur une surface plane située à une certaine distance de la sphère varie selon la position sur le détecteur. L'uniformité est donc définie comme étant le rapport de l'irradiance au bord de la surface sur l'irradiance au centre, E_e/E_0 . Cette uniformité est représentée sur le graphe 4.6 dans le cas d'une source parfaitement lambertienne. On peut voir que l'uniformité est de quasiment 100% à une distance nulle, puis qu'elle diminue très vite, pour augmenter à nouveau avec l'augmentation de la distance. A une distance 4 ou 5 fois supérieure au diamètre de l'ouverture, on a une uniformité de plus de 95%.

4.2.3 Intégration à l'APC

Les activités de tests et de calibration des PMTs d'EUSO-Balloon à l'APC ont été réalisées dans une boîte noire avec comme source de lumière une sphère intégrante. Les

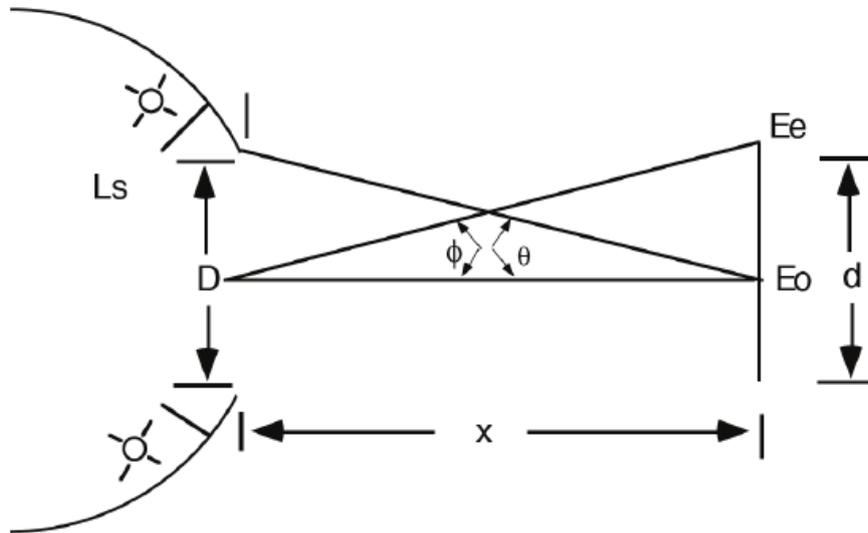


FIGURE 4.5 – Schéma montrant une sphère intégrante illuminant une surface plane située à une distance x avec une radiance L_s . D représente le diamètre de l'ouverture vers le détecteur, et d la taille de la surface illuminée du détecteur.

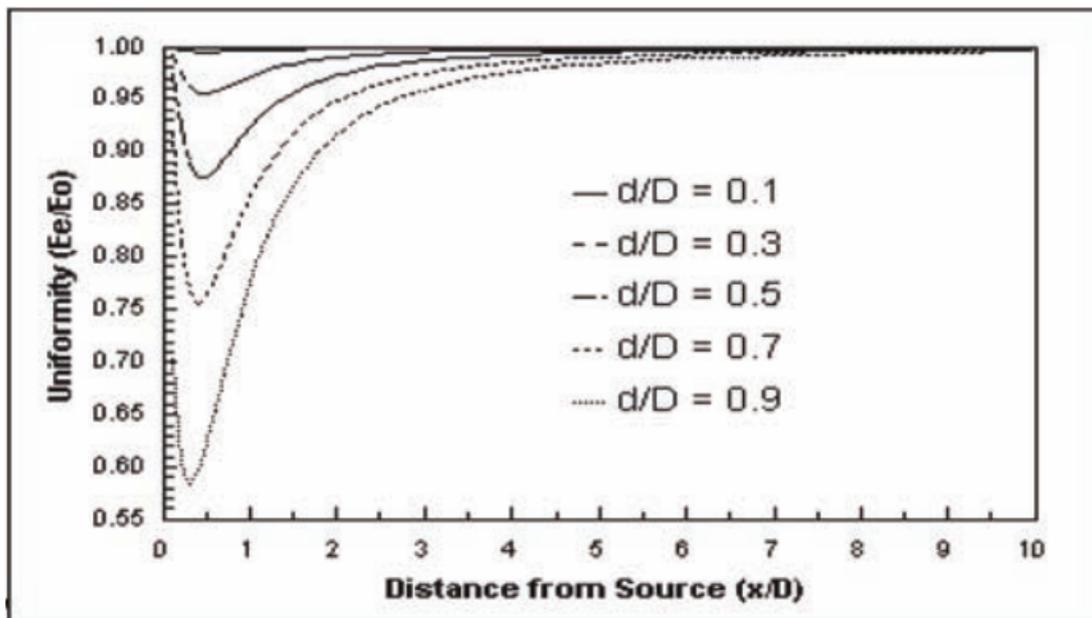


FIGURE 4.6 – Graphique représentant l'uniformité de l'irradiance en fonction du rapport de la distance entre l'ouverture de la sphère et la surface illuminée, exprimée sur le diamètre de l'ouverture de la sphère, pour plusieurs rapport surface/ouverture

MAPMTs étaient alimentés par les cartes HVPS de vol, ou, avant que celles-ci ne soient disponibles, par une alimentation haute-tension CAEN. De la même façon, avant que l'électronique de lecture d'EUSO-Balloon n'ait été prête, les signaux des PMTs étaient lus par des cartes de tests spécifiquement conçues pour ces activités.

La calibration des PMT nécessite une source de lumière précise et capable de produire un signal lumineux faible et contrôlé, ainsi qu'un environnement complètement obscur. Avec JEM-EUSO, les PMTs mesureront le signal UV émis par les gerbes atmosphériques pour reconstruire l'énergie du rayon cosmique incident. La mesure du signal UV avec une grande précision est donc importante, et les objectifs scientifiques de JEM-EUSO nécessitent ainsi une connaissance de l'efficacité des PMTs de la surface focale avec une précision meilleurs que 5 %. De plus, les PMTs opèrent avec un grand gain, de l'ordre de 10^6 pour JEM-EUSO. Une exposition des PMTs à la lumière ambiante, ou même à un niveau de lumière plus faible pendant un certain temps, risque de dégrader ses performance, voire de détruire le photomultiplicateur.

La boîte noire

L'installation de calibration à l'APC dispose d'une boîte noire de $120 \times 80 \times 80$ cm qui respecte ces contraintes. Elle est fabriquée en bois avec des plaques en contreplaqué d'environ 1.5 cm d'épaisseur. L'ouverture de la boîte est réalisée avec une trappe couvrant toute une face de la boîte. Les joints entre la boîte et la trappe sont munis de barres métalliques en chicane afin d'empêcher les photons de traverser les joints en ligne droite. L'intérieur de la boîte est peinte en noir ou muni de velours noir mat pour éviter les réflexions. Le passage des câbles est réalisé grâce à des plaques d'interface spécialement conçues pour cette utilisation, ou en perçant des trous dans la paroi puis en les rebouchant avec de la pâte noire. Une caractéristique importante de la boîte noire est la sécurité du matériel en test, en particulier contre une erreur de manipulation de l'opérateur. Le risque d'ouvrir la boîte noire alors qu'un PMT est sous tension à l'intérieur est grand, et peut être fatal si l'alimentation du PMT ne dispose pas de système de sécurité assez rapide. Pour remédier à cela, un système de verrou est présent, empêchant l'ouverture de la porte si les câbles de haute tension alimentant les quatres premières dynodes sont connectés aux connecteurs de passage.

Si la sécurité de l'instrument à l'intérieur de la boîte est normalement garantie, l'installation ne présente que peu de protection pour l'opérateur lui-même, vis-à-vis d'une électrocution. Cependant, le risque est surtout présent sur les câbles à tension modérée (inférieur à 500 V), et le courant disponible est très faible, de l'ordre d'une centaine de μA , et la source d'alimentation se coupe dès que le courant dépasse cette valeur.

Source de lumière

La sphère intégrante utilisée a un diamètre interne de 10.16 cm et est doté de 3 ouvertures situées à 90° les unes des autres. La plus grande a un diamètre de 3.81 cm et les deux autres ont un diamètre de 2.54 cm. On remarque que les ouvertures font un peu plus que 6% de la surface totale de la sphère. Le revêtement interne de la sphère intégrante est composé d'un matériau propriétaire, le Spectralon[®], qui a une réflectivité diffuse ρ d'environ 0.97 pour une longueur d'onde de 400 nm.

Le détecteur de référence

Pour calibrer les PMTs il est nécessaire de connaître la quantité de lumière qu'ils reçoivent, et donc émise par la source. Pour cela, une photo-diode est installée sur une des petites ouvertures de la sphère intégrante. Il s'agit d'une photodiode PD300-UV produite par Ophir. La surface du détecteur est de 10×10 mm et est sensible de 200 nm à 1100 nm. La gamme de puissance est de 20 pW-3 mW avec une résolution de 0.001 nW et un niveau de bruit de l'ordre de ± 1 pW.

La caractéristique importante de cette photodiode est l'efficacité absolue en fonction de la longueur d'onde. Cette calibration a été réalisée par le National Institute of Standards and Technology (NIST) avec une erreur de 1.5 % dans la gamme de longueur d'onde 270-950 nm. La diode NIST est lue par un watt-mètre Ophir qui prend en compte la courbe de calibration de la diode. La longueur d'onde lue peut être sélectionnée sur le watt-mètre et donne directement la puissance mesurée avec une précision de 0.5% [51].

4.3 Égalisation des gains

A mon arrivée dans le projet, l'assemblage du PDM d'EUSO-Balloon était dans la phase d'intégration et de calibration des EC. La caractérisation des EC comprend deux phases principales : l'égalisation des gains et la mesure de l'efficacité absolue des pixels des 4 PMTs. La figure 4.7 décrit le montage.

Chaque EC était connectée à deux cartes EC-ASICs, deux MAPMTs étant connectés sur deux ASICs sur chaque carte (voir figure 4.8). En l'absence de carte PDM, des cartes de tests étaient utilisées pour lire les signaux numériques à la sortie des ASICs. Ces cartes sont dotées d'un FPGA afin de permettre la lecture et le contrôle des ASICs par l'intermédiaire d'un ordinateur. Les cartes de test offrent également des moyens de mesurer divers signaux tels que les données numériques transitant entre les ASIC et le FPGA, permettant de vérifier le fonctionnement des éléments du montage. Les MAPMTs sont alimentés par une alimentation haute tension CAEN multi-canaux qui fournit les tensions aux 12 dynodes et à la cathode indépendamment. L'électrode de garde est alimentée par une alimentation basse tension externe car la haute impédance de l'alimentation CAEN en dessous de 100 V entraîne une mauvaise polarisation de l'électrode et un mauvais fonctionnement du MAPMT. Chaque voie de l'alimentation dispose d'une sécurité sur la quantité de courant consommée par les MAPMT. En fonctionnement normal, plus le PMT enregistre de lumière, plus le courant augmente. Afin de protéger les MAPMT, une limite de courant peut être imposée. Hamamatsu conseille de rester en dessous de 100 μ A par MAPMT pour la photo-cathode pour éviter tout dommage.

La sphère est attachée à une plate-forme permettant de la déplacer suivant deux directions parallèles au plan du détecteur. Cette plate-forme peut être contrôlée par ordinateur afin de déplacer la sphère pendant les opérations de mesure, quand la boîte noire est fermée.

4.3.1 Principe de l'analyse des PMTs

Les impulsions en sortie d'anode sont lues par les ASICs qui vont amplifier le signal et convertir l'impulsion en charge en impulsion en tension, pour ensuite appliquer un seuil en tension afin de discriminer le bruit électronique de faible charge de l'impulsion du photo-électron. Le seuil est contrôlé par un convertisseur numérique-analogique (DAC) 10 bits

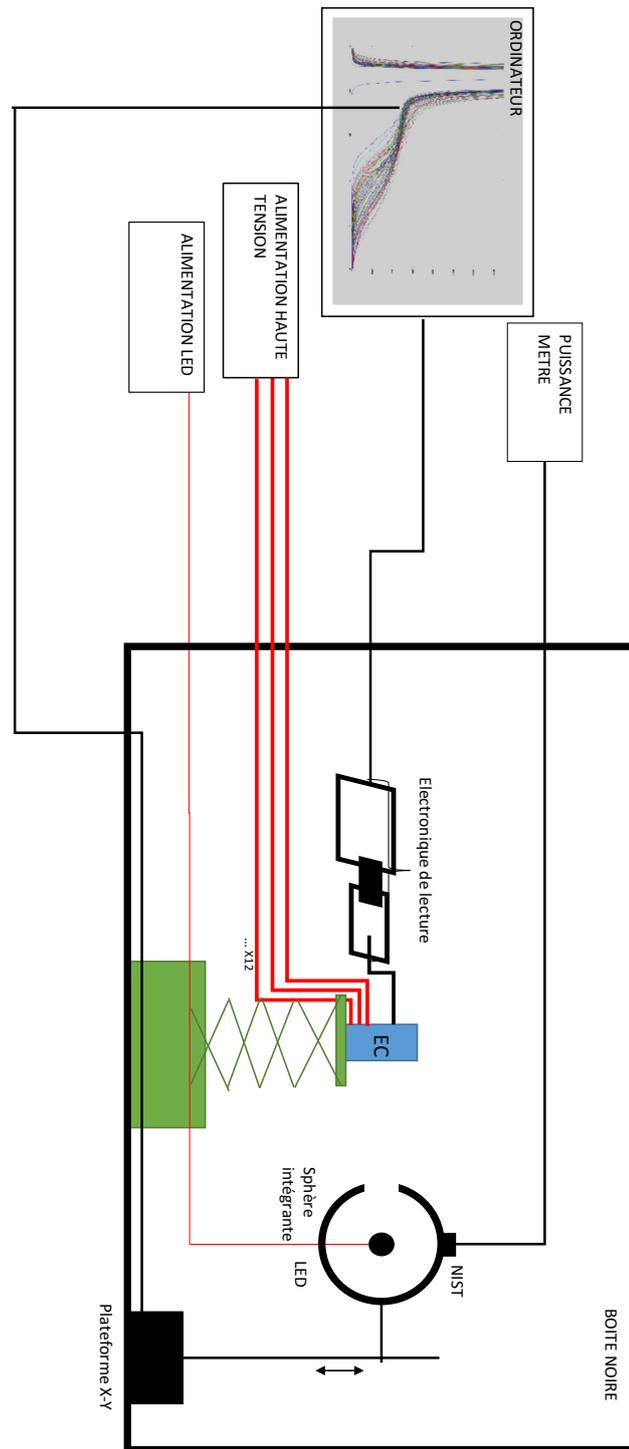


FIGURE 4.7 – Schéma du montage utilisé pour l'égalisation des gains. L'EC est lu par l'électronique de lecture, qui envoie les données du spectre à un ordinateur. La LED est contrôlée par une alimentation permettant une précision au millivolt. L'alimentation haute tension qui fournit les tensions à l'EC dispose de 14 voies, pour 12 dynodes, la cathode et la "guard-ring". Tous les appareils de contrôle et d'analyse sont situés à l'extérieur de la boîte noire.

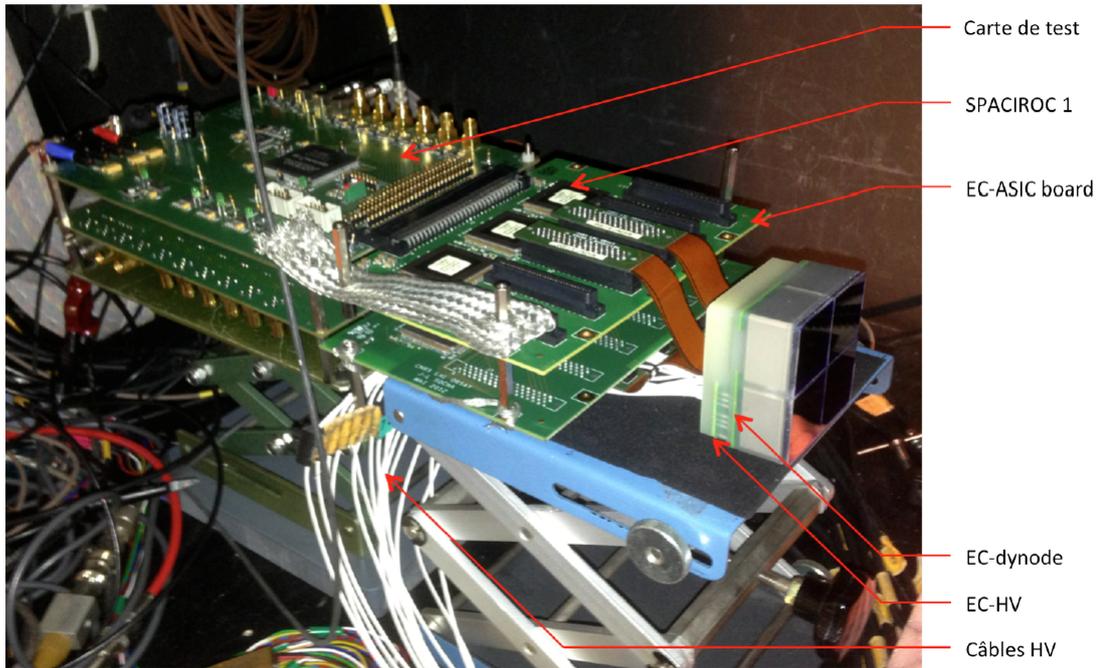


FIGURE 4.8 – Montage de l'égalisation des gains. Les quatre MAPMT de l'EC sont lus par deux cartes EC-ASIC connectées à deux cartes de test.

offrant une résolution d'environ 1 fC pour chaque pixel. L'ASIC compte le nombre de fois que le signal dépasse le seuil, et incrémente un compteur à chaque déclenchement. Cette opération est réalisée pour plusieurs valeurs de seuil afin de balayer toute la gamme en tension occupée par l'impulsion. L'amplitude de l'impulsion, exprimée en DAC, dépend du gain du pixel du PMT ainsi que du gain du pré-amplificateur du canal correspondant de l'ASIC. On obtient une courbe appelée "S-curve", qui représente le nombre de coups (ou d'impulsions) mesuré par l'ASIC par GTU (ou pendant le nombre total de GTU (la fenêtre temporelle de mesure) de l'acquisition) en fonction de la charge, exprimée en DAC, et peut être vu comme l'intégrale du spectre de charge présenté dans la section 4.2.2 et permet de retrouver les caractéristiques du couple PMT-ASIC essentielles à la calibration du système :

- le piédestal représente le niveau de la ligne de base de l'impulsion. Si la S-curve était réellement l'intégrale du spectre, le piédestal devrait débuter à des valeurs de coups élevées. Cependant, en raison de la saturation de comptage de l'ASIC et du phénomène d'empilement des impulsions, le nombre d'impulsions de faible charge réellement détectées par l'ASIC diminue jusqu'à atteindre l'unité. On est dans une situation analogue à la figure 4.2, partie haute.
- Le plateau représente le signal mesuré par l'ASIC provenant du signal lumineux mesuré par un pixel du MAPMT. Il s'agit d'une zone ayant une pente faible, correspondante à l'intégrale du pic de signal du spectre de charge. Plus le gain du pixel sera élevé, plus le plateau s'étendra sur de nombreux DAC. Le seuil en charge sera donc placé au niveau du plateau. La valeur de la S-curve à cette position donnera le nombre de photo-électron enregistrés par le MAPMT par GTU.
- Enfin, le pic du signal sur le spectre est représenté par le point d'inflexion sur la S-curve. Le gain peut donc être mesuré par la distance entre le point d'inflexion

et le piédestal. Cependant, en raison de la saturation de l'ASIC à faible charge, le piédestal n'est pas correctement défini sur la S-curve. Comme on le verra plus tard, il est identifié de façon arbitraire par le maximum du pic.

4.3.2 Égalisation des gains

Le gain d'un pixel tel que mesuré sur la S-curve correspond à la distance entre le point d'inflexion et le maximum du piédestal. Il dépend du gain de l'étage multiplicateur d'électrons du PMT et du gain du pré-amplificateur de l'ASIC. Le gain au niveau du multiplicateur d'électrons peut varier de pixel à pixel et de PMT à PMT, en fonction du champ électrique dans le tube à vide et de la qualité des dynodes. Le seuil en charge appliqué par l'ASIC SPACIROC 1 pour lire le nombre de photo-électron mesurés est le même pour tous les canaux de l'ASIC. Si les gains au sein d'un PMT sont trop dispersés, un unique seuil au niveau du plateau ne pourra pas être trouvé.

Cependant, le gain du pré-amplificateur de l'ASIC peut lui être changé grâce à une commande 8 bits. Il est donc possible d'égaliser les gains des canaux d'un ASIC afin de pouvoir choisir une valeur de DAC optimale pour tous les canaux.

Cette opération se fait au sein d'un MAPMT. L'égalisation des gains entre plusieurs MAPMT n'est pas nécessaire, le seuil appliqué par les ASIC étant indépendant entre les différents ASIC.

Caractérisation des gains des MAPMT

L'égalisation des gains s'est faite en plusieurs étapes, et avec deux PMTs à la fois. La correction des gains s'est faite via une carte test FPGA contrôlant une carte ASIC qui ne pouvait être branchée qu'à deux PMTs d'une EC en même temps.

Tout d'abord, une acquisition mesurant la S-curves des 64 pixels de chaque PMTs a été réalisée avec le gain du pré-amplificateur de l'ASIC à une valeur par défaut (64 - le gain étant codé sur 8 bits, les valeurs vont de 0 à 127). Un pixel de référence, présentant un gain moyen par rapport aux autres pixels du PMT était choisi. Ensuite un programme d'analyse ajustait la S-curve par un polynôme de degré 4 et en calculait la dérivée afin d'extraire le pic de photo-électron unique. Les bornes de l'ajustement devaient être définies manuellement pour ne prendre en compte que la zone de la vallée et du pic, et rejeter le piédestal. Le maximum du pic de photo-électron de chaque voie était ensuite identifié par une seconde dérivation. Le rapport entre le maximum de chaque voie et celui du pixel de référence en DAC donne le facteur d'égalisation du gain de pré-amplification pour les voies correspondantes.

Une table de gain temporaire est générée pour chaque voie de l'ASIC. Cette table est injectée dans l'ASIC par l'intermédiaire du programme LabView et du FPGA de la carte test, et une nouvelle S-curve est prise pour vérifier si les points d'inflexions sont alignés. Souvent, l'égalisation se faisait sur plusieurs itérations en prenant les S-curves intermédiaires comme base, avant de pouvoir générer la table de gain finale.

Un exemple est présenté figure 4.9. Sur le graphe du haut, les gains sont fortement dispersés et la détermination d'une seule valeur de seuil afin de lire le nombre d'événements au niveau du plateau pour toutes les voies n'est pas possible. L'égalisation des gains est donc indispensable. Sur les deux graphes suivants, on peut voir les S-curves du même PMT après égalisation des gains, après une, puis deux itérations respectivement. On voit que les gains sont cette fois-ci très similaires. Le point d'inflexion de toutes les voies se

trouve autour du DAC 275. On peut placer le seuil au DAC 230 pour être au niveau du plateau de toute les S-curves.

Comme le plateau des S-curves n'est pas complètement horizontal, l'efficacité de détection d'un pixel, définie comme le rapport entre le nombre d'événements au niveau du seuil et le nombre de photons arrivant sur le pixel, dépend de la position du seuil en valeur de DAC. L'égalisation des gains permet d'uniformiser la position du plateau des différents pixels d'un PMT, et donc d'uniformiser l'efficacité de détection du PMT, comme on peut le voir figure 4.10. Pour ce PMT, trouver une position du seuil convenant pour tous les pixels n'est pas possible, car un nombre important de pixels ont un gain faible, et le seuil se trouve hors du plateau, dans la zone du point d'inflexion. L'égalisation des gains a augmenté le gain du pré-amplificateur de ces voies, ce qui a permis d'avoir une position commune du plateau à tous les pixels.

Cependant cette opération a des limites. En effet, en augmentant le gain du pré-amplificateur au niveau de l'ASIC, le signal de la ligne de base du PMT est aussi augmenté, ce qui rend le piédestal plus large, et risque de superposer le bruit de certains pixels avec le signal d'autres pixels, comme sur la figure 4.11. Dans ce cas, choisir un pixel de référence ayant un gain un peu plus faible, ou modifier le gain des pixels posant problème manuellement si ceux-ci sont peu nombreux, peut améliorer la situation. Cependant, lorsque le gain des pixels est trop faible, augmenter le gain du pré-amplificateur amplifiera trop le piédestal, sans effet positif sur le plateau de la S-curve. Ces pixels ne pourront donc pas être utilisés pour la mesure précise du flux UV. Ce cas a été rencontré dans de nombreux pixels du PDM d'EUSO-Balloon, comme on le verra dans la suite.

4.4 Intégration et validation d'EUSO-Balloon

Une fois les EC caractérisées et les modèles de vol des éléments de l'électronique de lecture disponibles à l'APC, le PDM a pu être intégré. Dans un premier temps, le DP n'était pas disponible. Le PDM était donc contrôlé grâce à un programme sur LabView, similaire à celui utilisé pour contrôler les cartes test FPGA, développé par l'équipe du LAL. Cette solution offre les mêmes contrôles qu'avec le DP, mais la communication et le transfert de données souffre de temps mort plus important.

La phase d'intégration et de tests du PDM a duré plusieurs mois durant lesquelles différentes activités se sont succédées. Les sous-systèmes du PDM ont été assemblés, le fonctionnement avec le DP et l'intégration de la gondole avec le système optique et certains systèmes de vol a été validé. Cette phase s'est terminée avec la calibration de la surface focale, décrite plus en détails dans la section 4.5, et les tests thermiques avant la revue d'acceptance avec le CNES et l'envoi de l'instrument au Canada pour le vol.

4.4.1 Cartographie de la surface focale

La première étape a été de créer la carte des pixels sur la surface focale complète. La correspondance position du pixel sur le PMT - position du pixel sur les données n'est pas triviale en raison de nombreuses sous-divisions et changement de disposition des pixels et canaux entre le PMT et le FPGA. Tout d'abord, les PMT sont regroupés par quatre au sein d'une EC. Chaque PMT est orienté différemment par rapport aux autres, avec une rotation de 90° entre deux PMT voisins. Ensuite, les signaux sont transmis du PMT à l'ASIC ce qui entraîne un changement de numérotation des pixels dû à l'agencement des voies dans les différentes couches de la carte EC-ASIC, changement différent selon l'ASIC.

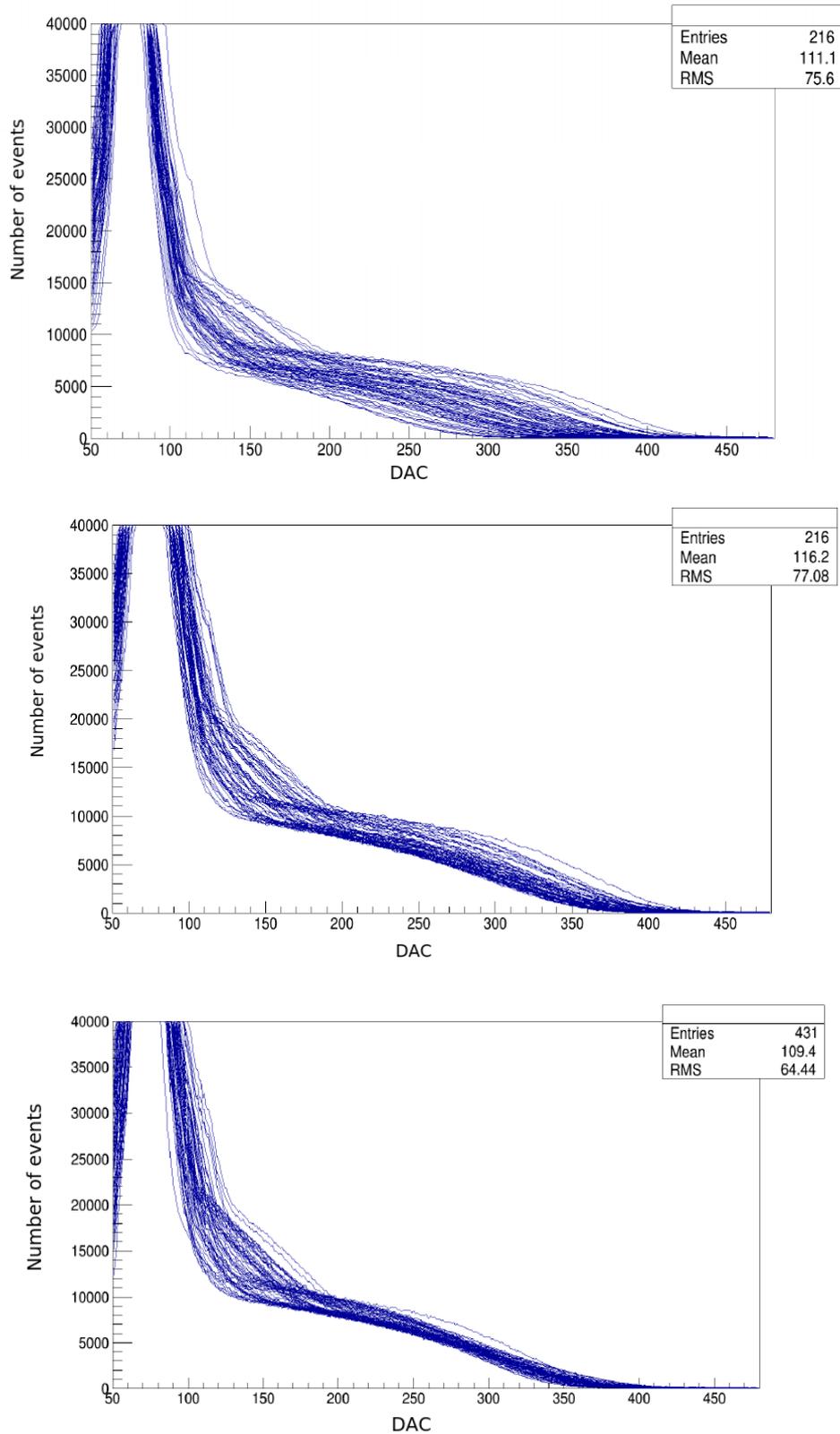


FIGURE 4.9 – S-curves des 64 pixels d'un des PMTs du PDM d'EUSO-Balloon, montrant le nombre d'impulsions supérieures à un seuil en charge, exprimé en DAC. En haut, les gains ne sont pas égalisés. Si on applique un seul seuil pour toutes les voies, la dispersion d'efficacité sera élevée car pour certaines voies, le seuil sera hors du plateau. Au milieu se trouve les S-curves après une itération, et en bas après deux itérations.

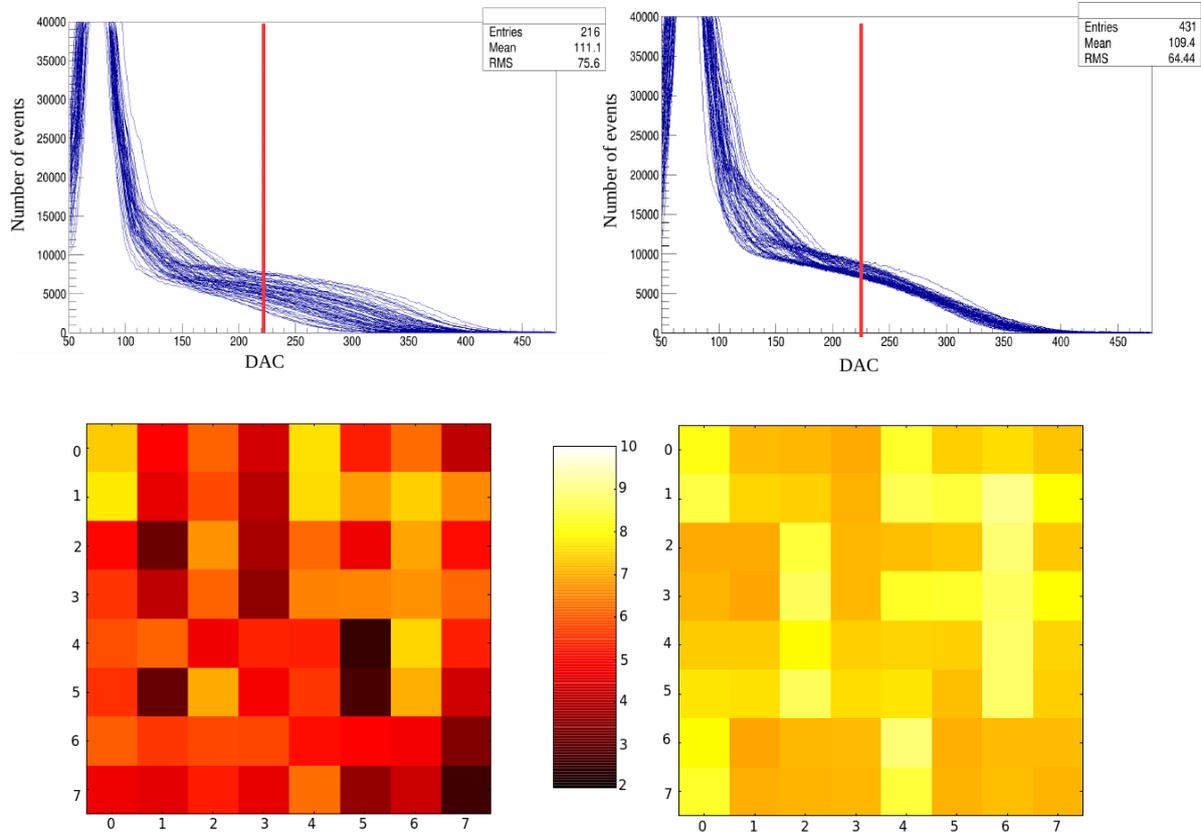


FIGURE 4.10 – S-curves (en haut) et cartes de lumière (en bas), en p.e par GTU pour un PMT faisant parti de l'EC 106, avant et après égalisation des gains. L'efficacité a été pris à DAC 225. Après égalisation, le point d'inflexion de toutes les S-curves est environ au DAC 290.

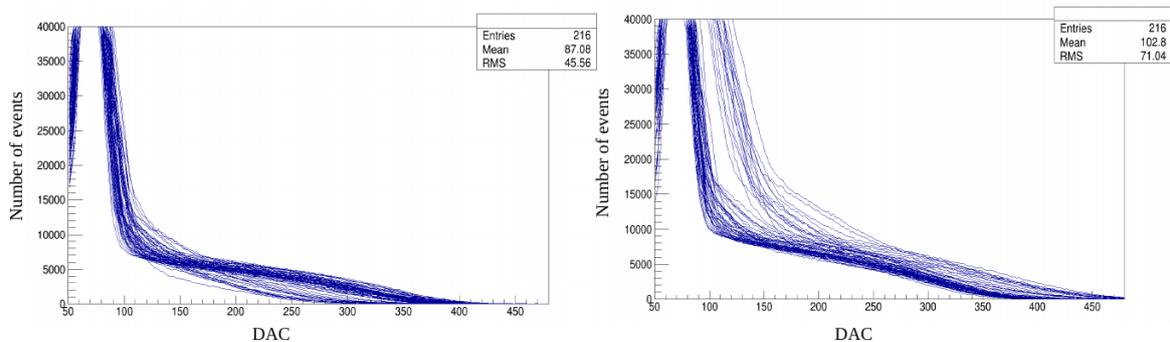


FIGURE 4.11 – deux S-curves d'un même PMT, avant et après égalisation des gains. On peut remarquer que pour certains pixels de bas gain, l'amplification du gain a aussi affecté le piédestal qui se superpose à la zone du plateau d'autres pixels.

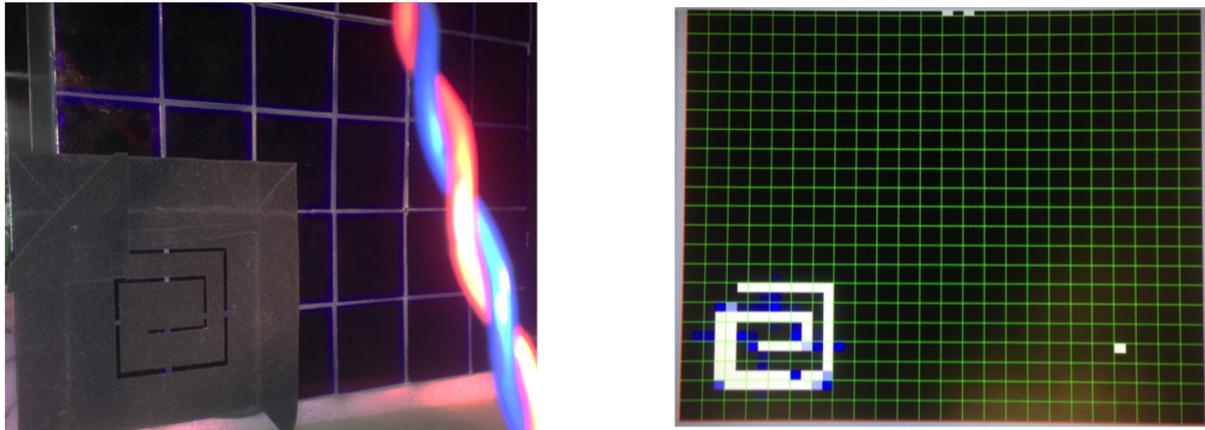


FIGURE 4.12 – Masque utilisé afin de vérifier le routage des pixels (à gauche) et résultats de l'illumination du masque sur LabView (à droite).

Cette différence entre plusieurs ASIC (deux groupes) a pour origine la disposition des anodes sur l'EC-anode d'une EC. En raison de contraintes géométriques, cette disposition entraîne la nécessité d'avoir deux des câbles d'anodes courbés et les deux autres droits, ce qui change l'organisation des voies entre les PMT et les ASICs.

La prise en compte du routage des différents canaux au sein de l'électronique de lecture doit être implémentée dans le FPGA, qui a pour rôle de mettre en forme les données des pixels avant de les transmettre au CPU. Le résultat de cette opération est présente en figure 4.12. Cette opération est indispensable pour pouvoir interpréter les données enregistrées par le PDM, et pour l'intégration de l'instrument décrite dans le chapitre suivant.

4.4.2 Intégration de la gondole

Une des étapes la plus importante de cette phase a été l'intégration de tous les systèmes de la charge utile du ballon : le PDM, le DP, le système optique et le système de batteries. Cette étape s'est déroulée à Toulouse dans une salle blanche de l'IRAP. Le PDM a été intégré sur la plaque métallique servant de support au système électronique, ainsi que de radiateur vers l'extérieur pour transporter la chaleur produite par l'électronique vers l'extérieur de la nacelle par conduction, avec le DP et les batteries. Le PDM était attaché à un moteur permettant d'adapter sa position selon l'axe optique afin de le placer dans le plan focal des lentilles.

Un système composé d'un miroir collimateur et d'une source de lumière a été utilisé pour illuminer l'instrument afin de mesurer la PSF (Point Spread Function, fonction d'étalement de point) et la position optimale du PDM. Les résultats de ces mesures sont présentés figure 4.13 et 4.14. La position optimale du PDM a été déterminée en minimisant la taille de la PSF avec plusieurs longueur d'onde. Les mesures de la PSF ont révélé que même si le point image était bien défini, un résidu de l'énergie encerclée reste présent même quand on s'éloigne du centre du point (voir figure 4.15), ce qui implique une illumination très faible mais présente sur une grande surface autour du point image. Ces mesures sont détaillées dans [14].

Il a été constaté que les performances de la lentille intermédiaire étaient trop mauvaises, une erreur de conception a entraînée une baisse de transmission de la lentille. Celle-ci n'a donc pas été utilisée, et c'est la configuration optique à 2 lentilles de TA-EUSO qui a été

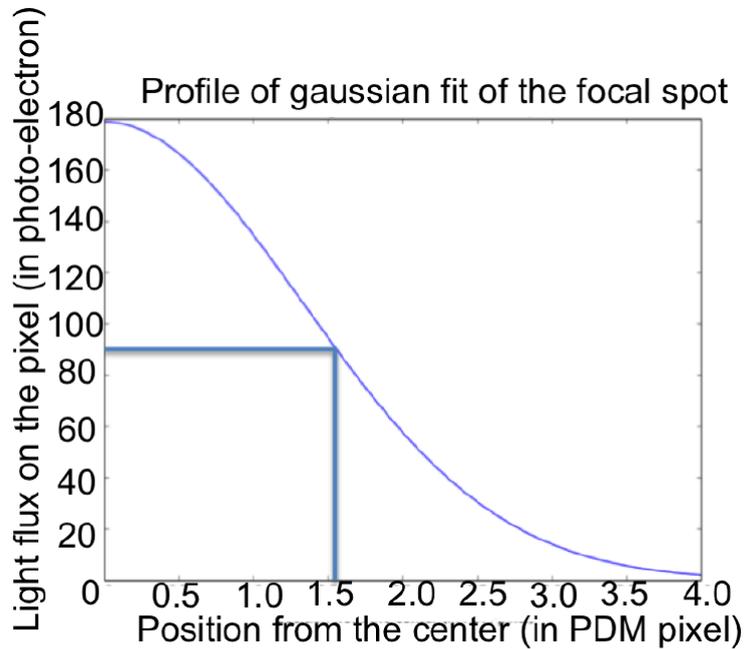


FIGURE 4.13 – Ajustement de la PSF par une fonction gaussienne pour obtenir sa largeur à mi-hauteur. Cette mesure à été réalisée à une longueur d’onde de 375 nm et un angle de 45°. Tiré de [14]

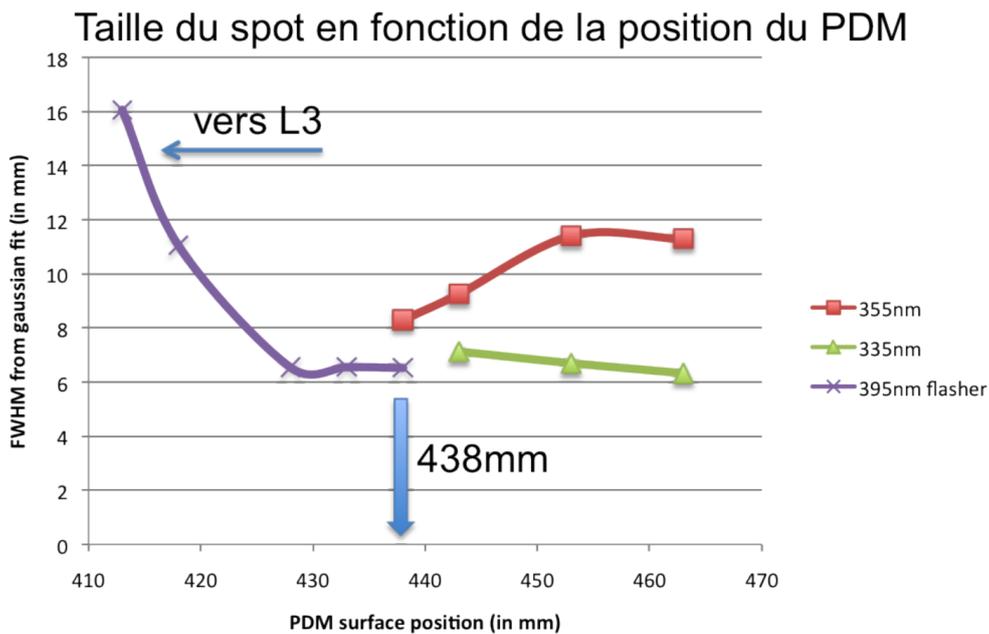


FIGURE 4.14 – Taille de la tache lumineuse en fonction de la position du PDM le long de l’axe optique, pour trois longueurs d’onde. La position va dans le sens croissant en s’éloignant du système optique. La position optimale a été choisie à 438 mm. Tiré de [14]

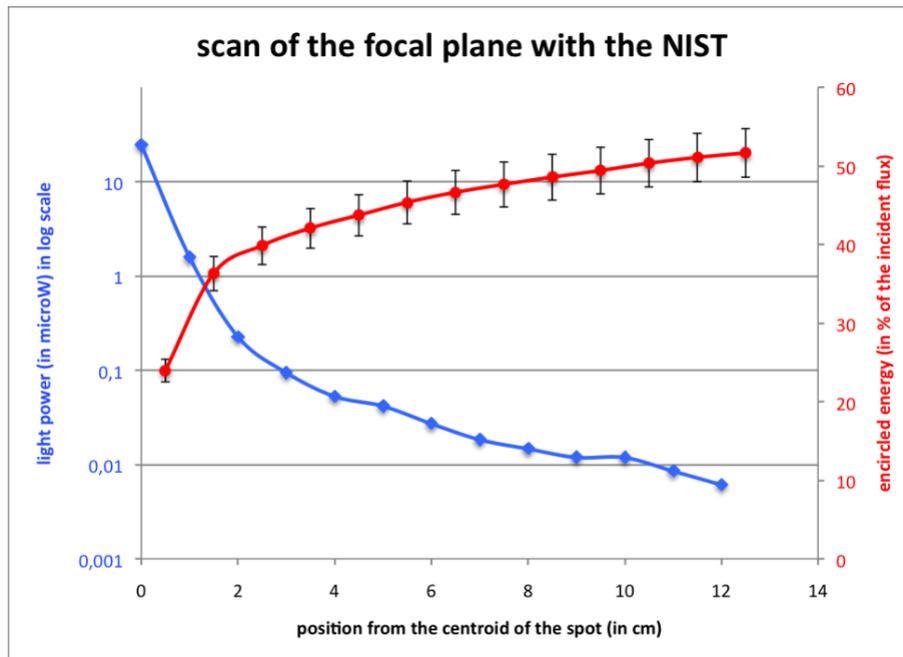


FIGURE 4.15 – coupe du spot lumineux (en bleu) et énergie encadrée (en rouge) mesurée pendant la campagne de 2014. L'angle d'incidence est de 3.5° et la longueur d'onde est de 390 nm. Tiré de [14]

adoptée pour EUSO-Balloon.

En raison du manque de temps pour faire les tests en salle blanche, les mesures optiques faites à ce moment restent incomplètes. Elles ont été complétées juste avant l'envoi de l'instrument au Canada pour la position du PDM, et après le vol pour les mesures complètes de l'efficacité des lentilles et la taille de la PSF.

4.4.3 Tests thermiques et à basse pression du PDM et du DP

Pendant le vol de l'instrument à 38 km, les conditions environnementales, en particulier la basse pression et aux changements de températures risquent de provoquer des dommages ou des dysfonctionnements de l'appareil. En effet, à la pression rencontrée à cette altitude, le risque de décharge électrique entre plusieurs éléments situés à quelques centimètres de distance peut apparaître à partir de quelques centaines de volts. Il a donc fallu isoler les composants étant à haute tension des autres éléments à basse tension, comme l'électronique de lecture, et à la masse (structure métallique du PDM). Quant aux contraintes thermiques, d'une part l'instrument peut être soumis à des basses températures, jusqu'à -20°C , et d'autre part les composants électroniques produisent de la chaleur qu'il faut évacuer, ce qui est rendu plus difficile à basse pression.

Transfert thermique

De manière générale, les échanges thermiques se font de trois façon différentes : par conduction, par convection et par rayonnement. Au sol, où la pression atmosphérique est importante, le transfert thermique par convection est très efficace, et est le moyen couramment utilisé pour refroidir les composants électroniques. Au contraire, à des pressions telles que celles rencontrées dans la stratosphère, la convection est beaucoup moins effi-

cace et peut être insuffisante pour refroidir les composants dégageant le plus de chaleur, en particulier le FPGA et les convertisseurs de tension situés sur la carte FPGA et sur les cartes d'alimentation basse tension dans le DP.

Pour remédier à ce problème, les deux autres moyens de transfert thermiques sont utilisés. Sur la carte PDM, des tresses métalliques sont mises en contact du FPGA et des convertisseurs de tension grâce à de la colle thermique et dirigent par conduction le flux de chaleur des composants à la plaque métallique, à température ambiante, sur laquelle le PDM est attaché. Cette plaque étant directement exposée aux températures extérieures, de l'ordre de -20 °C, la chaleur est évacuée par échange radiatif.

Isolation électrique

Comme dit dans la section 3.1, d'après la courbe de Paschen, l'instrument est soumis à des conditions défavorables concernant le risque de décharge électrique dans l'air. Les composants critiques ont donc été isolés pour éviter les décharges entre les éléments situés à différents potentiels. En particulier la base des EC, où sont situés les cartes reliées aux dynodes des PMT recevant les hautes tensions, et les modules d'alimentation des hautes tensions, sont enrobés de résines isolantes qui fournissent l'isolation requise. De même, les connecteurs mâles et femelles reliant les câbles des modules haute tension aux câbles des EC sont aussi isolés dans des gaines en téflon au niveau des connecteurs.

Déroulement des tests

Afin de réaliser les tests thermiques et en basse pression, une enceinte opérée par le CNES a été utilisée. Cette enceinte est capable de descendre à la pression voulue, 3 mbar, en même temps que réaliser les tests thermiques, de -20 °C à $+50$ °C. La cuve, ayant une hauteur de 3 mètres et un diamètre d'environ 2 mètres, a pu accueillir toute la chaîne d'acquisition (le PDM et le DP) attachée sur la plaque métallique servant de radiateur et de support de l'électronique dans la gondole. Les vérifications à effectuer sont donc :

- Le fonctionnement des PMT polarisés aux tensions nominales, 950 V au minimum et 1100 V au maximum, notamment à basse pression ;
- Le fonctionnement de l'instrument à basse pression et basse et haute température, l'absence de surchauffe aux points critiques (FPGA, convertisseurs de tension).

Pour contrôler la température, des thermistances étaient placées à différents points de l'instrument, sur les composants critiques, ainsi que sur les éléments de conduction de chaleur (plaque radiative, structure extérieure du DP, etc.).

L'utilisation des équipements du CNES a dû se faire sur une durée limitée, le fonctionnement général de l'instrument a donc été caractérisé, mais des tests plus détaillés n'ont pas pu s'y faire. Une enceinte basse pression était disponible à l'APC, celle-ci a donc été utilisée pour poursuivre les mesures à 3 mbar, tout en restant à température ambiante car l'enceinte ne bénéficiait pas de moyen de descendre en température.

Résultats des tests thermiques

Les tests ont permis d'identifier plusieurs problèmes liés à la basse pression et la haute température. Tout d'abord, il était impossible de polariser les PMT à tension nominale à basse pression. La sécurité des HVPS se déclenchait dès qu'on essayait d'atteindre quelques centaines de volts (la tension de toutes les EC est augmentée en même temps,

par palier de 50 V, afin de garder la tension de toute la surface focale identique) ce qui pouvait provenir d'un défaut d'isolation entre les différents potentiels du PDM. Après une série de tests, la source du problème a été identifiée comme étant la vis centrale des EC permettant de maintenir ces dernières dans la structure du PDM. Cette vis métallique, qui est en contact avec la carte EC-dynode, se trouve proche d'une des voies de la carte EC-dynode alimentant la cathode. Lors des tests préliminaire des EC, la position de cette vis, initialement reliées à la masse, provoquait un bruit important sur les signaux des PMT (voir [11]). Pour éliminer ce problème, il a été décidé lors de ces tests de relier directement la vis à la tension de la cathode (la tension maximale du PMT). Cependant, avec le PDM assemblé, cette vis se trouve à quelques centimètres de la structure métallique reliée à la masse. Les tests à 3 mbar ont démontré que cette conception provoque des décharges entre la vis et la structure métallique quand la tension appliqué à la cathode (et donc à la vis) atteint plusieurs centaines de volts. Il a donc été décidé de déconnecter cette vis de la cathode. Ainsi, la polarisation des PMT à 950 V a été rendu possible à 3 mbar. En revanche, la sécurité des HVPS se déclenchait toujours quand la tension dépassait 1000 V. Par manque de temps, nous n'avons pas pu identifier exactement ce qui empêchait les plus haute tension, et nous avons décidé de laisser la tension nominale à 950 V.

Nous n'avons rencontré aucun problème pendant les tests à basses température. Au contraire, quand on approchait de + 50 °C, la température au niveau du FPGA et des convertisseurs de tension de la carte PDM augmentait de façon importante et la carte se mettait en sécurité. Le transfert thermique de ces éléments a donc été amélioré en attachant une plaque métallique au dessus de la carte, en contact avec les parties dégageant le plus de chaleur.

4.5 Mesure de l'efficacité de la surface focale

Afin de reconstruire l'énergie du rayon cosmique primaire, la mesure du nombre de photons émis par la gerbe atmosphérique doit être réalisée avec une précision importante. Les pixels au sein de chaque PMT peuvent présenter une efficacité très différente les uns des autres.

La mission scientifique d'EUSO-Balloon n'est pas l'observation de gerbes atmosphériques. Cependant, en tant que démonstrateur technologique de JEM-EUSO, il est nécessaire de montrer qu'on peut mesurer l'efficacité de la surface focale d'EUSO-Balloon avec la précision nécessaire aux exigences de la mission scientifique de JEM-EUSO.

Une méthode de mesure d'efficacité prenant en compte cette dispersion est donc nécessaire. Une première solution, la plus évidente, serait de mesurer tous les pixels, un à un, de façon absolue. Cependant, faire une acquisition sur chacun des 2304 pixels que comprennent les 9 EC du plan focal serait trop chronophage. Une solution intermédiaire a été de ne mesurer de façon absolue qu'un ou deux pixel par MAPMT, pour ensuite faire une mesure d'efficacité relative sur l'ensemble de l'EC avec une illumination uniforme.

Une première mesure de l'efficacité absolue des MAPMTs a été réalisée par Carl Blaksley avant mon arrivé à l'APC [11]. Les mesures ont été faites dans la même boîte noire que pour l'égalisation des gains, mais avec une électronique différente. Les ASICs n'étant pas disponibles à ce moment, des QDC on été utilisés. Ceux-ci ont l'avantage de compter directement le nombre d'impulsions dont l'amplitude est au niveau du seuil. Le spectre en charge est donc directement mesuré, alors que les S-curves obtenue par les ASICs d'EUSO-Balloon représentent la distribution des charges en fonction du seuil.

Avoir directement accès au spectre permet de mieux identifier le spectre de photo-électron unique et simplifie la mesure du gain. Cependant, le gain des QDC était trop faible pour séparer correctement le pic du photo-électron unique du piédestal. Les spectres pris avec les QDC ont donc été acquis à la tension de polarisation maximale des MAPMTs, 1100 V, alors qu'on a dû alimenter les PMTs à 950 V pendant le vol de l'instrument. Il a donc fallu refaire la mesure de l'efficacité de la surface focale une fois celle-ci intégrée avec le modèle de vol de l'électronique de lecture et les tensions nominales.

La mesure de l'efficacité a donc été faite avec le PDM assemblé ainsi que le DP, avec la sphère intégrante comme source de lumière. L'utilisation du DP a permis d'accélérer les mesures et de faire des acquisitions avec une grande statistique.

4.5.1 Mesure des pixels absolue

La première étape a été de mesurer de façon absolue un certains nombre de pixel de la surface focale, environ un ou deux pixel par MAPMT. Connaître précisément la quantité de lumière reçue par un pixel est très importante. L'utilisation d'une source de lumière étalonée serait l'option la plus évidente, mais la calibration des MAPMT requiert de très faibles intensités, pour lesquelles les sources de lumière telles que les LED sont instables. La solution choisie a donc été d'illuminer un détecteur calibré en parallèle de l'illumination des PMT grâce à la sphère intégrante. Cette technique est illustrée par la figure 4.16.

Afin de n'illuminer qu'un seul pixel, un collimateur est installé à l'une des sortie de la sphère. Pour connaître la quantité de lumière à la sortie du collimateur, un détecteur, appelé par la suite NIST 2, est placé à la place du PMT. Le détecteur est le même modèle que le détecteur de référence, une photodiode Ophir calibrée par le NIST. Le gain de la diode étant beaucoup plus faible que le gain du PMT, une source de lumière plus forte, composée d'une centaine de LED ayant une longueur d'onde de 398 nm est utilisée pour pouvoir mesurer le flux lumineux à la sortie du collimateur, fortement réduit par la faible ouverture. Cette opération permet d'obtenir le facteur d'atténuation α du système sphère + collimateur :

$$\alpha = \frac{P_{NIST2}}{P_{NIST1}} \quad (4.14)$$

où P_{NIST2} et P_{NIST1} sont respectivement la puissance de la photodiode placée à la place du PMT et la puissance de la photo-diode de référence. Le facteur d'atténuation α est de l'ordre de 10^{-4} avec le collimateur utilisé qui fait 20 mm de longueur et un diamètre de sortie d'environ 0,3 mm. Les valeurs exactes ne sont pas importante car le facteur α est mesuré et non calculé.

Ensuite la photodiode NIST 2 est remplacée par la surface focale, et la source de lumière est remplacée par une unique LED de 378 nm à l'entrée de la sphère. La différence de longueur d'onde entre les deux système de LED ne modifie pas la calibration car la photodiode et le watt-mètre sont calibrés en fonction de la longueur d'onde.

Une première S-curve est acquise afin de régler l'intensité lumineuse. Celle-ci est ajustée afin d'être au niveau du photo-électron unique, pour avoir le moins possible d'impulsions comprenant deux photo-électrons.

Pour cette étape, la difficulté a été de centrer la sortie du collimateur sur un pixel. La sphère est placée sur une plate-forme pouvant être translatée suivant deux axes X-Y, dans le plan parallèle à la surface focale. Le faisceau lumineux est plus petit qu'un pixel si le PMT est placé à une distance suffisamment faible (quelques millimètres). La source de lumière peut, et doit, donc être placée précisément pour n'illuminer qu'un seul pixel

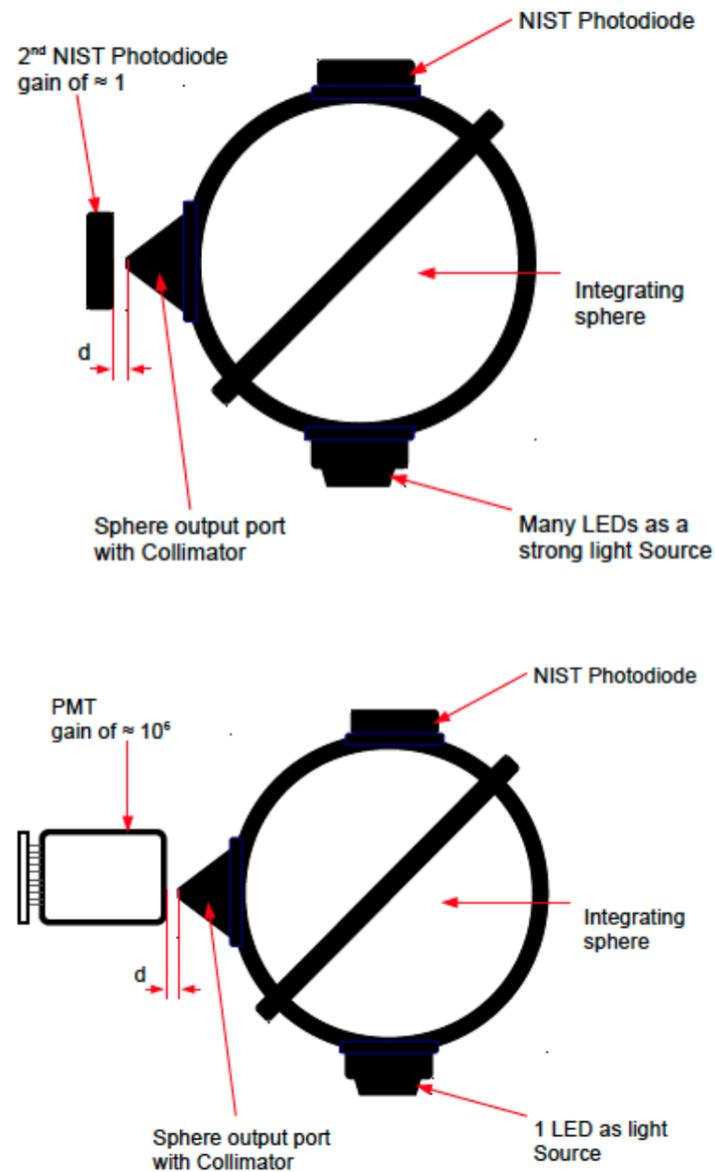


FIGURE 4.16 – Illustration de la calibration absolue d'un pixel

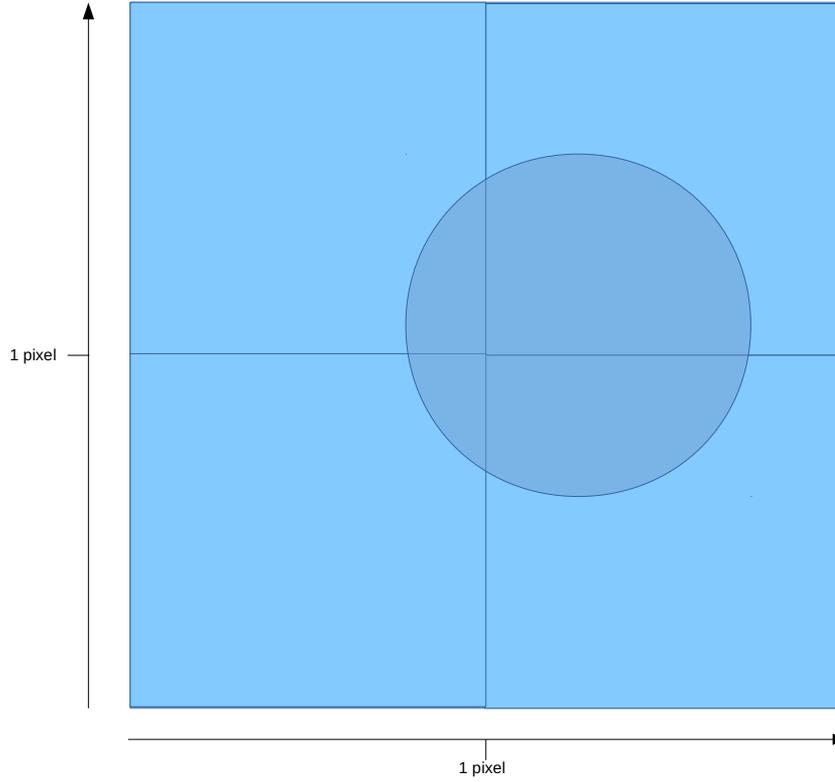


FIGURE 4.17 – schéma de l'illumination des pixels. Le spot lumineux, plus petit qu'un pixel, éclaire ici plusieurs pixels.

à la fois. La plateforme de translation est contrôlée par ordinateur en laissant la boîte noire fermée. Le centrage se faisait manuellement. Une fois que l'intensité lumineuse ait été correctement ajustée, une acquisition à seuil fixe est réalisée, afin d'évaluer la position du faisceau lumineux. Si le faisceau est situé entre plusieurs pixels (voir figure 4.17), il est centré en plusieurs itération sur un pixel, en faisant une acquisition à chaque étape. Le nombre de p.e. détecté par chaque pixel adjacent est mesuré, et la source est déplacée par pas d'une fraction de pixel afin d'améliorer sa position.

Une fois le faisceau centré, une acquisition à 1 p.e. par GTU est réalisée avec une statistique importante, sur 10000 GTUs, à seuil constant. L'efficacité absolue est calculée à partir de cette mesure. La puissance lumineuse arrivant sur le pixel est déduite de la puissance lue par la photodiode de référence et l'efficacité absolue ϵ_{abs} est calculée :

$$\epsilon_{abs} = \frac{N_{p.e.}}{N_{ph}} \quad (4.15)$$

avec N_{ph} le nombre de photons arrivant sur le filtre du pixel :

$$N_{ph} = \frac{P_{NIST} * T_{acq} * \lambda}{hc} \quad (4.16)$$

où P_{NIST} est la puissance lue par la photodiode de référence, T_{acq} le temps d'acquisition, en nombre de GTUs, où chaque GTU fait 2,3 μs , λ la longueur d'onde de la lumière incidente, h la constante de Planck et c la vitesse de la lumière.

Le nombre de p.e. par GTU détectés par le pixel, $N_{p.e.}$, est lu au seuil avec lequel l'acquisition a été réalisée.

Calcul de l'incertitude

L'incertitude totale de la mesure de l'efficacité absolue a une composante systématique et une composante statistique :

$$\left| \frac{\delta\epsilon_{\text{abs}}}{\epsilon_{\text{abs}}} \right| \leq \left| \frac{\delta\epsilon_{\text{stat}}}{\epsilon_{\text{stat}}} \right| + \left| \frac{\delta\epsilon_{\text{syst}}}{\epsilon_{\text{syst}}} \right| \quad (4.17)$$

Plusieurs phénomènes ont un effet sur l'erreur systématique :

- La contamination due aux impulsions à 2 p.e. peut être facilement évaluée. En effet, la mesure de lumière par les PMT suit une loi de poisson, et le taux de comptage $n_{\text{p.e.}}$ peut être exprimé ainsi (une justification de ce calcul peut être trouvée dans [22]) :

$$n_{\text{p.e.}} = Ne^{-N\rho} \quad (4.18)$$

avec N le nombre moyen de photo-électrons produits par la photo-cathode durant l'acquisition, et ρ la durée de l'impulsion, durant laquelle le système PMT + ASIC est paralysé. Ici on a $\rho = 30$ ns, avec environ 1 p.e./GTU produit par la photo-cathode on a :

$$\frac{n_{\text{p.e.}}}{N} = e^{-N\rho} \simeq 0.98 \quad (4.19)$$

De l'équation 4.19 on peut en déduire une perte de signal d'environ 1,3 % dû au "pile-up".

- L'erreur sur la mesure de la puissance lumineuse par la NIST : cette incertitude est due à la fois à la NIST elle même et au watt-mètre. L'incertitude de calibration de la NIST est donnée à 1,5 % et celle du puissance mètre à 0,5 %.
- On peut estimer l'erreur faite sur le calcul du facteur d'atténuation du collimateur α . A partir de l'écart type des mesures effectuées lors de son évaluation, l'erreur sur α est estimée inférieure à 0.2 %.

En faisant l'addition quadratique de toutes ces incertitudes, on obtient :

$$\left| \frac{\delta\epsilon_{\text{syst}}}{\epsilon_{\text{syst}}} \right| \leq \sqrt{\left| \frac{\delta\epsilon_{\text{pile-up}}}{\epsilon_{\text{pile-up}}} \right|^2 + \left| \frac{\delta\epsilon_{\text{NIST}}}{\epsilon_{\text{NIST}}} \right|^2 + \left| \frac{\delta\epsilon_{\text{p.m.}}}{\epsilon_{\text{p.m.}}} \right|^2 + \left| \frac{\delta\epsilon_{\alpha}}{\epsilon_{\alpha}} \right|^2} \simeq 2 \% \quad (4.20)$$

L'incertitude statistique est due à la fluctuation statistique du nombre de photons arrivant sur la photo-cathode pendant la mesure. Elle est calculée à partir du nombre d'acquisitions prises pour chaque mesure de pixel :

$$\epsilon_{\text{stat}} = \frac{\sqrt{N_{\text{GTU}}}}{N_{\text{GTU}}} \quad (4.21)$$

Afin de trouver un compromis entre une mesure précise et un temps d'acquisition raisonnable, le nombre de GTU durant lequel le signal est enregistré a été fixé à 10000 GTUs, ce qui donne une erreur statistique $\epsilon_{\text{stat}} = 1$ %.

On a donc, pour l'incertitude totale :

$$\left| \frac{\delta\epsilon_{\text{abs}}}{\epsilon_{\text{abs}}} \right| \leq \left| \frac{\delta\epsilon_{\text{stat}}}{\epsilon_{\text{stat}}} \right| + \left| \frac{\delta\epsilon_{\text{syst}}}{\epsilon_{\text{syst}}} \right| \lesssim 3 \% \quad (4.22)$$

En plus de l'incertitude, un autre phénomène provoque le besoin de faire une correction sur la quantité de photo-électrons mesurés par la photo-cathode, le "cross-talk". Ce

phénomène est dû aux fuites de photo-électrons non collectés par le pixel mesuré. Ces photo-électrons sont collectés par un des pixels adjacents et provoquent un signal à la sortie des anodes, mais ne sont pas comptabilisés dans le signal du pixel illuminé. Il a été estimé par P. Gorotezky que la correction due à cette perte de p.e. est d'environ 4 %. C'est un manque relativement important qui doit donc être pris en compte dans le calcul de l'efficacité absolue.

4.5.2 Efficacité relative

Après avoir mesuré environ un pixel par PMT de façon absolue, tous les pixels de la surface focale sont illuminés de façon aussi uniforme que possible afin de mesurer leur efficacité relative. Pour cela, le PDM est installé à la distance de la sphère intégrante la plus importante que permet le montage (dimensions de la boîte noire et longueur des câbles). Cette distance est de 30 cm. Le collimateur à la sortie de la sphère intégrante a été retiré pour avoir un flux lambertien (voir section 4.2.2). Ainsi, le flux arrivant sur la surface focale est uniforme à 3 % près sur l'EC centrale et 22 % près sur les coins du PDM.

L'efficacité des pixels est ensuite calculée en comparant avec le nombre de photo-électrons détectés par un pixel de référence :

$$\epsilon_i = \frac{N_i}{N_{ref}} \times \epsilon_{ref}, \quad (4.23)$$

avec ϵ_i et N_i l'efficacité et le nombre de photo-électrons du pixel i , ϵ_{ref} et N_{ref} l'efficacité et le nombre de photo-électrons du pixel de référence, pendant l'illumination uniforme.

Sur cette mesure, l'erreur statistique sur N_i et N_{ref} est en $\frac{\sqrt{N_{GTU}}}{N_{GTU}}$, et est de 1 % pour 10000 GTUs. Dans l'incertitude systématique de la mesure de l'efficacité relative, on retrouve celle de l'efficacité absolue, $\left| \frac{\delta \epsilon_{abs}}{\epsilon_{abs}} \right|$, à laquelle il faut ajouter l'erreur due à la variation du seuil de charge en valeur de DAC. En effet, l'efficacité varie avec le seuil en charge, de façon plus ou moins prononcée en fonction du gain du pixel. Si le gain est faible, la vallée n'est pas clairement défini, et donc le plateau aura une pente importante selon le DAC. La mesure de l'efficacité absolue a été réalisée sur certains pixels sélectionnés pour leur gain élevé et ayant donc une efficacité stable en fonction de la charge de l'impulsion d'anode. Ainsi, il est possible de choisir un seuil tel que la dépendance de l'efficacité avec le DAC soit très faible. Mais pour la mesure de l'efficacité relative, tous les pixels sont illuminés, et certains, ayant un faible gain, ont une efficacité qui peut varier de façon importante avec le DAC. La figure 4.18 montre que l'efficacité de déclenchement passe de 0 % à 100 % en 4 DAC. En mesurant l'évolution de l'efficacité en faisant varier le seuil de ± 2 DACs autour d'une valeur choisie, la "qualité" du pixel peut être quantifiée, et l'incertitude systématique due au DAC peut être calculée.

L'erreur totale se calcule donc par la somme quadratique des différentes erreurs indépendantes :

$$\left(\frac{\delta \epsilon_i}{\epsilon_i} \right)^2 = \left(\frac{\delta N_i}{N_i} \right)_{stat}^2 + \left(\frac{\delta N_i}{N_i} \right)_{DAC}^2 + \left(\frac{\delta N_{ref}}{N_{ref}} \right)^2 + \left(\frac{\delta \epsilon_{ref}}{\epsilon_{ref}} \right)^2 \quad (4.24)$$

L'erreur de seuil $\left(\frac{\delta N_i}{N_i} \right)_{DAC}$ dépend de la qualité des pixels. On verra plus tard que pour certains pixels dont le gain est trop faible, l'erreur est trop importante pour qu'ils puissent être utilisés pour la mesure du signal UV.

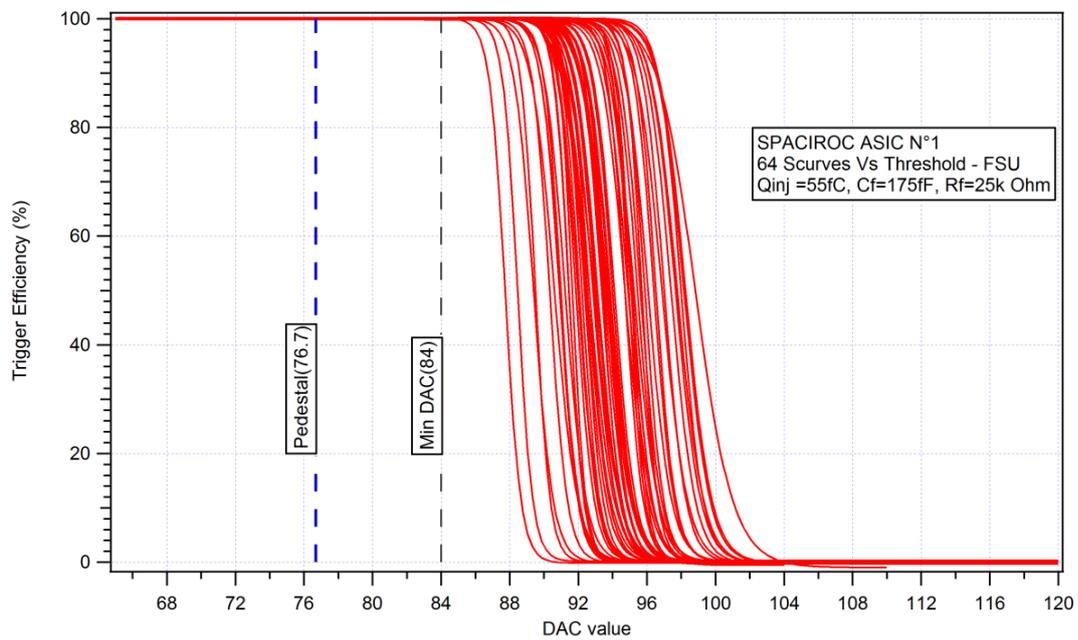


FIGURE 4.18 – S-curves des 64 voies d’un ASIC obtenues en injectant une charge de 55 fC (ce qui correspond à un tiers de la charge d’un photo-électron avec un gain de 10^6) dans chaque voie. En ordonnée, l’efficacité de déclenchement par l’ASIC de la charge injectée est représentée. On remarque que l’efficacité de déclenchement passe de 0 % à 100 % en 4 DAC. Tiré de [58]

UV background count rate (photons/pixel/GTU)

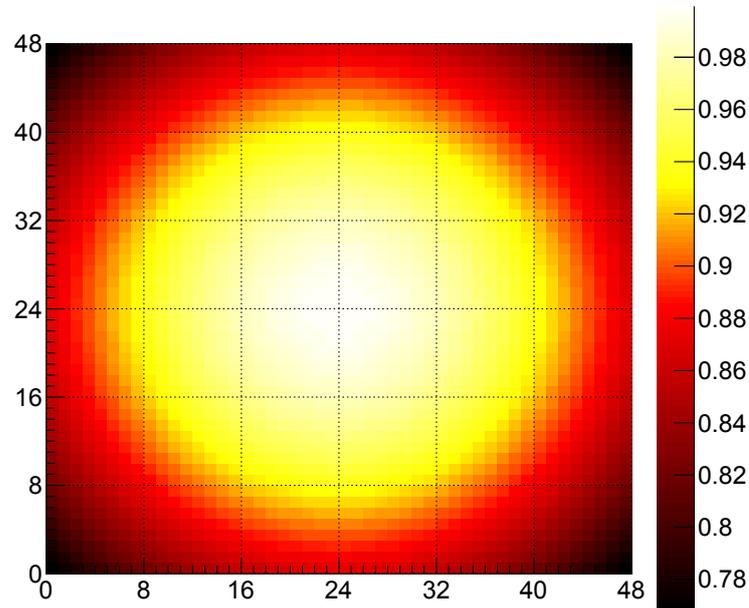


FIGURE 4.19 – non uniformité de l'illumination du PDM à 35 cm de distance avec la sphère intégrante.

4.5.3 Mesure de calibration avant et après vol

Dans une situation normale, l'instrument aurait dû être entièrement calibré avant la mission. Cependant nous avons manqué de temps pour réaliser les mesures complètes avec la précision nécessaire. En particulier, la mesure relative s'est faite sur la surface focale complète, plutôt qu'EC par EC, ce qui implique une non uniformité de l'illumination plus importante due au fait de la distance limitée dans la boîte noire entre l'instrument et la source de lumière. Cette non-uniformité est illustrée figure 4.19.

L'instrument ayant été récupéré après le vol sans dommage visible au niveau de la surface focale et l'électronique de lecture, une nouvelle calibration nous a permis d'évaluer les éventuelles dégradations subies par l'instrument pendant le vol. Pendant la première partie du vol, le ballon a survolé la ville de Timmins, ce qui a soumis la caméra à un important flux lumineux. Les PMTs ont reçu une quantité de lumière supérieure aux spécifications fournies par Hamamatsu (voir chapitre 5), ce qui a pu les dégrader et engendrer une réduction de leur gain.

La calibration après-vol a pu se faire avec moins de contraintes de temps. Des pixels supplémentaires ont pu être mesurés de façon absolue et avec une précision supérieure. La mesure relative a pu être réalisée EC par EC, et ainsi l'uniformité de l'illumination était bien meilleure que pour la calibration d'avant-vol à 2 % près.

Cependant, pendant la prise de données avec le système complet (PDM avec le DP), nous avons observé que lorsque les six cartes EC-ASICs étaient connectées et utilisées, les données étaient contaminées par un bruit trop important pour effectuer la calibration. Pour beaucoup de PMTs, les S-curves présentaient un piédestal qui allait bien au-delà du DAC auquel le seuil de charge était appliqué. Ce phénomène n'a pas été observé pendant le vol, il est donc sans doute consécutif à l'impact brutal de l'instrument dans le lac.

La calibration s'est donc faite avec deux cartes EC-ASICs connectées à trois ECs même temps. Afin de rester le plus proche possible des conditions du vol, les correspondances EC-ASICS-ECs étaient respectées.

4.6 Résultats de la calibration

Seule une petite partie de la surface focale a été retenue pour la mesure de signal lumineux. Le reste des pixels présentant une erreur trop importante sur leur efficacité, ils ne seront pas pris en compte dans la carte d'efficacité et les résultats photométriques. Ceci n'est pas un problème puisque du fait de la rotation du ballon par rapport à l'axe vertical, toute la zone située dans le champ de vue a été balayée par les "bons" pixels, d'autant plus que les pixels retenus se trouvent en majorité sur les bords de la surface focale. L'analyse de l'émission UV du sol n'en a donc pas souffert (voir chap 5.3).

Le seuil en DAC utilisé pour la mesure du nombre d'impulsions en sortie d'anode a été fixé à 250 coups de DAC. Ce seuil a été choisi en observant les S-curves des pixels et en déterminant celui où l'efficacité serait la plus stable pour le plus grand nombre de pixels.

La figure 4.20 présente les résultats de la calibration avant vol. Les pixels blancs sont ceux qui ont été rejetés pour la mesure du flux UV en raison de présence de bruit électronique trop important, ou de gain trop faible. Sur la carte d'efficacité, on peut voir que 3 ECs sont presque entièrement rejetées en raison d'un gain trop faible ou un bruit trop important. Le reste des pixels ont une efficacité comprise entre 10 % et 20 % pour la majorité d'entre eux, avec une moyenne autour de 15% (voir figure 4.20, droite). Ce résultat est inférieur à l'efficacité moyenne attendue pour ce type de détecteur, plutôt autour de 25%, mais remplis les objectifs instrumentaux de JEM-EUSO définis lors de la phase A en 2010 [66], qui indiquent une valeur de 0.12 pour l'efficacité de détection des détecteurs de la surface focale. Quant aux pixels non fonctionnels, le faible gain vient principalement à l'impossibilité d'opérer à plus de 950 V, ainsi que du bruit électronique important. L'isolation entre les différents potentiels, et l'architecture électronique en général devront (et seront, comme on le verra dans les chapitres suivants) être améliorés dans les prochaines itérations du PDM.

La figure 4.21 montre l'efficacité de tous les pixels de la surface focale après le vol. Un certain nombre de pixels ont une efficacité nulle qui s'explique par un gain trop faible, entraînant un nombre d'événements trop faible au seuil choisi pour que le signal puisse être interprété. L'amplitude des incertitudes sur la mesure de l'efficacité du PDM, présentées figure 4.22, permet de identifier nettement un certain nombre de pixels dont l'efficacité n'a pas pu être mesurée avec une précision suffisante. Il y a une forte corrélation entre les pixels dont l'incertitude sur la mesure de l'efficacité est importante (supérieure à 10 %) et la valeur de l'efficacité elle-même. En particulier deux ECs, la centrale et celle située dans le coin supérieur gauche, ont à la fois une faible efficacité et une forte incertitude sur la mesure de celle-ci. En effet, d'après l'équation 4.24, la variation du nombre de coups enregistrés par l'ASIC en fonction du DAC peut influencer sur la précision de la mesure de l'efficacité. Or, pour les pixels ayant un faible gain, le seuil à DAC 250 ne se trouve plus dans la zone du plateau de la "S-curve". Le nombre de coups varie donc de façon importante avec le DAC ce qui entraîne une grande incertitude sur la valeur de l'efficacité. Cette mise en valeur des "mauvais" pixels confirme la sélection qualitative faite avant le vol présentée dans la figure 4.20.

Cependant, en comparant les efficacités et gains des PMT avant et après le vol, des différences pour certains pixels, même parmi les bons, sont observées. Comme on peut

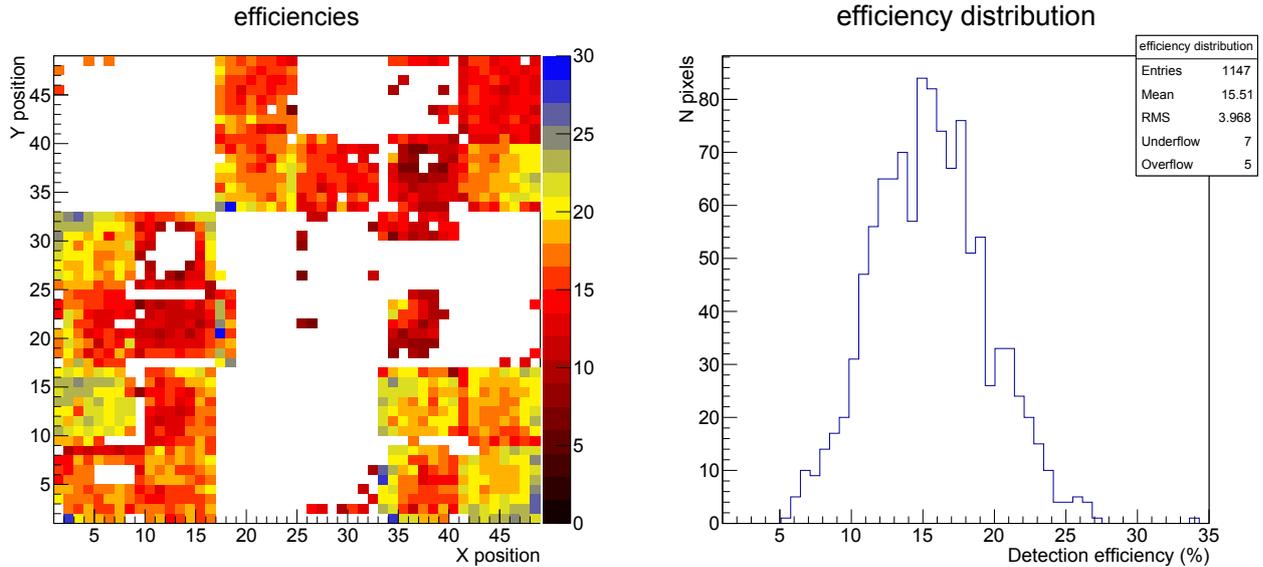


FIGURE 4.20 – Carte d'efficacité (en pourcent) de la surface focale avant le vol (gauche) et histogramme représentant le nombre de pixel possédant une efficacité donnée. Uniquement les pixels jugés suffisamment bons sont représentés

le voir sur la figure 4.23, de nombreux pixels présentent une efficacité et surtout un gain inférieur ou supérieur après le vol par rapport à avant. Une diminution du gain, ici présent essentiellement sur un PMT, peut s'expliquer par un flux trop important reçu par les pixels de ce PMT, entraînant une usure de celui-ci. Au contraire, une augmentation du gain est difficilement explicable. La source de ce phénomène pourrait être une augmentation de la tension de polarisation des PMTs si l'augmentation du gain avait eu lieu sur toute une EC. En effet, un module de haute-tension alimente un carré de 2×2 PMT (voir section 3.2.4), or ici dans une même EC, deux PMT ont gardé le même gain et deux autres ont vu leur gain augmenté. On remarque cependant que les PMT dont le gain a augmenté sont connectés à des ASIC situés sur la même carte EC-ASIC. Ceci montre que le défaut vient probablement de l'électronique de lecture, mais la source exacte de ce comportement n'a pas pu être identifiée.

En conséquence, les pixels dont le gain a subit une augmentation ou diminution entre la calibration avant et après vol n'ont pas été retenus pour la mesure du flux UV.

Résultats de la calibration pour les pixels sélectionnés

Les figures 4.25 et 4.26 présentent la carte finale des efficacités et des incertitudes sur l'efficacité de la surface focale d'EUSO-Balloon à 950 V. Toutes les efficacités sont données avec une incertitude inférieure à 5 %.

La majorité des pixels ne présentent pas de performances assez bonnes pour être calibrée et utilisée pour le comptage de photons. Ceci n'est pas un problème pour la mission d'EUSO-Balloon. En théorie, un seul pixel est suffisant pour mesurer le bruit de fond UV. Le manque de pixels aura cependant un impact sur la capacité de l'instrument à détecter et reconstruire les traces laser se développant sur l'ensemble de la surface focale ou dans les parties couvertes par les moins bons pixels (voir chap 5).

Une des raisons des faibles performances de nombreux pixels, en particulier du faible gain que présentent certains d'entre eux, est l'incapacité des EC à être alimentées à plus

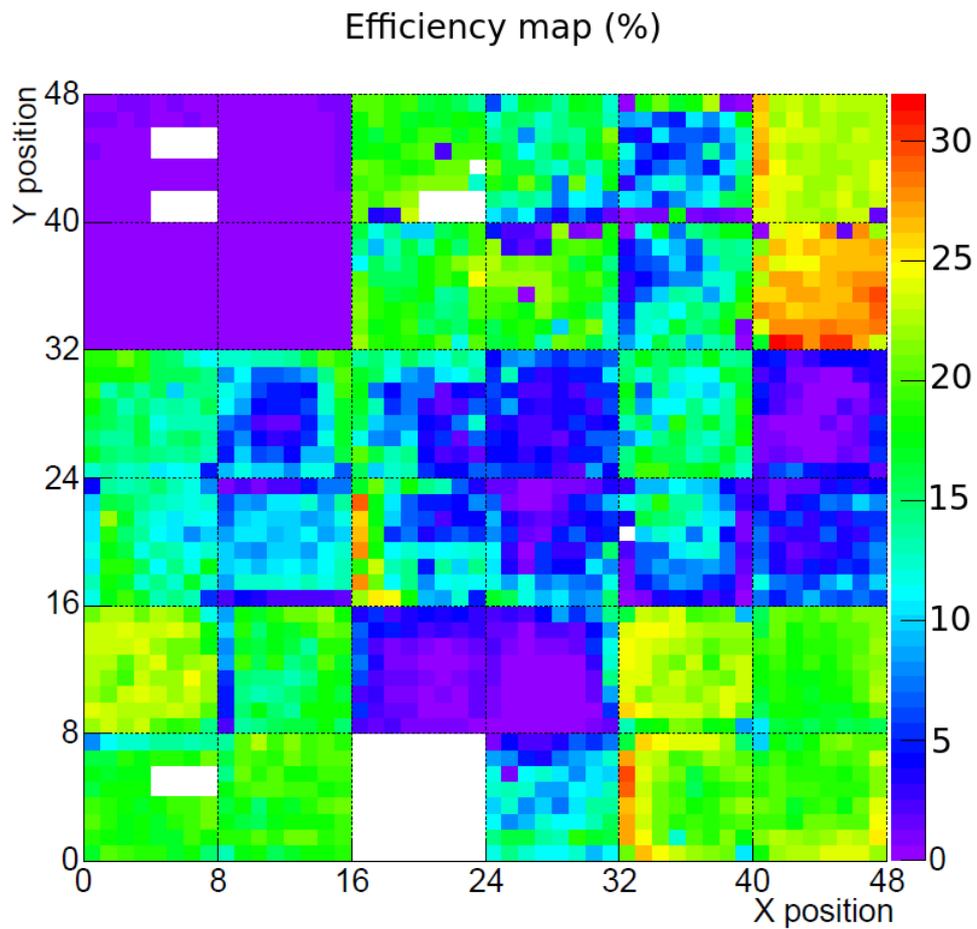


FIGURE 4.21 – Carte d’efficacité de détection du PDM à DAC 250 réalisée après la calibration d’après vol. Les pixels blancs et le PMT blanc en bas sont dûs à un défaut de fonctionnement d’un des ASIC pour le PMT, et à un dysfonctionnement dans le routage électronique des canaux. Tiré de [48].

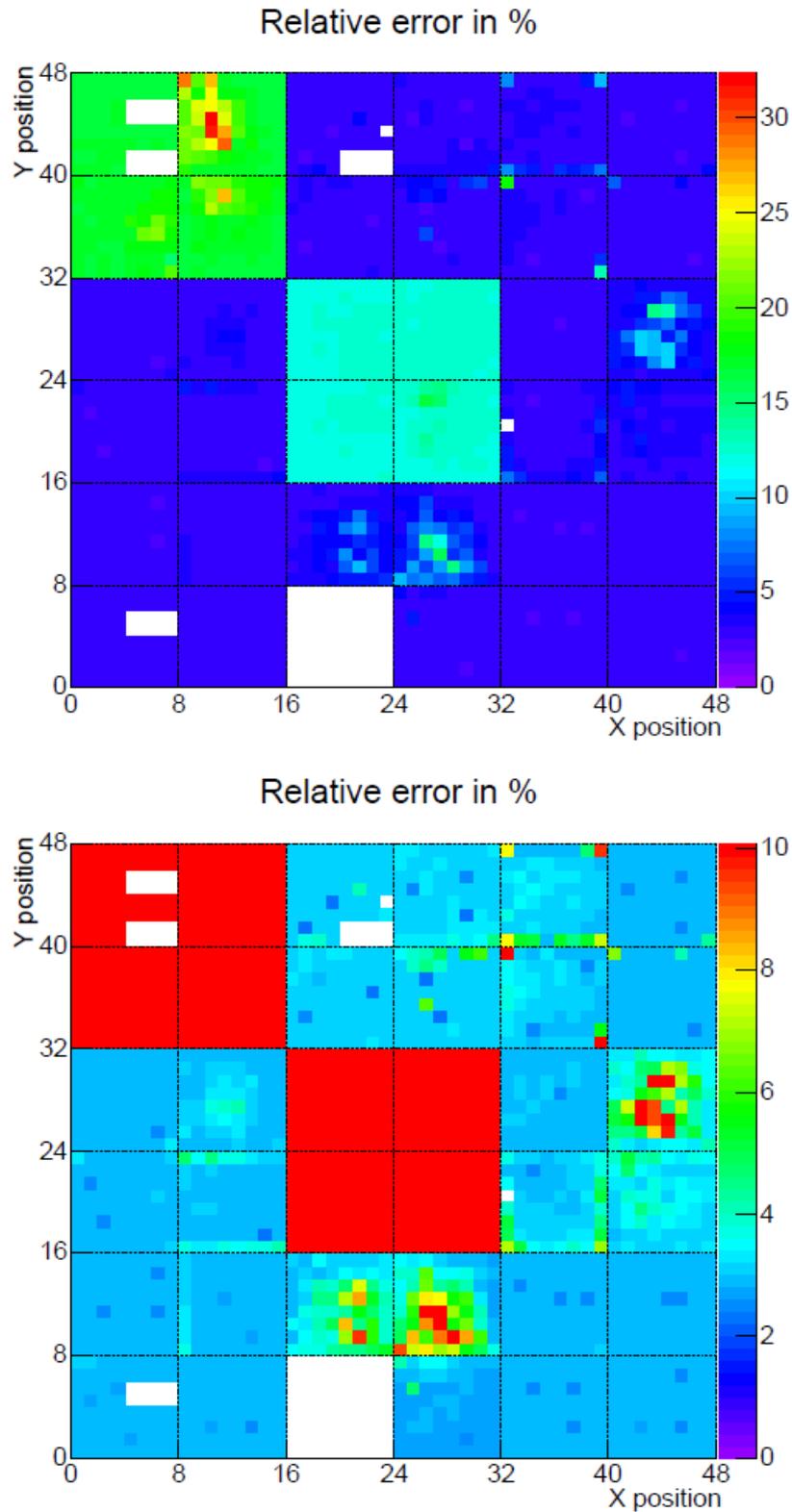


FIGURE 4.22 – Incertitude sur la mesure de l'efficacité des pixels, la figure du haut avec une échelle complète, et la figure du bas avec une échelle agrandie. Deux ECs ont une erreur beaucoup plus importante que le reste de la surface focale qui présente une incertitude plus uniforme. Extrait de [48].

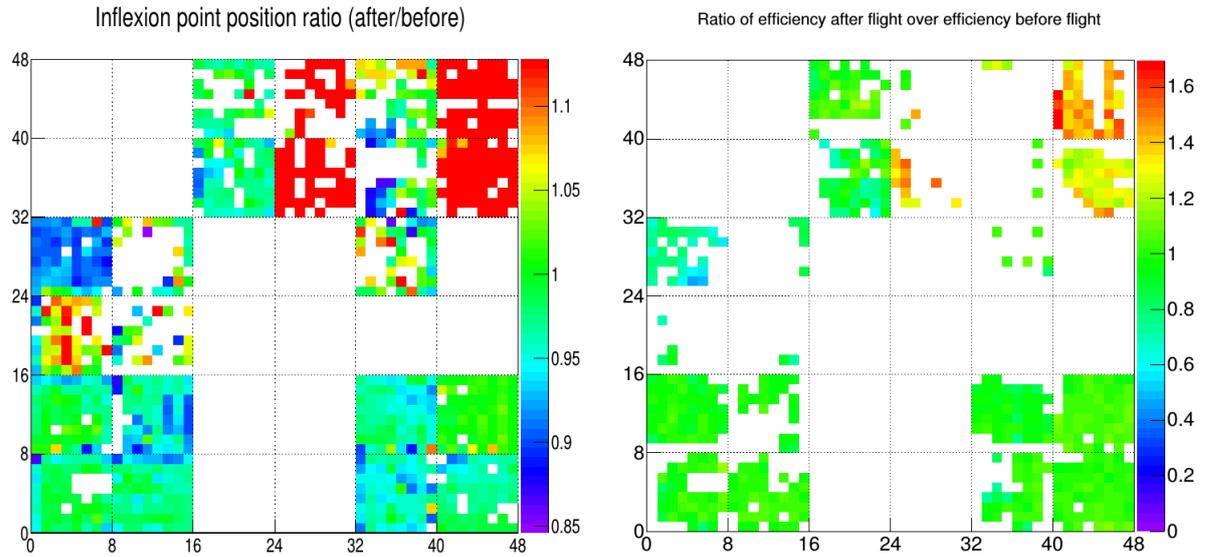


FIGURE 4.23 – Rapport des gains (à gauche) et des efficacités (à droite) entre avant et après le vol, uniquement sur les pixels pré-sélectionnés pour l’analyse photométrique. Extrait de [48].

de 950 V. La figure 4.24 présente la carte d’efficacité des pixels lorsque les MAPMT sont alimentés à 1100 V, avec un seuil à 250 DAC comme dans la figure 4.21. En raison d’un gain plus important, le seuil 250 DAC tombait au niveau du piédestal pour la grande majorité des pixels, alors qu’à 950 V le seuil tombe pour de nombreux pixels à faible gain dans la zone du point d’inflexion où l’incertitude sur le nombre de photons effectivement détectés est trop importante. Un plus grand gain permet de plus de pouvoir un choisir un seuil en gain plus élevé, et donc de s’éloigner du piédestal.

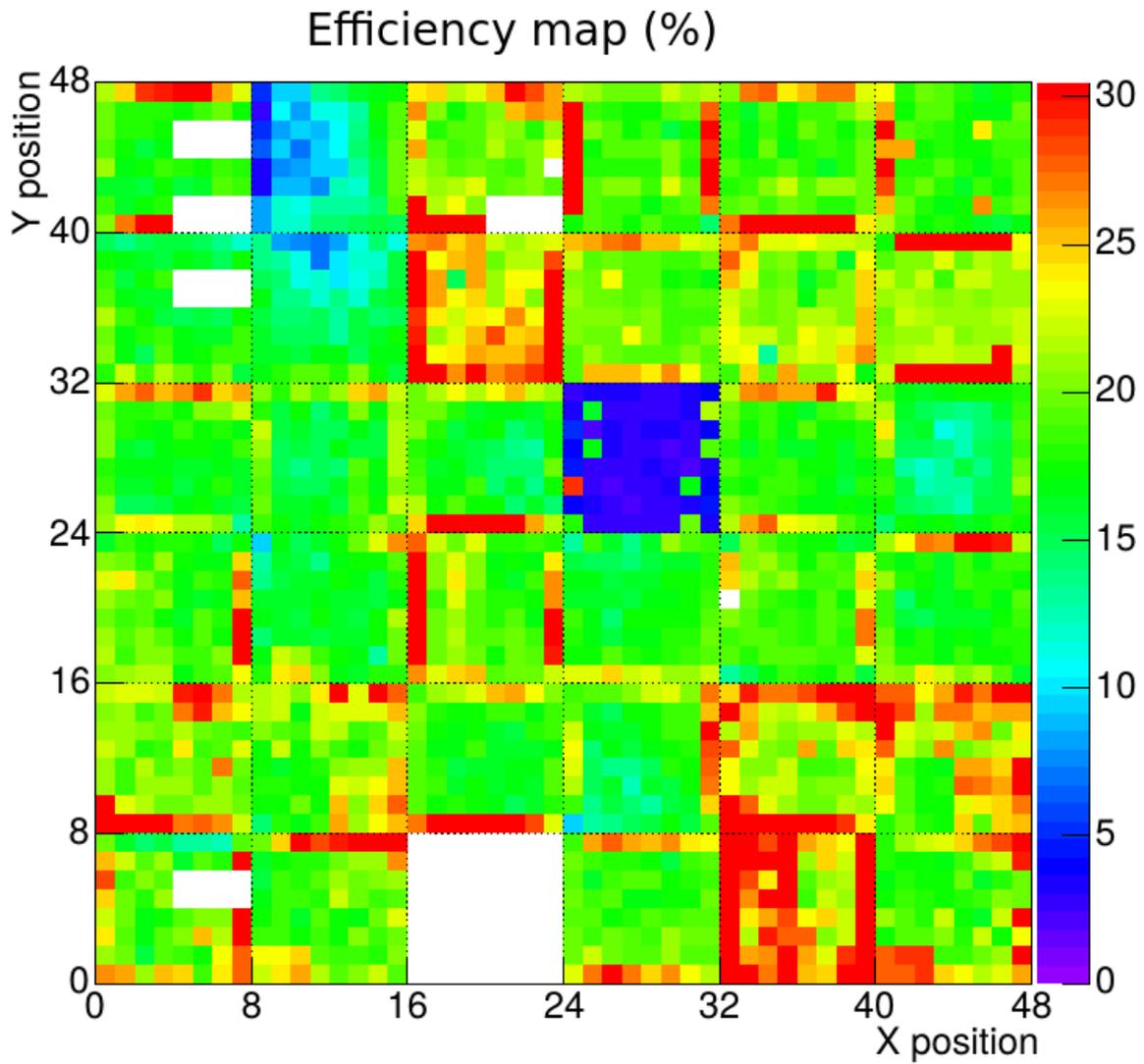


FIGURE 4.24 – Carte d'efficacité de la surface focale à 1100V. À comparer avec la figure 4.21

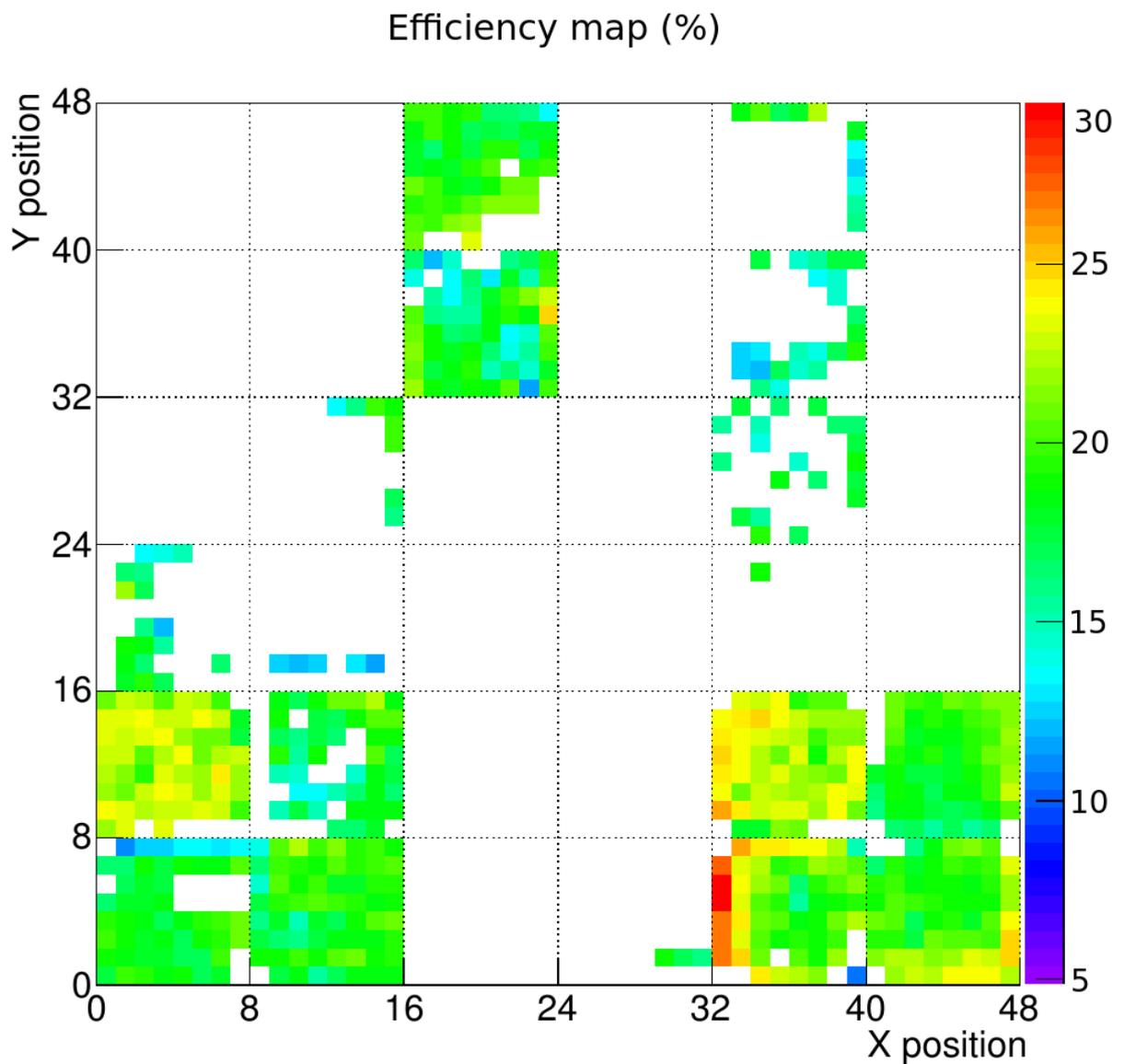


FIGURE 4.25 – Carte d'efficacité finale de la surface focale d'EUSO-Balloon à 950 V. Extrait de [48].

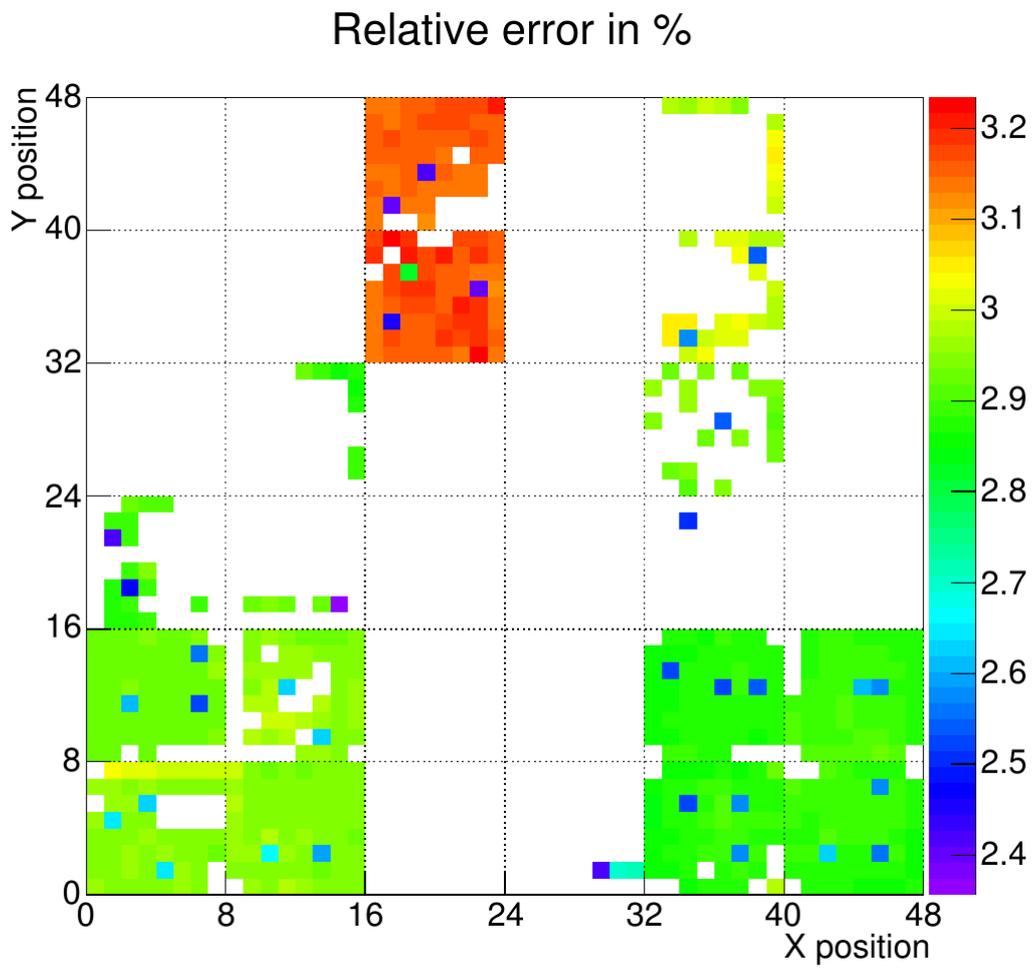


FIGURE 4.26 – Carte des incertitudes sur l'efficacité de la surface focale d'EUSO-Balloon à 950 V. Extrait de [48]

Chapitre 5

Vol d'EUSO-Balloon

L'instrument a été envoyé par le CNES à Timmins au Canada (voir carte en figure 5.1, désassemblé pour protéger l'électronique. À l'arrivée de l'équipe sur le site de lancement, notre première tâche a donc été de réintégrer et vérifier le bon fonctionnement des systèmes. Ces tests électroniques ont été réalisés au fur et à mesure de l'intégration de la chaîne électronique. Des tests fonctionnels ont été effectués avant l'intégration du système PDM plus DP dans la gondole car une fois cette étape accomplie, l'accès à l'électronique aurait été beaucoup plus difficile. Ensuite, le détecteur a été assemblé avec l'ensemble des systèmes de la charge utile, le système de communication et le système optique.

L'intégration et la préparation au vol ont duré un peu plus d'une semaine, et EUSO-Balloon fut prêt au vol à temps pour la fenêtre de tir. Le lancement s'est déroulé le soir du 24 Août un peu avant 21:00 heure locale. Le vol a duré 5 heures à l'altitude nominale (autour de 38 km), pendant lesquelles une partie des données (environ 1 %) étaient transmises au sol et analysées afin de vérifier l'état du détecteur et 8 heures en comptant la montée en altitude. A la fin du vol, l'instrument ainsi que les données de la mission ont pu être récupérés, et les équipements désassemblés et renvoyés en France. Les différentes étapes de la campagne sont décrites plus en détail dans les sections suivantes.

5.1 Vérification de la chaîne électronique

Plusieurs prises de données avec le PDM ont été réalisées à différentes étapes de l'intégration, afin de contrôler les performances de la caméra. Tout d'abord, des S-curves ont été prises sans haute-tension, avec le PDM et le DP sur table. Ensuite, l'électronique a été installée sur la plaque de support (voir figure 5.2) avec le système de télémétrie du CNES : SIREN et PASTIS. Les résultats de ces acquisitions sont représentés figure 5.3. Sur celle-ci, et toutes les figures suivantes représentant le signal sur la surface focale, les acquisitions sont prises au seuil choisi pour la prise de données pendant le vol, 250 coups de DAC. Les données acquises à ces étapes montrent un niveau de bruit différent à chaque changement de configuration. Nous avons déjà observé la forte sensibilité du détecteur à la masse du système lors de l'intégration du PDM à l'APC, ce qui a de nouveau été constaté ici avec la modification de la configuration de la masse en fonction des éléments inter-connectés.

Pour diminuer le niveau de bruit électronique, un assemblage de câbles a été utilisé afin de relier les masses numériques et analogiques des cartes électroniques (EC-ASIC et carte PDM) à une masse commune avec le DP.

Des tests à 950 V et sans source de lumière ont ensuite été réalisés pour vérifier le

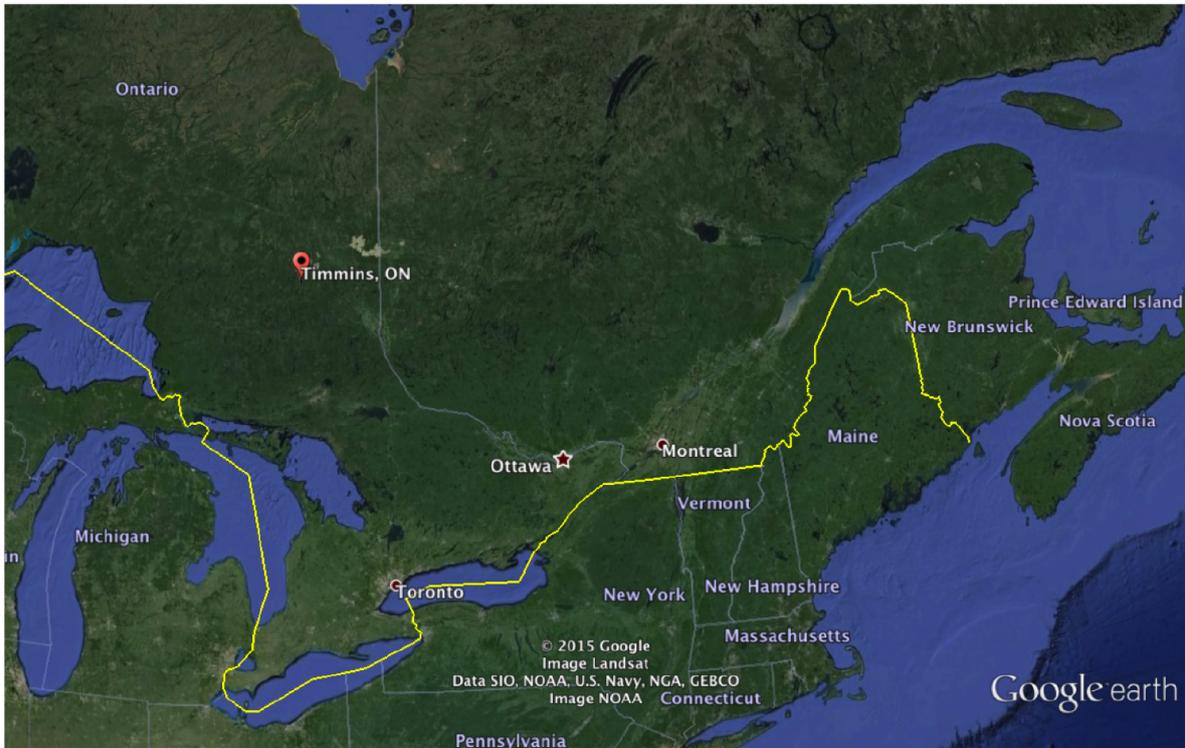


FIGURE 5.1 – Carte du Canada avec la ville de Timmins d'où est parti EUSO-Balloon

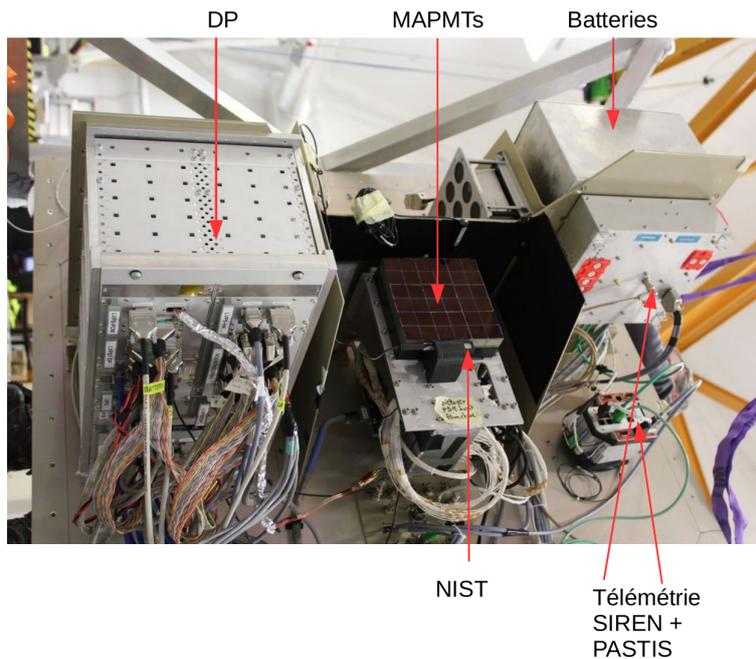


FIGURE 5.2 – Les différents systèmes de l'électronique d'EUSO-Balloon sur la plaque de support. En plus des systèmes déjà présentés, on peut voir la présence de la NIST utilisée pour contrôler la quantité de lumière lors des tests.

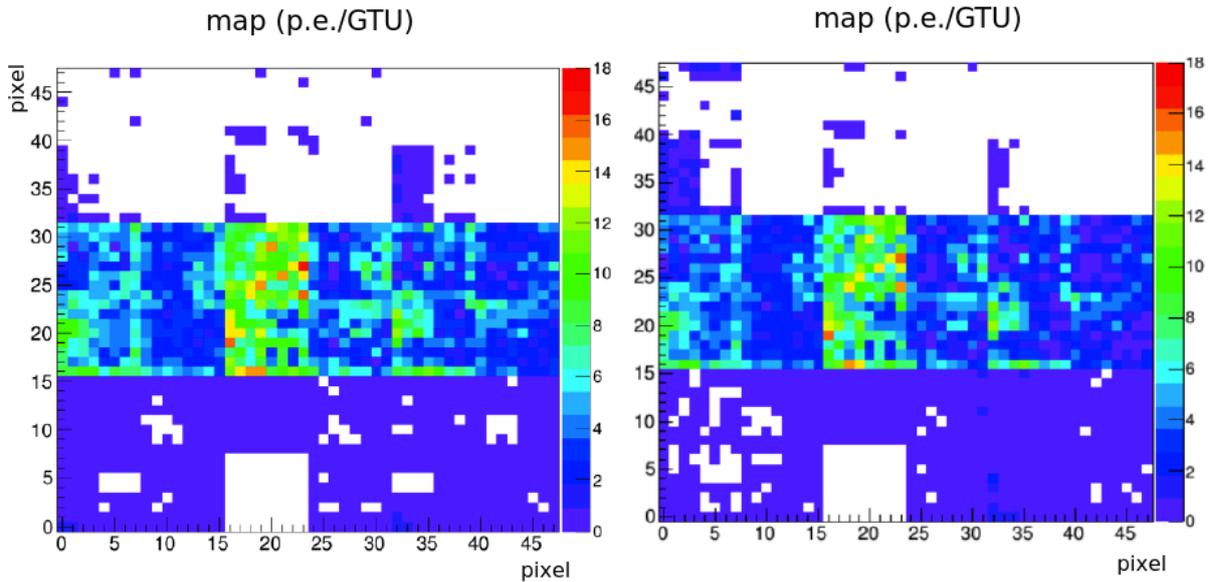


FIGURE 5.3 – Moyenne du taux de comptage pour chaque pixel de la surface focale, par GTU au seuil 250 DAC, représentant la quantité de bruit électronique. À gauche, avant de relier les masses numériques et analogiques, à droite après. Ces mesures ont été réalisées avec l’électronique sur table, sans polariser les MAPMT.

fonctionnement des hautes-tensions et la possibilité d’alimenter les MAPMT. Le système présenté en figure 5.2 a été mis sous une bâche noire pour pouvoir polariser les PMT dans l’obscurité. Une diode NIST était installée contre la surface focale pour vérifier le niveau de lumière atteignant le PDM. La bâche n’étant pas parfaitement étanche à la lumière, un faible signal était enregistré par les MAPMT. La figure 5.4 montre que la polarisation des MAPMT a fait baisser le bruit électronique de façon significative. Là où il atteignait une dizaine de coups sans haute tension pour les pixels les moins bons au centre de la surface focale, le signal composé du bruit ajouté à la lumière est limité à 5 coups avec les hautes-tensions appliquées aux MAPMT.

Avec la lumière de l’atelier éteinte, la majorité des pixels, en particulier ceux retenus pendant la calibration à l’APC pour la mesure du bruit de fond UV, ne présente pas de coup, ce qui montre qu’ils ne sont pas contaminés par du bruit électronique au seuil retenu pour la mesure de lumière. Nous avons donc pu conclure que la caméra était entièrement fonctionnelle et prête à être intégrée dans la gondole, dont l’opération est illustrée en figure 5.6.

Une fois l’ensemble du télescope assemblé, de nouveaux tests fonctionnels en configuration de vol ont été réalisés afin de confirmer que l’instrument était prêt à voler. Des mesures de lumière ont été prises en passant par le système de communication de vol, avec comme source de lumière une LED placée au centre de la structure soutenant la lentille L1, et l’ouverture du télescope fermée par un cache.

Les résultats de ces tests sont présentés figure 5.5. Les acquisitions ont été réalisées à 950 V au DAC 250. On peut voir que la lumière émise par la LED a bien été détectée par le PDM, avec, sur les ”bons” pixels, entre 0.6 et 0.8 p.e./pixel/GTU détectés contre moins de 0.2 p.e./pixel/GTU avec la LED éteinte, en raison, essentiellement de la lumière ambiante présente dans l’habitacle de l’instrument malgré les caches. Nous avons donc pu

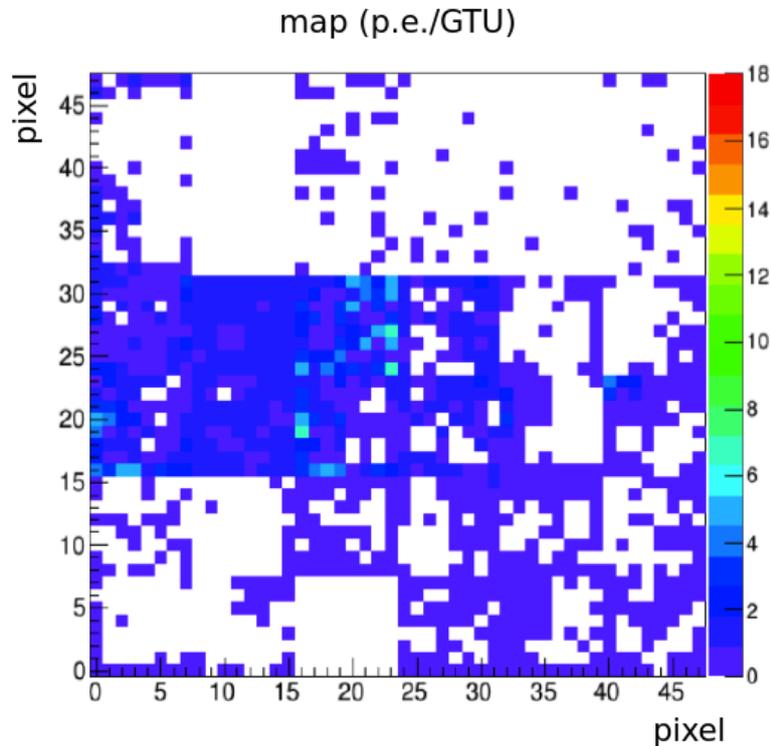


FIGURE 5.4 – Moyenne du taux de comptage pour chaque pixel de la surface focale, avec toute l'électronique assemblée sous une bache noire, les MAPMT polarisés à 950 V et les lumières du hall d'intégration éteintes

montrer que l'instrument était fonctionnel et prêt pour le vol.

5.2 Vol d'EUSO-Balloon

5.2.1 Lancement de l'instrument

Après un faux départ le soir du 23 Août 2014 dû à un problème avec le système de batteries, une occasion s'est présentée le lendemain, le 24 Août. Le feu vert pour l'inflation du ballon, qui marque le point de "non retour" dans la procédure de lancement, a été donné après deux vérifications :

- les conditions météorologiques, en particulier la vitesse et la direction du vent, permettent le lancement de l'instrument ;
- un dernier test fonctionnel effectué avec le télescope en autonomie sur l'aire de lancement qui valide que l'instrument est opérationnel.

Le lancement d'EUSO-Balloon a eu lieu à 20:33 (UTC) de la base ballon de l'aéroport de Timmins. Pendant l'inflation du ballon principal, deux ballons auxiliaires supportaient la nacelle afin que celle-ci décolle en même temps que le ballon principal, et éviter qu'elle ne se balance et heurte le sol pendant le début de l'ascension. On peut distinguer un des ballons auxiliaires et le ballon principale sur la photo 5.7.

Sur la figure 5.8, on peut voir la trajectoire de l'instrument pendant le vol complet. Les hautes tensions du PDM ont été allumées vers 22:40 (UTC), l'heure à laquelle la nuit astronomique est tombée à l'altitude du ballon. Une première séquence d'acquisitions

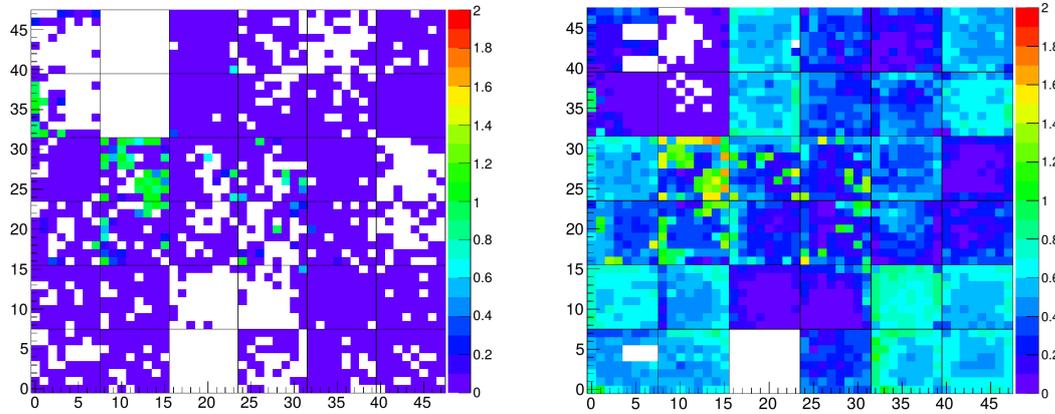


FIGURE 5.5 – Moyenne du taux de comptage pour chaque pixel de la surface focale, avec la nacelle entièrement intégrée, et les MAPMT polarisés à 950 V. À gauche avec la LED éteinte, à droite avec la LED allumée, et la photodiode NIST indiquant 29 pW



FIGURE 5.6 – Gauche : intégration de la plaque supportant l'électronique d'EUSO-Balloon dans la gondole. Droite : Gondole entièrement assemblée. On peut voir les flotteurs en haut en blanc, et les amortisseurs en bas. L'appareil en bas à gauche est la caméra IR.



FIGURE 5.7 – Peut avant le décollage, alors que le ballon principal est en train d’être rempli d’hélium. On peut voir en arrière plan la nacelle avec un des deux ballons secondaires.

est alors lancée. Cette séquence consiste en une succession de 10 minutes de prises de données à seuil fixe, permettant de mesurer l’émission UV dans le champ de vue de la caméra, suivie d’une mesure de S-curves permettant de surveiller l’état de l’instrument en contrôlant l’évolution du bruit électronique (à travers la largeur du piédestal) et le gain des PMT. Pendant cette phase, les acquisitions étaient synchronisées avec l’horloge interne du CPU, à une fréquence de 19 Hz.

Le ballon a atteint l’altitude de croisière, 38 km, à 23:43 UTC. A ce moment, un hélicoptère emportant le prototype du GLS (“Global Laser System”) décrit dans le chapitre 2 commence à voler dans le champ de vue d’EUSO-Balloon. Pendant deux heures, une succession d’impulsions laser et flasher est émise pour simuler les traces produites par les gerbes atmosphériques. Cette fois-ci, en raison de l’absence de trigger implémenté dans le PDM, les acquisitions et les tirs de laser sont synchronisés avec une horloge externe donnée par le GPS. Cependant, une erreur de synchronisation entre les deux systèmes a fait que tous les tirs laser et flasher ne semblaient pas coïncider avec les fenêtre d’acquisition du PDM.

Comme le montre la figure 5.9, des données ont pu être acquises de façon continue pendant tout le vol, par paquet de 128 GTU. Une partie des données étaient transmises et brièvement analysées, en particulier les S-curves pour vérifier l’état de l’instrument, ainsi que des mesures prises à seuil fixe, par exemple pour vérifier que les traces produites par les tirs laser étaient bien détectées.

À 3:00, la tension appliquée aux MAPMT est augmentée de 950 V à 1000 V afin de tenter d’utiliser les MAPMT à un gain plus élevé, mais l’opération échoue, les alimentations haute-tension se mettant en sécurité. La fin du vol se fait donc à 950 V, jusqu’à ce

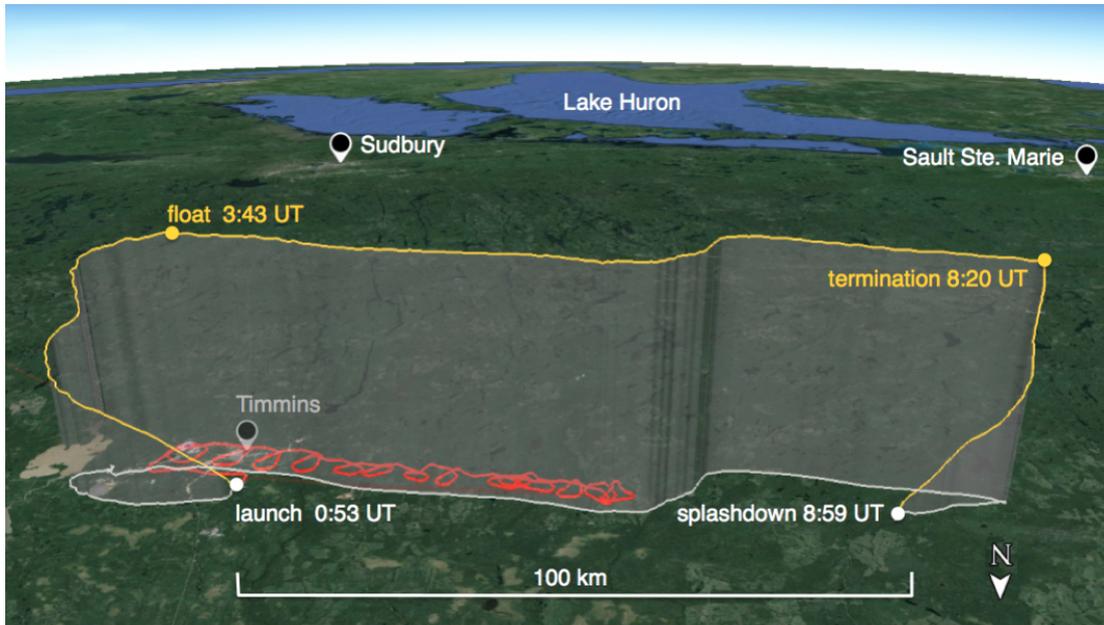


FIGURE 5.8 – Trajectoire et altitude d'EUSO-Balloon pendant le vol. La trajectoire de l'hélicoptère portant le GLS est représentée au sol en rouge.

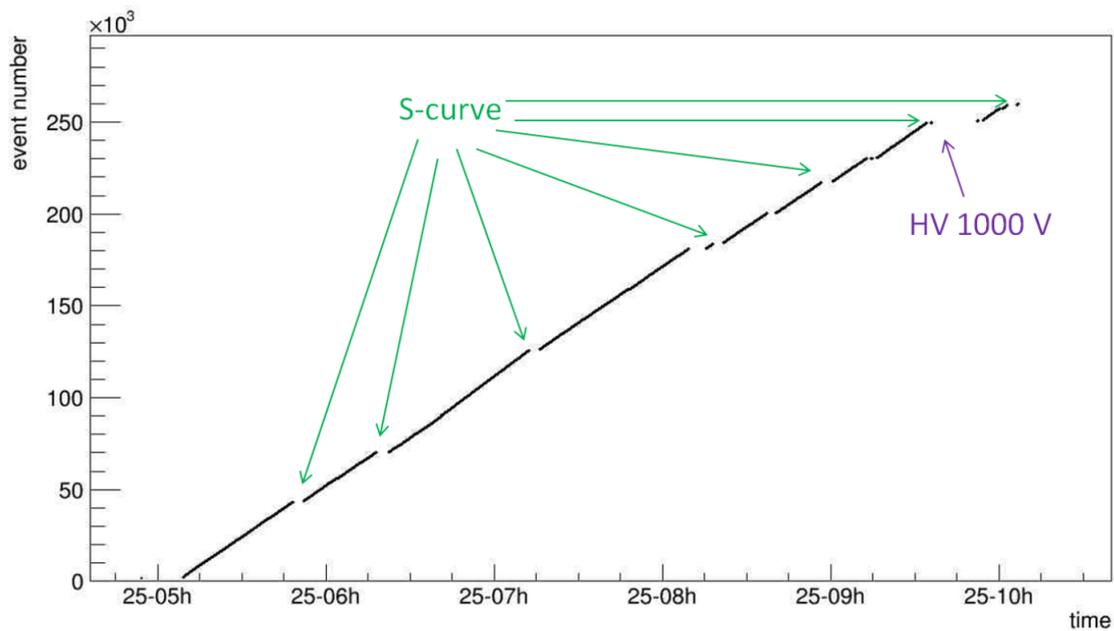


FIGURE 5.9 – Évolution de la quantité de données prises pendant le vol. Les interruptions sont dues à l'acquisition de S-curves, ainsi que la tentative de polarisation des PMT à 1000 V à la fin du vol.

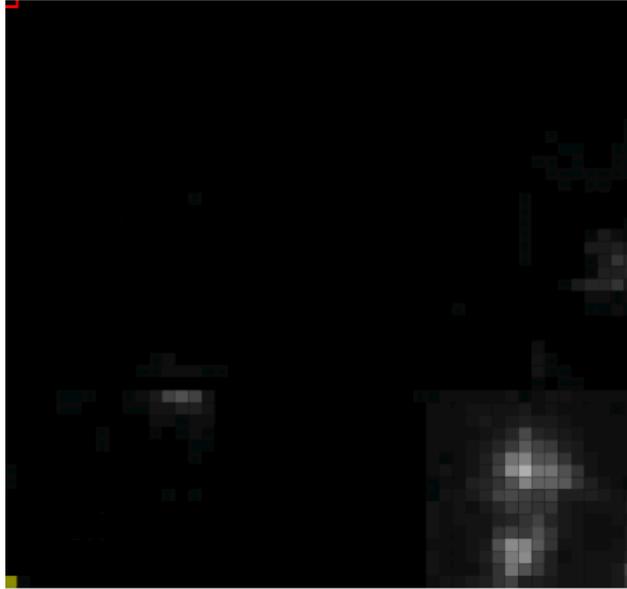


FIGURE 5.10 – Image prise alors que EUSO-Balloon survolait la ville de Timmins. On peut voir le signal provoqué par les lumières de la ville dans le coin inférieur droit.

que le ballon s’approche d’une zone propice à la descente de l’instrument au sol en raison du peu de lacs présents, et que le CNES décide de mettre fin au vol. Même si la nacelle était supposée garder l’électronique au-dessus de la surface de l’eau en cas d’”amerrissage”, nous ne voulions pas risquer de perdre l’instrument. De plus la chaîne de vol du CNES, comprenant entre autres les systèmes de contrôle et de localisation du ballon, n’est pas étanche et risque d’être perdue en cas d’immersion dans l’eau. Les systèmes de l’instrument sont alors mis hors-tension, la nacelle est détachée du ballon et descend au sol en parachute. Malgré le choix de la zone, l’appareil est tout de même tombé dans un lac. Cependant le système de flottaison de la nacelle a bien fonctionné, et la caméra n’est pas entrée en contact avec l’eau. Une équipe a été envoyée le matin après le vol sur le site de l’atterrissage et l’instrument a pu être récupéré. Une fois de retour à l’aéroport, la nacelle a été démontée pour être renvoyée en France.

Conclusion du vol

Le vol d’EUSO-Balloon a été un succès d’un point de vue mission, le vol a duré environ 7 heures dont plus de 5 heures de prises de données, et l’instrument a pu être récupéré à la fin du vol. Une grande partie de la surface focale n’était pas disponible pour la mesure précise de l’émission UV du sol, mais comme on le verra dans la section suivante, le tiers des pixels utilisables se sont avérés suffisants.

Les résultats des activités d’AIT effectuées à l’APC avant le vol se sont avérés cohérents avec le comportement de l’instrument pendant le vol. À la pression d’environ 3 mbar à 38 km d’altitude, les MAPMT ont pu être polarisés à 950 V, mais au-delà l’opération du PDM était impossible. L’évacuation de la chaleur produite par le FPGA et les convertisseurs de tension a été efficace et les composants électroniques n’ont pas subi de surchauffe.

La caméra infrarouge a fonctionné de façon prévue. Elle prenait une image toutes les 80 secondes, avec deux filtres passe-bande centrés sur 10.8 μm et 12 μm avec une largeur

de bande de 0.85 μm . Elle était complètement indépendante d'EUSO-Balloon, et a donc fonctionné sans interruption du lancement du ballon jusqu'à sa récupération quelques heures suivant le retour au sol.

5.3 Résultats scientifiques de la mission d'EUSO-balloon

Après le vol, les données ont été partagées avec les membres de la collaboration JEM-EUSO. L'analyse des données s'est portée sur deux axes principaux :

- l'analyse de la lumière UV détectée par l'instrument, produite par réflexion et par émission depuis le sol et les nuages, conjointement au flux infrarouge mesuré par la caméra IR ayant volé avec le PDM ;
- la détection et reconstruction des traces UV provoquées par les impulsions lasers et flasher tirées depuis l'hélicoptère ayant volé sous le ballon au début du vol.

Tout en n'ayant pas pris activement part à l'analyse des données, les activités de calibration et de caractérisation (mesures d'efficacité, sélection des pixels) auxquelles j'ai contribué ont été essentielles pour l'interprétation et l'exploitation des données du vol. Les principaux résultats obtenus à la date de la rédaction de ce manuscrit sont présentés dans la suite du document.

5.3.1 Émission UV détectée par EUSO-Balloon

EUSO-Balloon a pu observer plusieurs types d'émission UV pendant le vol. Au début de la mission, les MAPMT ont été mis sous tension alors que l'instrument était au-dessus de la ville de Timmins, le PDM a donc enregistré le signal UV émis par la ville. Cependant, en raison du niveau élevé de l'intensité, le système de photodétection était saturé, d'autant plus que le KI des ASIC n'a pas fonctionné, limitant la plage dynamique de l'intensité mesurable. Le vol s'est ensuite déroulé dans l'obscurité, avec quelques sources ponctuelles d'origine humaine, telles que des mines. L'émission du sol et de la couverture nuageuse a pu être mesurée à la fois par le PDM dans l'UV et par la caméra infrarouge.

La figure 5.11 présente le profil de l'intensité lumineuse moyenne pendant tout le vol. Les valeurs de l'intensité lumineuse sont relatives à la valeur moyenne de l'intensité du fond UV dans la zone "A" indiquée sur la figure 5.12. La moyenne est faite sur les pixels retenus après la calibration après-vol décrite dans la section 4.5.1. La première partie montre le survol de la zone urbaine autour de Timmins. Le ballon a ensuite quitté la zone contaminée par les sources de lumière artificielles vers 04:20 UTC. Pendant le reste du vol, on peut voir de petites variations de l'intensité lumineuse dues à des sources artificielles localisées, comme des installations minières et industrielles, pour les pics nets, et à des changements des conditions atmosphériques pour ce qui concerne les évolutions progressives de l'intensité.

Seulement environ un tiers des pixels de la surface focale a été utilisé pour la mesure du signal UV, mais la fréquence d'acquisition des images était suffisante pour que, grâce à la vitesse angulaire du ballon autour de l'axe vertical, toute la zone située dans le champ de vue du ballon ait été balayée par les "bons" pixels. La figure 5.12 montre l'émission UV sur toute la zone comprise dans le champ de vue d'EUSO-Balloon pendant le vol. On retrouve la zone urbaine autour de Timmins du début du vol, et la zone sombre ensuite. Le point lumineux à gauche de la trajectoire témoigne de la présence d'une installation industrielle. Dans la zone sombre, entre les longitudes -81.65° et -82.2° , on peut observer qu'il y a

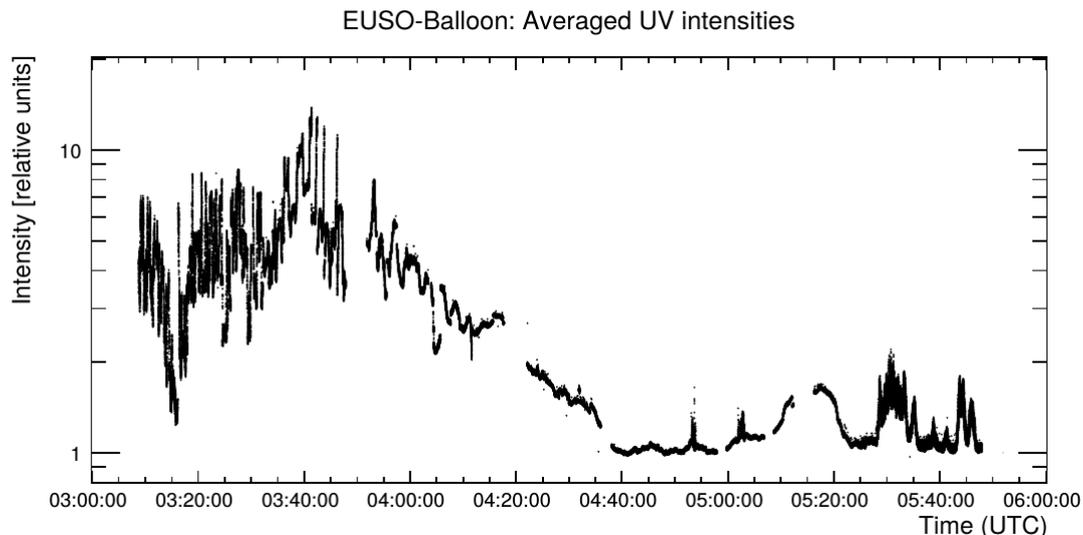


FIGURE 5.11 – Profil temporel de l’intensité lumineuse détectée par le PDM entre l’allumage des hautes tensions polarisant les MAPMT et leur mise hors tension. Extrait de [44]

un faible changement d’intensité de l’émission UV. En comparant avec la même zone prise par la caméra infrarouge installée sur EUSO-Balloon (voir fig 5.13), on remarque les mêmes changements d’intensité. Les zones bleues sur la carte infrarouge correspondent à une surface observée plus froide, ce qui est causé par les nuages ayant une température de surface plus faible que le sol. L’anti-corrélation entre les données des deux instruments est bien visible sur la figure 5.14, où les baisses d’intensité en infrarouge correspondent à une augmentation du signal UV. Le signal UV enregistré par le PDM est donc plus important en présence de nuages par temps dégagé. Ceci peut être expliqué par l’albédo des nuages plus important que celui du sol. L’émission UV de l’”airglow”, la lumière émise en haute atmosphère par réaction chimique, est donc mieux réfléchiée en présence de nuage que sans. Il est donc confirmé que la présence de nuages va donc avoir une incidence sur la détection de gerbes atmosphériques par les missions futures, car le bruit de fond UV va augmenter, ce qui réduira la capacité de détection des gerbes à basse énergie.

Les résultats de l’observation du bruit de fond UV par EUSO-Balloon ont été utilisés pour estimer le taux de gerbes atmosphériques observées pendant un vol de plusieurs semaines de ballon stratosphérique. Ce travail que j’ai mené avec l’outil de simulation ESAF est décrit dans le chapitre 8, et a contribué à motiver le lancement d’un second ballon stratosphérique au printemps 2017.

5.3.2 Détection et reconstruction des tirs laser

Un des objectifs d’EUSO-Balloon était de tester la capacité de l’instrument et des algorithmes d’analyse à détecter et reconstruire des traces UV telles que celles produites par les gerbes atmosphériques. Comme dit précédemment, ces traces ont été reproduites par des tirs laser et flasher depuis un hélicoptère à une altitude d’environ 2000 m pendant le vol d’EUSO-Balloon. Un schéma et un exemple d’un tir laser sont représentés figure 5.15

Les tirs lasers étaient censés être synchronisés par GPS avec les fenêtres d’acquisition d’EUSO-Balloon, mais la synchronisation n’a pas fonctionné, probablement en raison d’un dysfonctionnement d’un des GPS du ballon ou d’une antenne. Après le vol, les données du

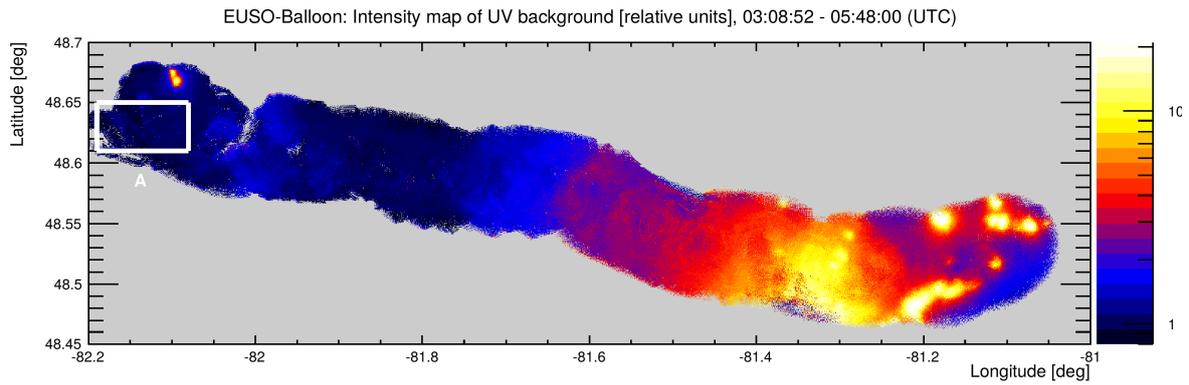


FIGURE 5.12 – Carte d'intensité du fond UV mesuré par le PDM, en unité logarithmique.[44]

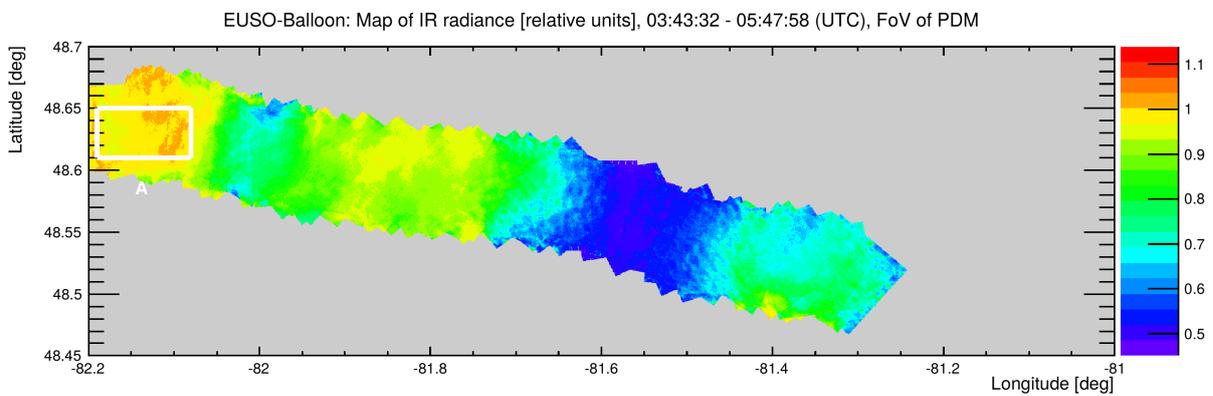


FIGURE 5.13 – Carte d'intensité en infrarouge, enregistré par la caméra IR.[44]

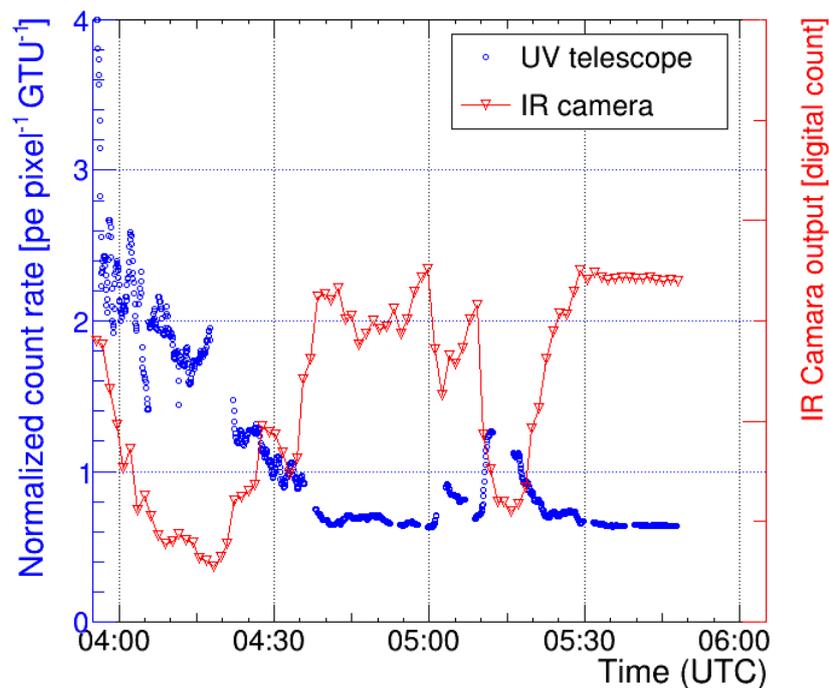


FIGURE 5.14 – Profil temporel d'intensité du signal mesuré par la caméra infrarouge et le PDM d'EUSO-Balloon.

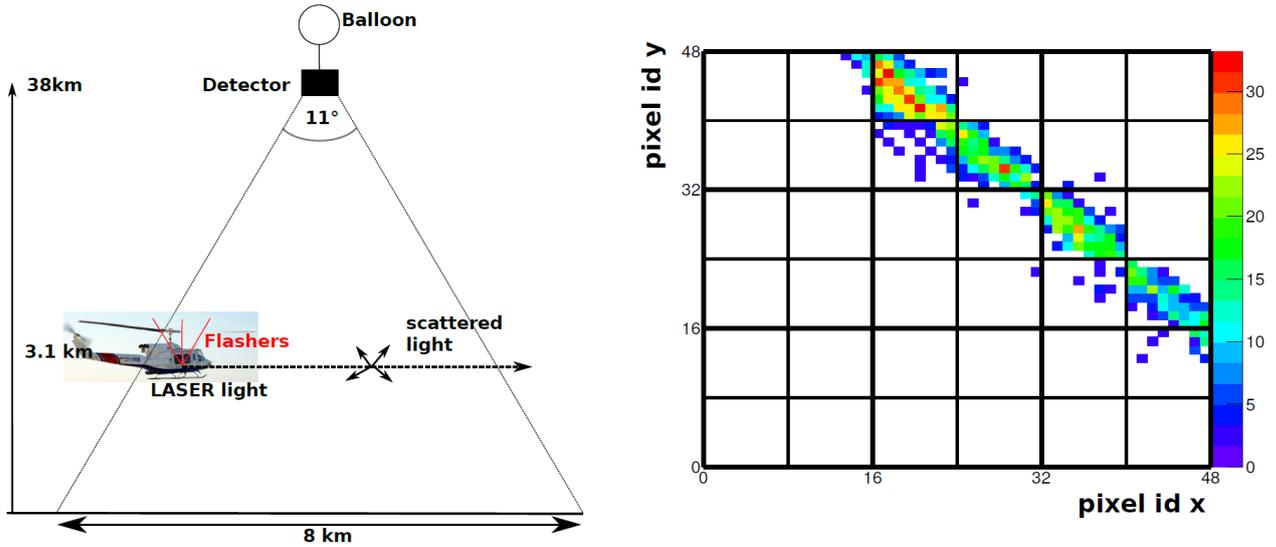


FIGURE 5.15 – Gauche : dessin représentant le tir d’une impulsion laser depuis l’hélicoptère. Le PDM détecte la lumière diffusée de l’impulsion par l’atmosphère. Droite : exemple d’une trace émise par l’impulsion laser et détecté par le PDM. Le signal émis par le bruit de fond UV n’est pas représenté. L’échelle de couleur indique le nombre de photo-électrons dans chaque pixel. Extrait de [21]

PDM ont donc été analysées par différentes équipes à l’aide d’algorithmes de trigger afin de retrouver les traces provoquées par les lasers et détectées par le PDM. Les événements détectés sont donc ceux qui, par ”chance”, sont passés dans le champ de vue du ballon pendant les $128 \times 2.5 \mu\text{s}$ de chaque acquisition. Sur les ~ 150000 tirs laser et flasher effectués, environ 270 événements ont été enregistrés par le PDM et identifiés par les algorithmes de trigger appliqués ”hors ligne”.

Les traces détectées ont été analysées afin de reconstruire leur direction par rapport à l’orientation du ballon. Pour ce faire, le plan contenant à la fois le détecteur et la trace du laser est construit avec les pixels illuminés (le ”Shower Detector Plane” dans la figure 5.16). Ensuite une direction et un angle d’essai du laser sont estimés, et le temps d’illumination de chaque pixel sélectionné est calculé. La différence entre le temps calculé pour cette direction et le temps réel est mesuré, et les paramètres sont ajustés pour minimiser cette différence. Les résultats préliminaires de cette étude sont montrés en figure 5.17 et sont décrits plus en détails dans [21]. Les résultats montrent que la plupart des tirs ont une direction légèrement supérieure à 90° . La trajectoire de l’hélicoptère décrivait plusieurs cercles pour rester dans le champ de vue du ballon le long de sa trajectoire. L’hélicoptère était donc incliné, et le laser pointait légèrement vers le sol en direction du champ de vue, ce qui est conforme avec les résultats.

De nombreux événements ont été reconstruit avec le mauvais angle. Ceci peut être expliqué par le mauvais état de la surface focale. Si une trace traverse une partie de la surface focale où la plupart des pixels ont un mauvais gain, ou présente un bruit électronique trop important, la reconstruction de la trace sera moins efficace. Il faut aussi garder en mémoire que le ballon se trouve proche des traces UV, ce qui, dû à la fenêtre temporelle de $2.5 \mu\text{s}$, compliquait la mesure du délai entre le début et la fin de la trace. Pour JEM-EUSO, qui se situera à une distance environ 10 fois supérieure des gerbes que le ballon, la vitesse apparente des gerbes sur la surface focale permettra une meilleure résolution sur l’angle zénithale des traces UV.

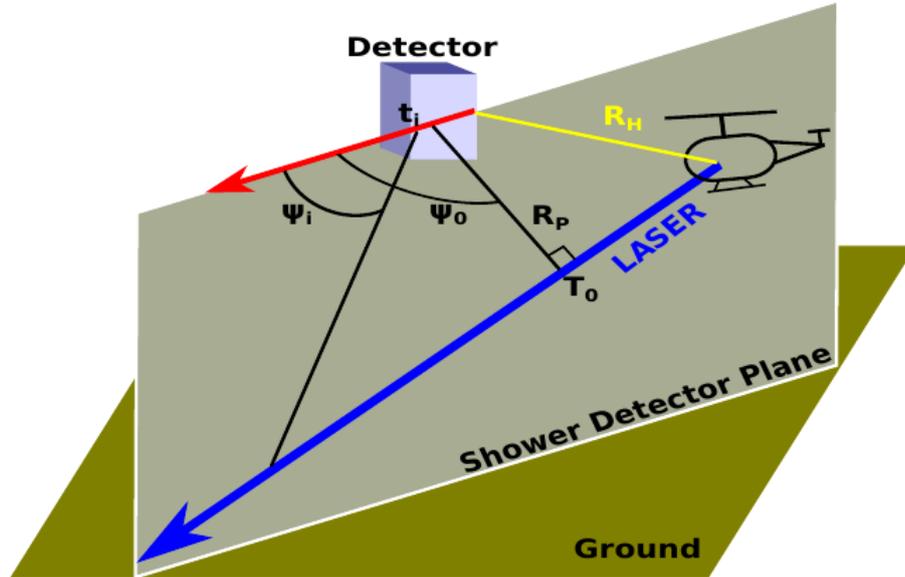


FIGURE 5.16 – Schéma illustrant la reconstruction de la direction de la trace laser tirée depuis l'hélicoptère sous le ballon. Extrait de [21]

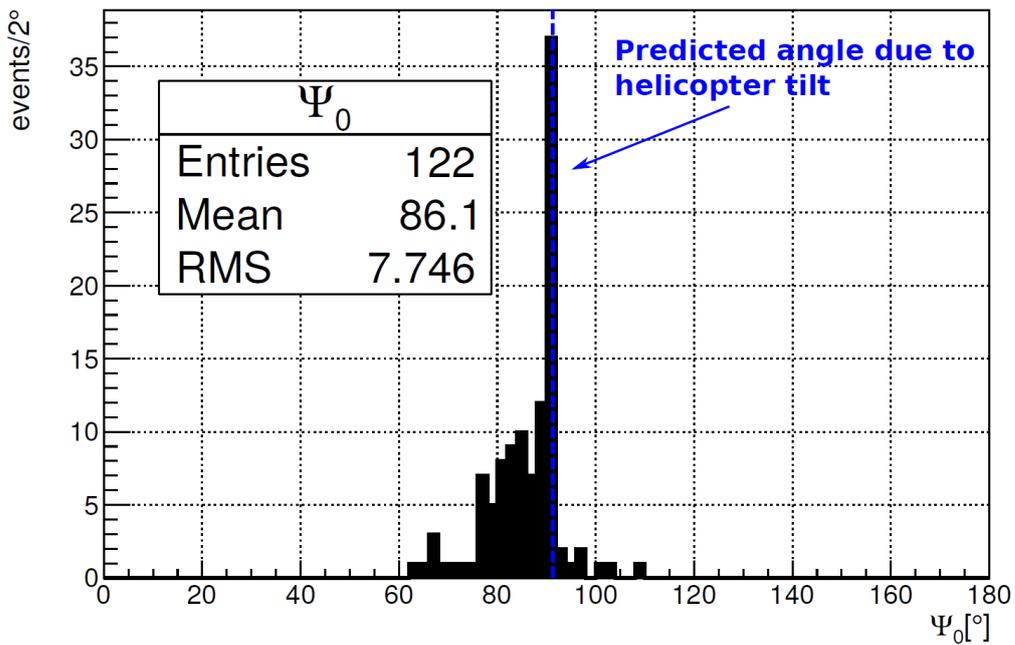


FIGURE 5.17 – Reconstruction de l'angle zénithal des tirs lasers. Extrait de [21]

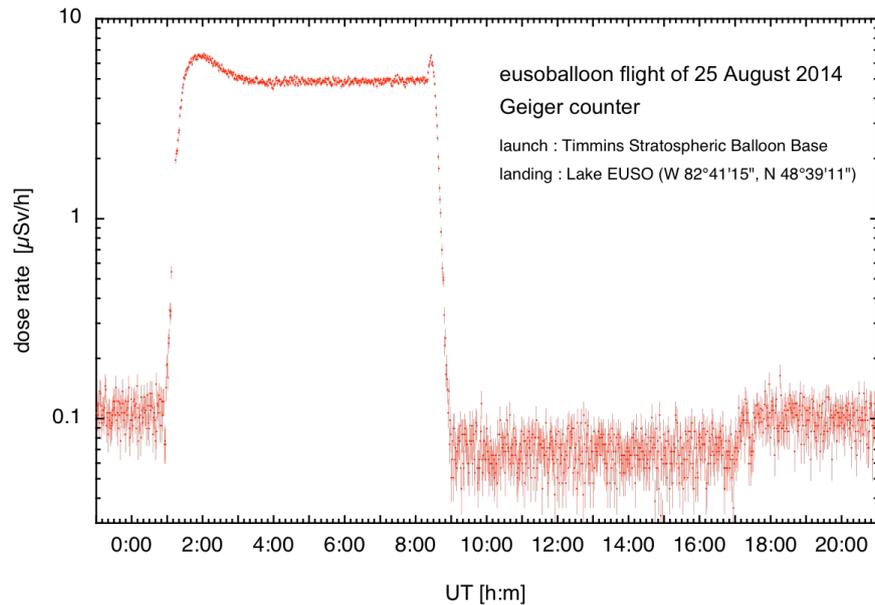


FIGURE 5.18 – Données du compteur Geiger installé sur la nacelle du ballon pendant le vol d'EUSO-Balloon.

5.4 Le compteur Geiger

Le compteur Geiger installé sur la nacelle du ballon a également fournis des données, d'intérêt scientifique et technologique moindre mais historiquement important. Celles-ci sont représentées sur la figure 5.18. On peut voir la quantité de radiations augmenter avec l'altitude jusqu'à 19 km, altitude correspondante au maximum de Pfotzer. Le niveau de rayonnement est ensuite stable pendant tout le vol, jusqu'à la descente de la nacelle à la fin du vol. On peut remarquer que le niveau de radiation est plus faible entre 10:00 et 17:00 UTC qu'ensuite. Ceci correspond à la durée pendant laquelle la nacelle flottait dans le lac, et dans lequel elle était protégée des radiations.

5.5 Retours technologiques du premier vol d'EUSO-Balloon

EUSO-Balloon était surtout un démonstrateur technologique, dont la mission était de tester certaines des technologies prévues pour JEM-EUSO, et d'identifier les éventuels points à corriger et améliorer. Un des éléments les plus critiques est le système d'alimentation haute tension des MAPMT. Le système en lui-même a bien fonctionné, les MAPMT ont pu être polarisés à haute altitude en gardant un niveau de tension stable pendant le vol. L'impossibilité d'augmenter la tension à 1000 V et au-delà est venue d'une erreur d'intégration, une mauvaise isolation entre les différents potentiels ayant provoqué des décharges intempestives à basse pression. L'assemblage mécanique et l'agencement des éléments à différents potentiels, ainsi que l'isolation générale du PDM, seront donc à revoir pour les prochaines missions.

Deux éléments clés de l'électronique de lecture n'ont pas été utilisés dans ce premier vol : le trigger et le KI du SPACIROC 1. Comme on l'a vu, le ballon a survolé une zone urbaine fortement lumineuse, dont l'intensité était bien au-delà du niveau auquel les

ASIC et les MAPMT saturent. Le rôle du KI aurait été de pouvoir mesurer cette intensité non plus en comptage de photo-électrons, mais en mesurant la charge totale du signal, ce qui n'a donc pas pu être réalisé. L'absence de KI a aussi entraîné l'impossibilité de tester les "switches", qui abaissent la tension de la cathode afin de réduire son efficacité de collection et ainsi pouvoir observer des sources plus intenses tout en limitant l'usure des MAPMT et limiter la saturation de l'électronique. Ceci n'était pas important pour les objectifs scientifiques d'EUSO-Balloon, mais le sera pour JEM-EUSO et mini-EUSO, pour la détection d'événements émettant un signal important, tels que les phénomènes lumineux transitoires (TLE) et d'autres phénomènes lumineux se produisant dans la haute atmosphère.

Le trigger n'a pas non plus été implémenté dans le firmware du FPGA du PDM. Le modèle de FPGA choisi ne possédait pas suffisamment de mémoire pour contenir le code du trigger pour toutes les EC. Les données ont donc été acquises en continu pendant la phase opérationnelle du vol, mais avec un temps mort important pour le transfert des données dans le disque de stockage du DP. La prise de données s'est faite avec une fréquence de 19 ou 20 Hz sur 5 heures, avec des paquets de $128 \times 2.5 \mu\text{s}$. Seulement l'équivalent d'une centaine de secondes en continu de données a donc été enregistrée. Pour la mesure du bruit de fond, cela est suffisant, mais pour la détection de gerbes atmosphériques d'environ 10^{18} eV prévue pour le prochain vol ballon, le trigger doit être opérationnel pour éviter que l'instrument ne soit paralysé par l'enregistrement du signal de bruit de fond, pour pouvoir ainsi bénéficier de toute la durée d'observation disponible.

Conclusion

La mission d'EUSO-Balloon a rempli les trois objectifs initialement prévus : mesure de l'émission et réflexion UV du sol, mesures de traces produites par les impulsions lasers et flasher, et démonstration technologique pour JEM-EUSO. Les performances de l'instrument en vol ont été cohérentes avec les mesures faites pendant la calibration à l'APC. Le grand nombre de pixels non fonctionnels peut sembler inquiétant, mais les sources des dysfonctionnements ont été identifiées et les problèmes devraient être résolus pour les prochaines missions.

Le PDM d'EUSO-Balloon a pris des données pendant environ 5 heures, représentant 65 Go répartis dans les trois modes, S-curves, CPU-trigger (trigger interne du ballon à 19 Hz), et "Acquisition" (trigger externe de 20 Hz donné par GPS). Il faut y ajouter les données prises par les systèmes externes : le GPS, donnant la position et l'altitude en fonction du temps et la centrale inertielle donnant l'attitude (orientation, inclinaison, etc.) de la nacelle, toutes deux fournies et opérées par le CNES, ainsi que la caméra infrarouge, ce qui fait un total de 235 Go avec les données du PDM. Des passagers "clandestins" étaient également installés sur la nacelle : une caméra opérant dans le visible (caméra GoPro) et un compteur Geiger mesurant la radiation ambiante.

Les résultats des mesures de calibration et de tests effectuées sur le PDM et présentées dans le chapitre 4 ont permis l'exploitation et l'analyse des données acquises pendant le vol d'EUSO-Balloon par la collaboration. Ces résultats, présentés lors de diverses conférences internationales, sont en cours de publication.

Outre le PDM, les autres sous-systèmes d'EUSO-Balloon ont fonctionné ensemble de façon quasi-nominale. Seul le GPS semble avoir rencontré des dysfonctionnements avec la synchronisation avec le système de laser porté par hélicoptère. Le DP a aussi dû être redémarré en vol à quelques reprises, sans impacter les performances de l'instrument.

Après le vol, les enseignements tirés de cette première mission ont mené à des modifications et implémentations autour de deux axes :

- l'implémentation et les tests de l'algorithme de trigger, pour lesquels le PDM d'EUSO-Balloon a pu être récupéré et réutilisé ;
- des modifications électriques et mécaniques, essentiellement sur les HVPS et les ASIC, directement mis en application sur les missions suivantes : EUSO-SPB et mini-EUSO.

Cette première mission de la collaboration JEM-EUSO a eu des résultats positifs et a permis de lancer plusieurs autres projets à la suite du vol. En particulier, une seconde mission en ballon stratosphérique est prévue au printemps 2017 [81]. Cette mission, décrite dans le chapitre 7, utilisera la technologie des ballons pressurisés (SPB, Super Pressure Balloon) afin de permettre un vol en haute altitude de plusieurs semaines, voir de plusieurs mois, et ainsi nous donner accès à l'observation des gerbes atmosphériques depuis le ciel.

Afin de préparer cette mission, plusieurs campagnes de test ont été réalisées pour améliorer certains aspect du ballon en suivant les enseignements que nous a apporté le premier vol, en particulier sur l'implémentation de l'algorithme du trigger et sur l'évolution de l'ASIC. Ces activités sont décrites dans le chapitre 6.

Chapitre 6

Entre deux vols

Après le premier vol EUSO-Balloon, il a été décidé de faire un second vol, en prenant compte des succès et problèmes de la première mission. En parallèle de la calibration d'après vol du PDM, décrite dans le chapitre 3, une campagne de mesures a été menée afin de préparer le second vol. Celle-ci s'est concentrée sur l'optimisation de l'algorithme de trigger et l'étude de ses performances en simulant un vrai vol à l'aide de la plate-forme Turlab, une plate-forme rotative de Turin dédiée à l'étude des turbulences [10]. Le trigger a aussi été testé directement sur EUSO-TA, le prototype de JEM-EUSO installé sur le site de Telescope-Array dans l'Utah, à l'aide d'observations de tirs laser.

J'ai également contribué à une série de mesures portées sur l'autre changement important d'EUSO-SPB, l'ASIC SPACIROC 3. Le premier vol d'EUSO-Balloon, utilisant la première itération de l'ASIC SPACIROC a permis de valider le fonctionnement général de l'ASIC, mais aussi d'identifier certains dysfonctionnements et points à revoir. Une autre version a donc été développée par OMEGA afin d'améliorer l'ASIC, en particulier sa consommation et la capacité à séparer les impulsions de charge pour permettre l'observation de signaux plus intenses avant saturation.

6.1 Campagne de mesure à Turlab

La campagne de mesure s'est faite en plusieurs itérations. Le principe des tests est d'installer le détecteur au plafond du laboratoire, au-dessus de la plate-forme rotative, sur laquelle diverses sources sont installées, de façon à ce qu'elles passent sous le détecteur lors de la rotation du système. Dans un premier temps, seulement une EC, lue par deux cartes EC-ASIC et deux cartes tests FPGA, a été installée. Le système est muni d'une lentille afin d'imager les sources placées sur la plate-forme.

Lors de la deuxième étape, le PDM du premier vol est attaché au plafond avec le DP. Le trigger est implémenté dans le FPGA du PDM et des mesures avec plusieurs configurations du trigger sont réalisées afin d'optimiser les performances de l'algorithme pour réduire le nombre de fausses détections.

6.1.1 Présentation de l'installation

Une vue d'ensemble de l'installation est présentée en figure 6.1. On y voit le réservoir rotatif en bleu et le système de mesure au plafond. Le réservoir fait 5 m de diamètre, et peut réaliser une rotation complète en 12 secondes au minimum. La rotation du réservoir peut être contrôlée par un moteur ou à la main. Le système de mesure est dans un premier

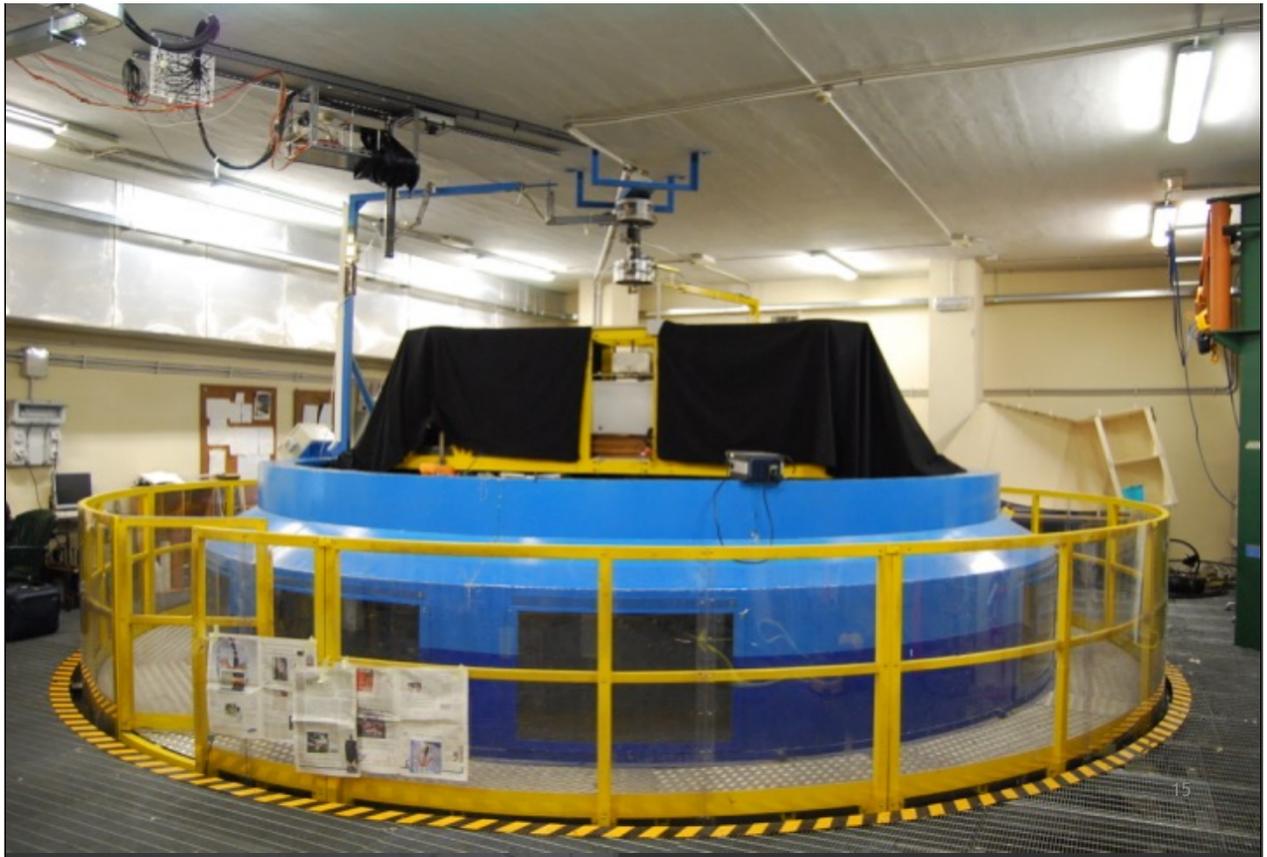


FIGURE 6.1 – Photographie du réservoir rotatif de TurLab. On peut voir attaché au plafond le détecteur sous une bâche noire, avec la lentille et l'électronique de lecture.

temps constitué d'une EC, identique à celles utilisées dans le PDM d'EUSO-Balloon, lue par deux cartes EC-ASICs et deux cartes tests FPGA. Les MAPMT de l'EC étaient polarisés par une alimentation haute-tension multi-voies CAEN, et les données étaient analysées par un logiciel LabView.

Ensuite, le PDM et le DP ont été installés à la place de l'EC pour pouvoir faire des observations sur toute la surface focale, et tester le trigger sur l'électronique utilisée pour le ballon.

Sources de lumières

Plusieurs associations de sources et de matériaux ont été utilisées pour simuler le sol et différents événements défilants sous JEM-EUSO. La lumière ambiante (simulant l'airglow) était émise par une source blanche illuminant le plafond, et par réflexion sur le sol. Les sources directes simulant différents types de bruit de fond étaient constituées de :

- la mousse, pour représenter les forêts ;
- du sable ;
- de verre pilé illuminé avec une LED blanche, "simulant" les villes ;
- des briques rouges ;
- un bac d'eau avec du dépôt à la surface, et une LED en dessous afin d'imiter les nuages éclairés par la ville ;
- un bac d'eau pure.

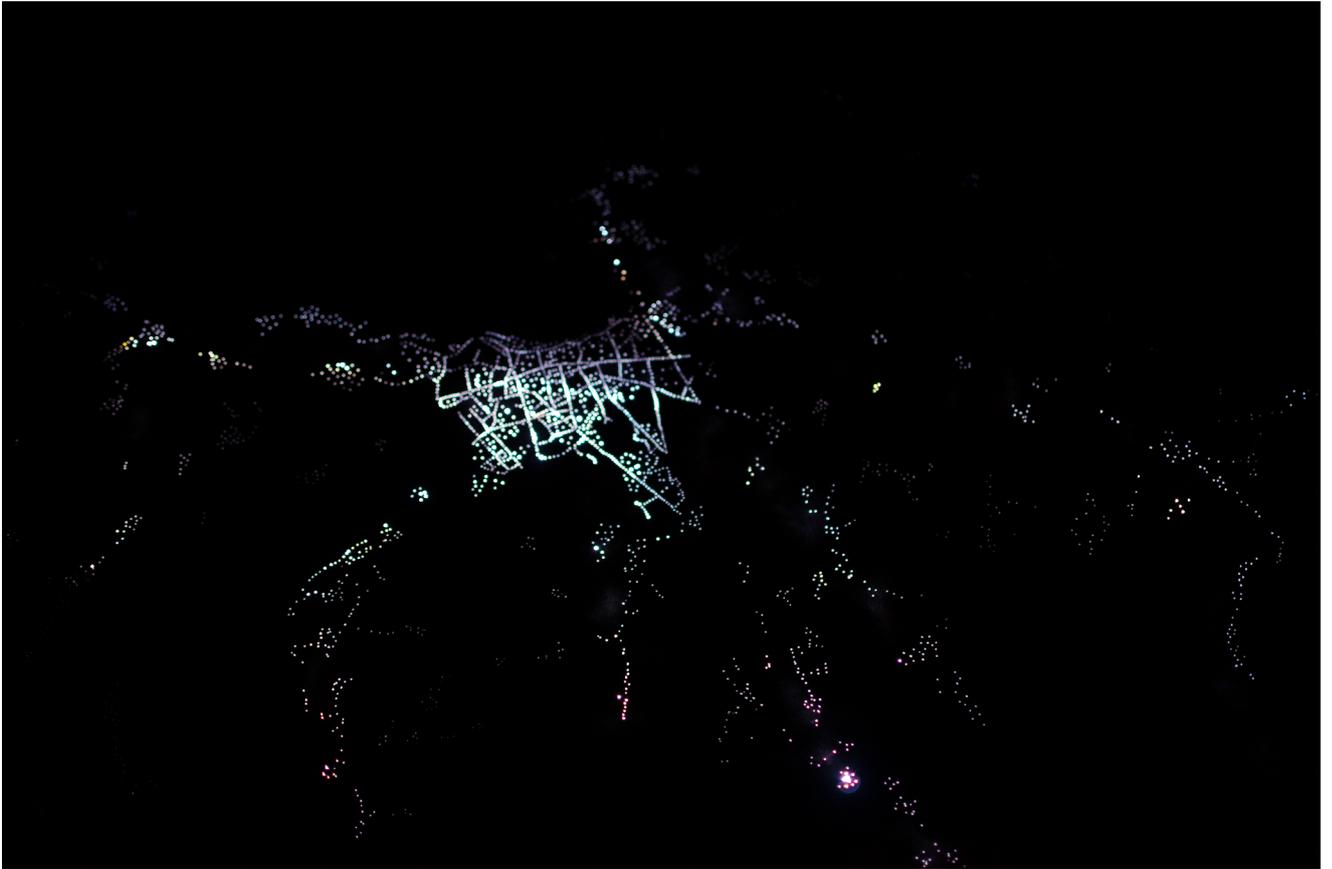


FIGURE 6.2 – Maquette à l'échelle de la ville de Turin, avec les illuminations représentées par des LED

- Une maquette à l'échelle de la ville de Turin vue du dessus a été conçue, avec des LED pour représenter les lumières de la ville la nuit (voir figure 6.2).

Le bac d'eau pouvait être agité pour créer des vagues, et mesurer leur influence sur le flux de lumière mesuré. Quant aux événements transitoires, ils étaient simulés par deux moyens : une série de LED contrôlées par une puce Arduino, un microcontrôleur programmable pour les gerbes atmosphériques [62], et le signal d'un oscilloscope analogique pour représenter la trace d'un météore dans l'atmosphère. Une LED connectée à un générateur d'impulsion était aussi utilisé pour imiter le signal émis par une gerbe atmosphérique verticale par rapport à l'instrument. La figure 6.3 montre les différentes sources telles qu'elles étaient dans la cuve.

6.1.2 Prise de données continue

Avant de tester le trigger, des mesures ont été réalisées en continu avec le déclenchement interne donné par l'horloge du CPU pour observer la réflexion des différents matériaux. La variation du flux selon les types de matériaux "survolés" est bien visible, même pour les sources purement réfléchives. L'ordre de placement des sources permet de reconstituer la correspondance matériaux - flux, qui est indiqué sur la figure 6.4. Un tissu noir était placé entre les sources pour réduire au maximum le flux.

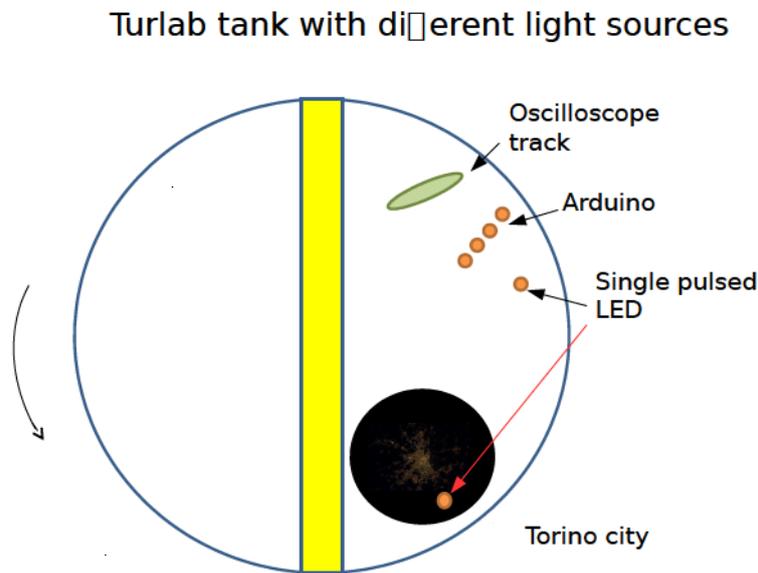


FIGURE 6.3 – Schéma représentant la disposition des sources pour le tests de l’algorithme de trigger. Les traces UV laissées par un météore et une gerbe atmosphérique horizontale et verticale sont simulées respectivement par le signal de l’oscilloscope, la série de LED contrôlée par un Arduino et une unique LED pulsée.

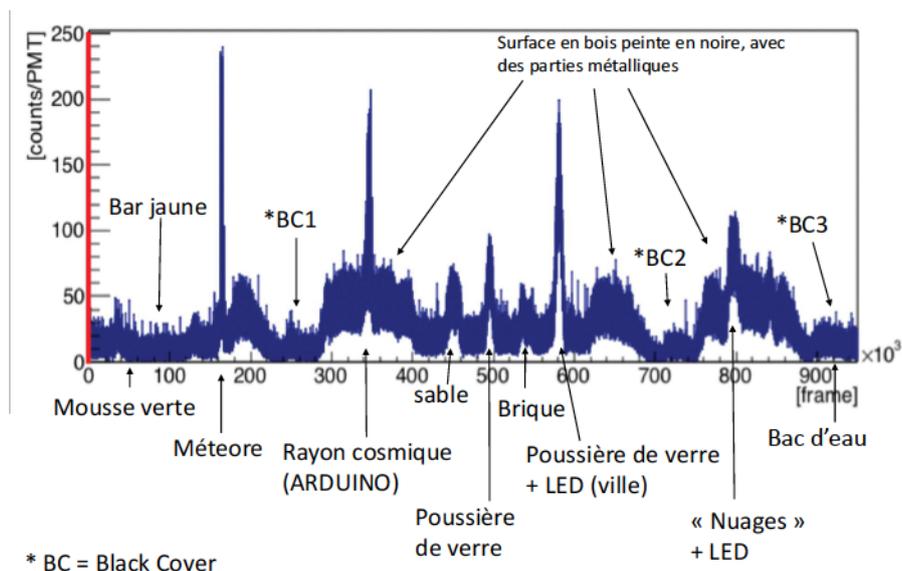


FIGURE 6.4 – Profil de lumière enregistré par le PDM pendant une rotation entière du réservoir avec les différentes sources. Les mesures ont été prises à 20 Hz, et la rotation a durée environ 8 minutes.

6.1.3 Test du trigger

Le trigger a été testé dans plusieurs configurations correspondant aux différentes conditions rencontrées dans les missions JEM-EUSO, EUSO-TA et EUSO-Balloon. La différence majeure se trouve dans le nombre de GTU sur lequel le signal est intégré. En fonction de la distance des gerbes atmosphériques par rapport au détecteur, le signal issu de la gerbe se déplace plus ou moins rapidement sur la surface focale. En raison de cela, le temps d'intégration pour EUSO-TA qui observe les gerbes atmosphériques se développant à quelques kilomètres de distance est plus court que pour le ballon qui est à quelques dizaines de kilomètres des gerbes, ou JEM-EUSO qui se trouve à environ 400 km. Dans les trois cas, le trigger était en mode automatique, c'est-à-dire que le bruit de fond est observé pendant un paquet de 128 GTU et les seuils sur le nombre de photons minimum déclenchant l'acquisition sont automatiquement définis en fonction du niveau du bruit de fond.

Le PDM était installé sur le support attaché au plafond, au-dessus du bassin rotatif. Les différentes sources ont défilé au-dessous du PDM, avec en particulier celles simulant la gerbe horizontale, la gerbe verticale, la ville de Turin et le météore. Les LED contrôlées émettaient 10 "gerbes" par seconde, avec une largeur d'impulsion de 5 μ s par LED pour les gerbes horizontales, et 100 μ s pour les "gerbes" verticales. Le but était de vérifier que l'instrument détecte les "gerbes", mais que ni la ville, ni la météore ne fasse déclencher l'acquisition.

Après plusieurs rotations complètes, on a pu effectivement observer que les données enregistrées par le PDM ne contenaient que les signaux émis par les LED simulant les gerbes atmosphériques. L'ensemble des LED représentant la ville de Turin, formant un ensemble irrégulier et plus intense que les "gerbes", n'a pas déclenché l'enregistrement des données. De même, la trace de l'oscilloscope était trop lente pour être interprétée comme une gerbe atmosphérique, et n'a donc pas été détectée. On a pu aussi montrer que la LED représentant la gerbe verticale déclenchait bien l'enregistrement des données même quand elle était à proximité de la ville (les deux sources étaient observées par la même EC). Cette situation est illustrée figure 6.5. Ceci est possible grâce au fait que les seuils du trigger sont appliqués par MAPMT. Une source lumineuse sur un MAPMT ne viendra donc pas perturber la capacité de déclenchement d'un MAPMT voisin. Ce résultat est important pour le bon fonctionnement des missions futures, surtout pour JEM-EUSO, car le grand champ de vue augmente la fréquence de sources lumineuses intenses. Comme on peut le voir dans la figure 2.8, le champ de vue au sol de JEM-EUSO comprend toute l'Italie dans sa largeur, et donc de nombreuses sources lumineuses parasites peuvent contaminer les observations. Il faut donc que l'instrument garde la possibilité de détecter des gerbes atmosphériques dans ces conditions.

Nous pouvions vérifier que l'instrument se déclenchait sur le signal voulu car l'algorithme est prévu pour garder 50 GTU avant le début du signal et 78 GTU après, afin de d'avoir l'information de l'évènement en entier. Le signal ayant déclenché l'acquisition se trouve donc à environ 50 GTU du début du paquet.

Nous avons pu aussi vérifier que chaque trace émise était détectée, montrant une efficacité de 100 % dans les conditions du test.

Conclusion des tests de l'algorithme du trigger

Les tests réalisés à Turlab prouvent le fonctionnement de l'implémentation de l'algorithme dans l'électronique de vol prévue pour les différentes missions EUSO. Cette étape

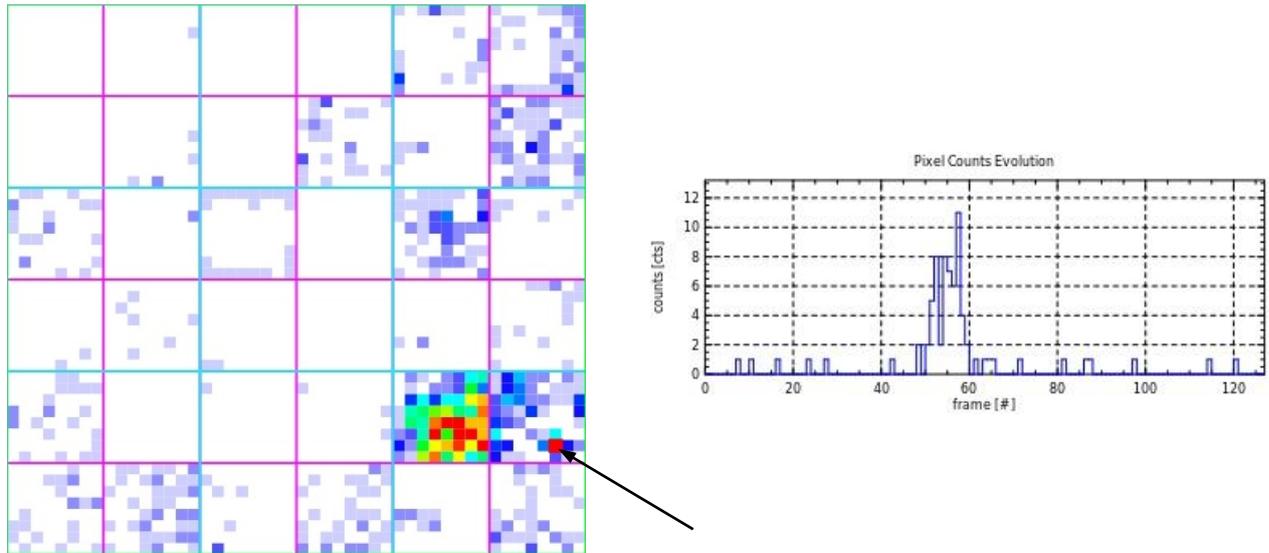


FIGURE 6.5 – Gauche : image prise par le PDM pendant une GTU. L’image de la maquette de la ville de Turin se situe en bas à droite. Le pixel rouge indiqué par la flèche est éclairé par la LED simulant la gerbe atmosphérique. Droite : intensité mesurée par le pixel indiqué par la flèche, pendant 128 GTU. Le début de l’impulsion se trouve à environ 50 GTU, ce qui montre que c’est ce signal qui a déclenché le PDM.

est importante pour montrer la viabilité du projet, mais elle reste insuffisante dans le cadre de la validation de l’algorithme à détecter des gerbes atmosphériques pendant un vrai vol. En effet, bien que les mesures aient été réalisées dans des conditions simulant une mission réelle (instrument relativement indépendant, sources défilant dans le champ de vue, etc.), certains aspects étaient moins réalistes en ce qui concerne un vol en ballon stratosphérique. En particulier, l’intensité des sources simulant les gerbes atmosphériques était beaucoup plus intense que pour les événements attendus pendant les vols ballons. Il a été estimé que les LED émettaient un flux équivalent à une gerbe produite par un rayon cosmique d’énergie d’environ 5×10^{19} eV, alors que la plupart des gerbes qui seront observées par la prochaine mission ballon seront issues de rayons cosmiques ayant une énergie comprise entre $10^{17.5}$ et $10^{18.5}$ eV. Le rapport entre le flux provenant du bruit de fond et le signal de la gerbe atmosphérique sera donc bien moins avantageux.

En raison des ressources limitées du FPGA du PDM d’EUSO-Balloon, l’algorithme de trigger n’a pu être implémenté que sur une seule EC. La ”zone utile” de la surface focale durant les tests n’était donc composée que de quatre MAPMT. Cependant, ceci ne devrait pas impacter la validation du fonctionnement de l’algorithme puisqu’il fonctionne sur chaque MAPMT de façon indépendante.

Le bruit électronique du PDM s’est avéré problématique pour le fonctionnement de l’algorithme. Il arrivait qu’un canal, a priori au niveau de l’ASIC, enregistre un nombre de coups anormalement élevé, pouvant aller jusqu’à la valeur maximale possible (255) pendant une GTU ce qui provoquait le déclenchement de l’acquisition. Pour résoudre cela, le ou les pixels bruités pouvaient être masqués à travers l’ASIC.



FIGURE 6.6 – EUSO-TA devant un des télescope à fluorescence de Telescope Array.

6.2 Campagne de test avec EUSO-TA

Les observations avec EUSO-TA permettent aussi de tester des fonctionnalités nécessaires pour les vols ballons et JEM-EUSO dans des conditions de prises de données en situation réelle. Le PDM, identique à celui d'EUSO-Balloon, est associé à un système optique composé de deux lentilles de Fresnel de 1 mètre de diamètre couvrant un champ de vue de $\pm 6^\circ$. La direction vers laquelle EUSO-TA est orienté possède un avantage dans le cadre des essais de détection d'événements transitoires. En effet, la caméra est orientée vers le centre du site de Telescope Array, où se trouve le CLF (Central Laser Facility), un des systèmes permettant de calibrer les télescopes de TA grâce aux tirs d'un laser vertical.

Plusieurs campagnes d'observations ont eu lieu avec EUSO-TA, avec des objectifs aussi bien scientifiques que de développement. Le PDM pouvait être en liaison avec le trigger de TA, afin de bénéficier de la capacité de détection de l'observatoire pour avoir une chance de détecter un événement transitoire. Bien sûr, le champ de vue d'EUSO-TA étant bien plus réduit que celui des télescopes à fluorescence de TA, la probabilité qu'un événement coïncide avec les deux instruments reste faible.

6.2.1 Conditions de la prise de données

L'instrument est situé dans une cabine à l'extérieur du télescope de TA, comme on peut le voir sur l'image 6.6.

Une série de mesures ayant plusieurs objectifs a été réalisée pendant la campagne de Septembre 2015, à laquelle j'ai participé : la préparation à des tests supplémentaires de l'algorithme de trigger, réalisés pendant la campagne de mesures suivante, des méthodes de reconstruction de traces UV, ainsi que des tests sur le prototype du GLS ("Global Light System"), le système de sources UV afin de réaliser la calibration relative de JEM-EUSO pendant le vol de la mission.

Au début de la campagne, des mesures ont été prises entièrement avec le trigger de

TA, avec l'espoir de détecter une trace UV produite par une gerbe atmosphérique. Ces séquences de mesures étaient arrêtées toutes les demi-heures pour l'acquisition des tirs du CLF, toujours sur le trigger de TA. Les données étaient analysées en parallèle des acquisitions, pour vérifier que l'instrument était dans son état de fonctionnement nominal, et pour vérifier si des signaux intéressants étaient détectés. Malheureusement, aucune gerbe traversant le champ de vue d'EUSO-TA ne semble avoir été détectée par Telescope Array pendant la campagne d'observation de deux semaines.

La deuxième partie des mesures a été réalisée avec le prototype du GLS de JEM-EUSO [33]. Le but du test était d'installer le système à plusieurs kilomètres de l'instrument, et d'observer les tirs laser dans plusieurs configurations :

- Énergie : de 6 à 20 mJ ;
- Angle Azimutal : de 90° à 140° par pas de 5° (voir figure 6.7 ;
- Angle Zénital : de 120° à 140° ;
- distance : 35 et 100 km.

Les différentes distances ont été choisies pour représenter les situations rencontrées avec les différents instruments du projet JEM-EUSO. En particulier, la distance de 34 km correspond à la distance entre EUSO-Balloon à 38 km et les gerbes atmosphériques se développant à environ 2 ou 3 km, et la distance de 100 km représente le cas d'une mission spatiale telle que JEM-EUSO¹.

Pour le déclenchement de la prise de données, le détecteur était synchronisé avec le prototype du GLS par GPS. Les tirs laser se déroulaient à un moment prédéfini et pendant une période limitée afin de ne pas gêner les observations de Telescope Array.

6.2.2 Résultats et conclusions

Les prises de données sur le trigger de Telescope Array réalisées en septembre 2015 n'ont fourni aucune observation d'événements transitoires naturels. L'analyse des données réalisée pendant les observations n'ont révélé que du bruit de fond, ainsi que des traces d'avions qui passaient dans le champ de vue d'EUSO-TA et faisaient déclencher le trigger de premier niveau de Telescope Array.

Les directions et distances des traces laser du CLF et du GLS ont pu être identifiées et reconstruites, avec cependant un décalage constant sur la reconstruction de la direction des impulsions laser, comme le montre la figure 6.8. La source de cette erreur systématique n'a pas encore été identifiée, mais elle peut provenir, entre autres, de la faible précision de la mesure de l'élévation d'EUSO-TA, réalisée avec un fil à plomb et un rapporteur d'angle. Les tirs lasers avec le prototype du GLS ont pu être effectués à plusieurs angles, aussi bien zénithaux qu'azimutaux, et à plusieurs énergies.

6.3 Caractérisation de l'ASIC SPACIROC 3

Une des améliorations les plus importantes entre les deux missions ballon est le changement de l'ASIC lisant les signaux analogiques en sortie des MAPMT. L'ASIC SPACIROC 1, tout en ayant rempli sa fonction la plus importante, le comptage des impulsions, a présenté plusieurs défauts, comme l'impossibilité d'utiliser le KI pour mesurer un flux

1. Même si l'altitude des missions spatiales est d'au moins 400 km, le champ de vue par pixel est environ 3 fois plus grand que pour JEM-EUSO. L'échelle est donc bien respectée

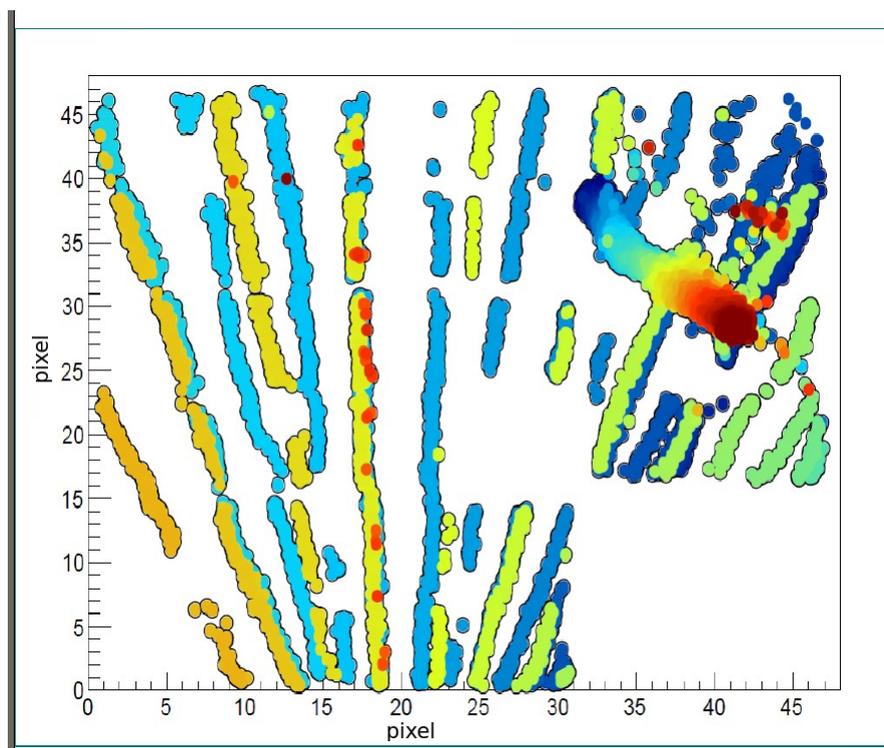


FIGURE 6.7 – Traces de laser détectées par EUSO-TA. Le code couleur correspond au moment auquel les signaux ont été détectés, le temps croissant allant du bleu vers le rouge. L'EC en bas à droite n'était pas fonctionnelle, et le nombre important de signaux dans le coin en haut à droite vient de bruit électronique pendant les acquisitions.

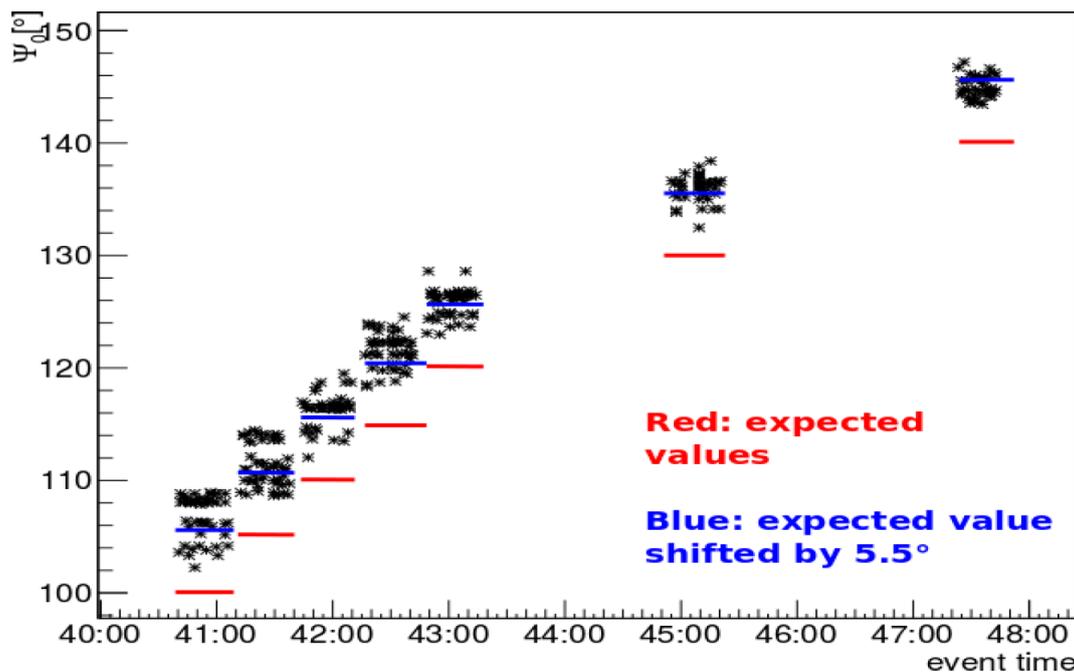


FIGURE 6.8 – Reconstruction de l'angle zénital des traces lasers, avec en rouge la valeur attendue, et en bleu la valeur attendue avec un décalage de 5.5° .

de lumière important, et une consommation excessive entraînant du bruit électronique important quand les six cartes EC-ASIC recevaient du signal en même temps.

Deux versions de l'ASIC SPACIROC ont donc été conçues pour corriger ces problèmes : SPACIROC 2, qui est une version très similaire à la première itération, contenant seulement la correction de certains dysfonctionnements et SPACIROC 3 qui présente des changements plus importants dans la façon dont le signal est lu et converti.

Le gain des ASIC a été mesuré en injectant une charge à l'entrée du pré-amplificateur afin de simuler le signal provenant d'une des anodes d'un MAPMT. La réponse de l'ASIC à des charges de valeurs différentes est caractérisée, afin de vérifier que la dynamique des ASIC est adaptée à la charge attendue des MAPMT.

6.3.1 L'ASIC SPACIROC 3

A la suite des tests réalisés sur l'ASIC SPACIROC 1 dans le cadre des activités d'EUSO-Balloon, des versions améliorées ont été conçues. Après l'ASIC SPACIROC 2, qui est une légère amélioration de SPACIROC 1, destiné à corriger des problèmes de conception de la première version (surconsommation due à l'impossibilité de fermer les voies du photo counting, dispersion entre les canaux du comptage de photon), une troisième version a été produite. Ces nouveaux ASIC ont été caractérisés en parallèle à Omega et à l'APC, où j'ai participé aux mesures.

L'ASIC SPACIROC 3 [12] est conçu pour améliorer la séparation entre deux impulsions, ainsi que pour avoir une meilleure gamme dynamique pour la mesure de charge, grâce à une nouvelle conception de l'intégrateur, tout en gardant une faible consommation par canal. L'architecture de l'ASIC est présentée en figure 6.9. Il ne possède qu'une seule voie de comptage de photons, basé sur le trigger_PA du SPACIROC 1. Après le pré-amplificateur, le signal est directement envoyé dans le discriminateur rapide. Pour améliorer les performances, le gain de chaque canal au niveau du pré-amplificateur n'est plus ajustable. Pour corriger la non-uniformité des gains des MAPMT, un seuil individuel sur chaque canal, codé sur 7 bits, peut être appliqué sur la sortie du DAC 10 bits afin d'en décaler la tension analogique. Des mesures ont montré que l'ASIC peut détecter les impulsions dans une GTU jusqu'à 100 MHz, remplissant donc l'objectif de séparation d'impulsions de 10 ns. Une caractéristique visuellement importante de cette version de l'ASIC est l'inversion de la polarité du seuil en DAC, par rapport au SPACIROC1. Cela ne change pas les performances de l'ASIC, mais change le sens de lecture de la S-curve : le piédestal est maintenant à droite, vers les DAC élevés, et le point d'inflexion vers les faibles DAC, à gauche.

Dans le cas d'un flux important, le KI est remplacé par un intégrateur qui lit le signal sommé sur 8 pixels adjacents et en fournit la valeur de la charge par GTU. La sortie de l'intégrateur est ensuite convertie par un convertisseur analogique-numérique 6 bits à rampe.

Malheureusement, l'intégrateur n'a pas pu être testé à temps pour le vol de SPB-Balloon. Cette fonctionnalité requiert des tests dédiés afin de vérifier plusieurs configurations, ce qui n'a pas été permis par le calendrier très serré de SPB-Balloon. Comme le premier vol d'EUSO-Balloon, le deuxième vol ne se fera donc qu'avec le mode comptage de photon dont les performances sont suffisantes pour la détection de rayons cosmiques.

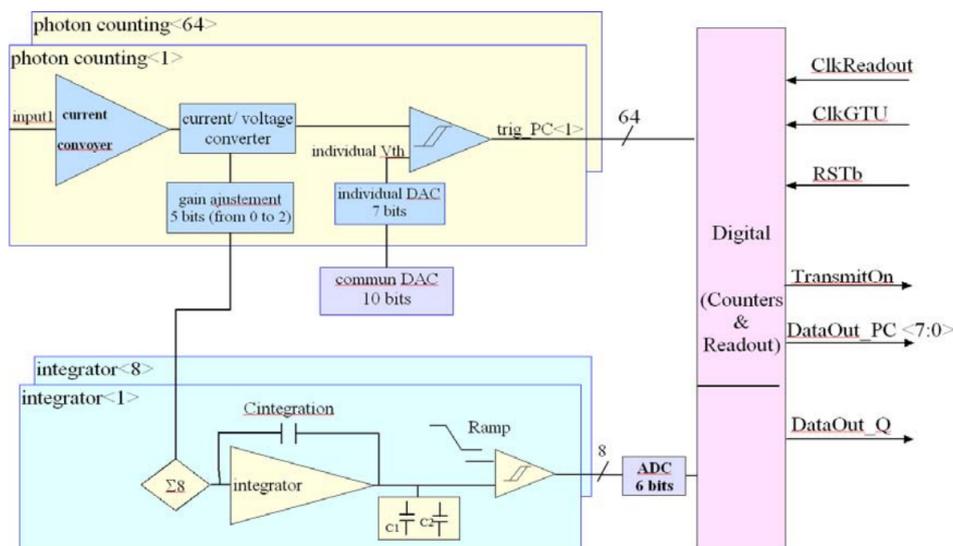


FIGURE 6.9 – L'architecture générale de l'ASIC SPACIROC 3.

6.3.2 Caractérisation du gain des ASIC

Le signal d'anode dépend du gain de chaque pixel des MAPMT et peut varier du simple au triple. Cette impulsion de courant est ensuite convertie en impulsion de tension en gardant le signal le plus rapide possible. Ce signal de préamplification est balayé par un seuil en tension contrôlé par le DAC 10 bits pour donner une impulsion numérique à la sortie du comparateur. En raison de l'absence de moyen de modifier les gains dans le pré-amplificateur du comptage de photon, la gamme dynamique du DAC doit être réglée pour offrir un ajustement des gains de tous les MAPMT utilisés. Celle-ci ne peut être changée qu'en modifiant le pont diviseur de tension à l'entrée de l'ASIC, et donc par des modifications des résistances sur le circuit imprimé des cartes EC-ASIC.

Une carte de test EC-ASIC a donc été utilisée, et différentes résistances ont été ajoutées sur chaque ASIC de la carte pour trouver une bonne configuration. Le facteur de conversion tension - coup de DAC a été mesuré sur chaque ASIC, et des S-curves ont été réalisées avec une EC (voir figure 6.10). Il ne s'agit pas de trouver la configuration optimale, mais d'être sûr que même avec un MAPMT ayant un gain élevé, d'une part la S-curve sera entièrement contenue dans la gamme dynamique de l'ASIC, et à l'inverse que les S-curves des MAPMT de faible gain soient assez étendues pour pouvoir discerner le plateau. La figure 6.11 montre les différentes S-curves des ASIC modifiés. La figure correspondant à l'ASIC B semble donner le meilleur compromis entre un gain correct et une gamme dynamique compatible avec les capacités du DAC de l'ASIC dans le cas du MAPMT utilisé.

Il a ensuite fallu mesurer la gamme dynamique des ASIC pour valider la configuration, et vérifier qu'elle était suffisante pour mesurer la large gamme de gain fournie par les différents MAPMT. Pour cela, un signal était injecté dans l'ASIC par un générateur d'impulsions, et la réponse de l'ASIC à l'impulsion était mesurée, pour des valeurs balayant toute la gamme du DAC. Deux méthodes sont possibles pour faire cette opération : appliquer une impulsion de courant directement à l'entrée de l'ASIC, en envoyant une tension dans une résistance, ou générer un échelon dans un condensateur qui va ensuite fournir l'impulsion en courant à l'ASIC.

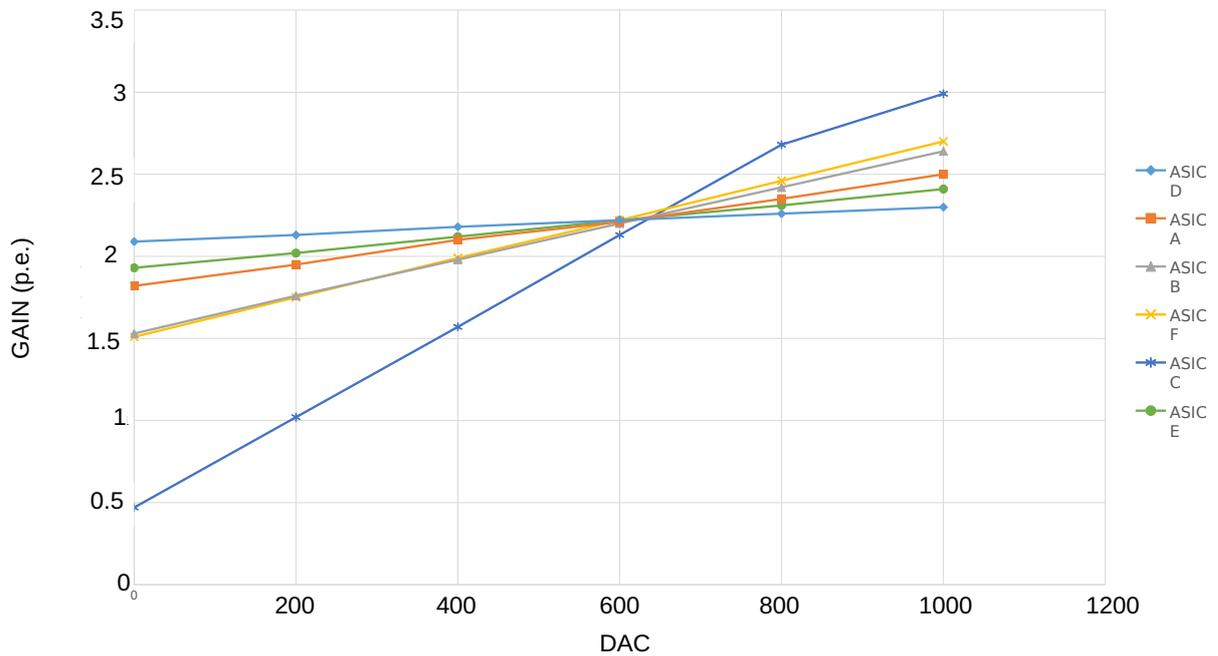


FIGURE 6.10 – Mesures de la linéarité du DAC des ASIC après modification. Plus la pente est importante, plus la S-curve va être étendue

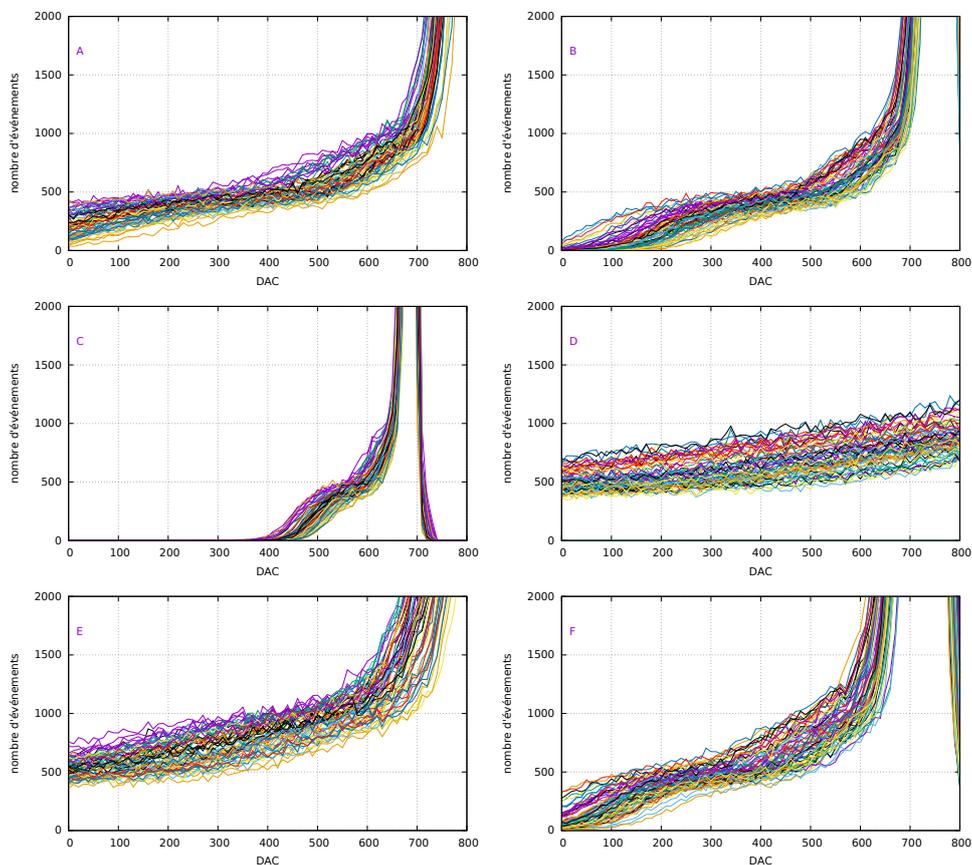


FIGURE 6.11 – S-curves réalisées avec un PMT sur chacun des ASIC modifiées.

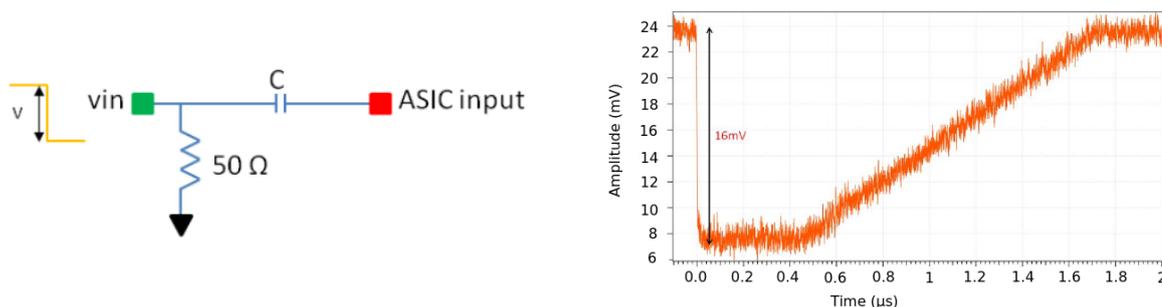


FIGURE 6.12 – Schéma représentant le circuit utilisé pour envoyer un échelon dans un condensateur afin de simuler une charge à gauche, et la forme de l'échelon typiquement envoyé.

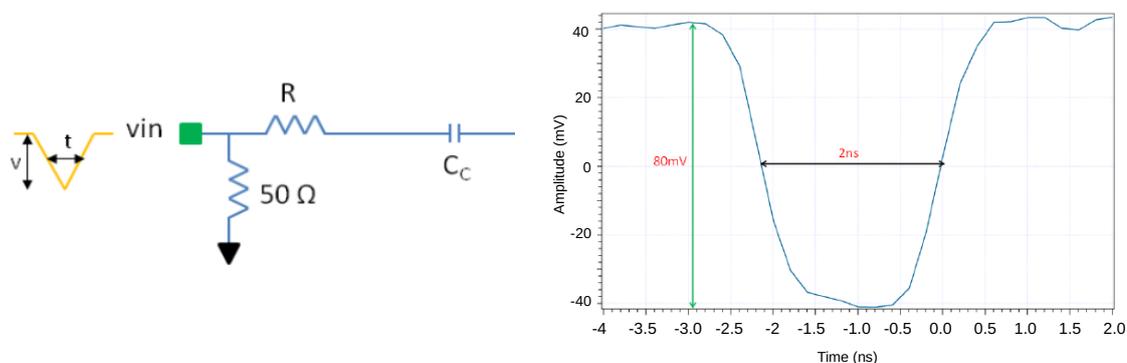


FIGURE 6.13 – Schéma et forme de l'impulsion en tension utilisée pour simuler le signal en sortie d'une anode.

L'envoi d'un échelon est illustré figure 6.12. Cette méthode permet d'envoyer une charge en convertissant la tension par un condensateur. La charge est alors simplement $Q = V \times C$, avec C la valeur de la capacité de la carte EC-ASIC (2 pF dans notre cas) et V la hauteur d'impulsion. Cette méthode est plus rapide, car la carte EC-ASIC dispose d'une entrée dédiée qui envoie le signal directement dans un condensateur et ensuite permet de le distribuer au nombre d'ASIC voulu en passant par le programme réalisé sous LabView.

La seconde méthode consiste à envoyer une impulsion en tension dans une résistance. Avec cette méthode, la charge doit être directement injectée dans la prise du MAPMT sur la carte EC-ASIC. La charge envoyée peut être calculée ainsi : $Q = \frac{V}{R} \times t$, avec V la hauteur de l'impulsion, R la valeur de la résistance, et t la largeur à mi hauteur de l'impulsion d'entrée. Le schéma et les caractéristiques de l'injection sont présentés figure 6.13.

L'injection de l'impulsion dans la résistance est préférée car elle offre plus de contrôle sur le réglage temporel et l'amplitude de l'impulsion. Les séries de mesures doivent donc être faites pour chaque ASIC l'un après l'autre. Une S-curve est acquise pour plusieurs valeurs de charge balayant toute la gamme de l'ASIC, sur chaque ASIC. La position en DAC du "point d'inflexion", le point à mi-hauteur du signal de l'injection, est comparée avec la charge envoyée afin de calculer à combien de photo-électrons elle correspond, en supposant un gain nominal de 10^6 .

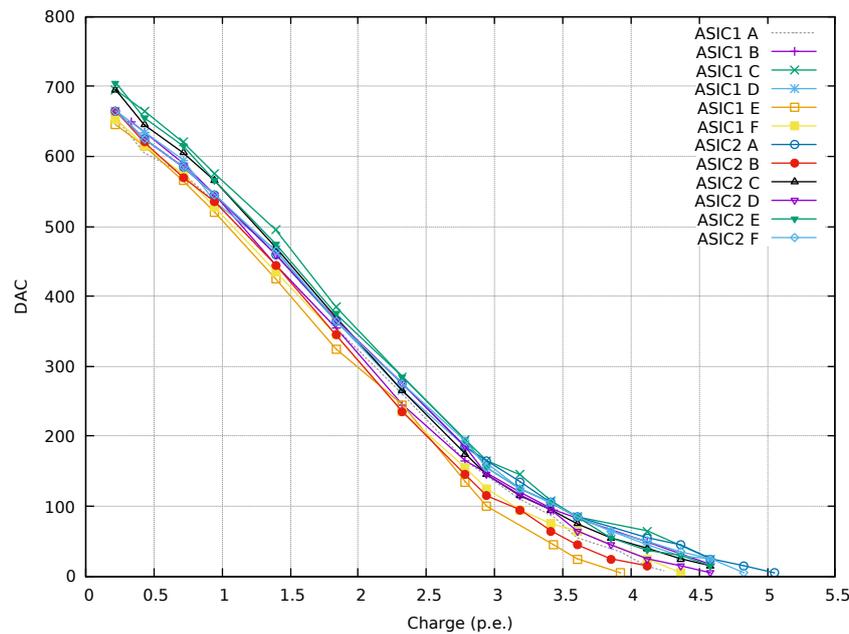


FIGURE 6.14 – Courbes de correspondance DAC-charge. Deux cartes EC-ASIC ont été utilisées, les ASIC1 A-F correspond aux ASIC de la première carte, et les ASIC2 A-F de la deuxième carte. Il faut bien se rappeler que le piédestal est situé à haut gain, et le DAC diminue avec l'augmentation de la charge, contrairement au SPACIROC 1.

Les résultats des injections de charge sont présentés figure 6.14. Les ASIC ont le même comportement sur une grande partie de la gamme de charge, avec une dispersion vers les hautes charges. Ceci est encourageant car si tous les ASIC du PDM présentent cette même uniformité, la calibration et le choix du seuil en charge pour la photo-détection sera facilité.

6.4 Conclusion

Les deux campagnes de tests, dans l'Utah et à Turin, ont permis de tester le principe de fonctionnement de l'algorithme de trigger et de reconstruction dans des conditions de prises de données similaire aux conditions réelles d'une mission en ballon stratosphérique ou spatiale. La récupération de l'instrument utilisé pour le premier vol d'EUSO-Balloon a permis faire les deux campagnes avec pour chacune un instrument identique sur les technologies utilisées (même génération d'ASIC, même système d'alimentation de haute-tension, même modèle de MAPMT)

Chapitre 7

La seconde mission balloon : EUSO-SPB

La mission EUSO-SPB (Super Pressure Balloon) a pour objectif de réaliser le deuxième vol ballon du projet JEM-EUSO, en prenant en compte le retour d'expérience du premier vol. Le ballon sera lancé au printemps 2017 depuis la base de lancement de ballons de la NASA de Wanaka, en Nouvelle-Zélande. La différence majeure avec la première mission d'EUSO-Balloon est la durée du vol, prévue pour plusieurs semaines au lieu d'une nuit. Avec une telle durée, il est attendu de pouvoir observer plusieurs gerbes atmosphériques, comme on va le voir dans le chapitre 8. D'un point de vue technologique, l'instrument d'EUSO-SPB sera très similaire à celui d'EUSO-Balloon. La surface focale est identique, avec 36 MAPMT de 64 anodes chacun, répartis en 9 EC (Elementary Cell). L'organisation de l'électronique de lecture est aussi identique, avec chaque MAPMT lu par un ASIC, et les 6 cartes EC-ASIC connectées à la carte PDM accueillant un FPGA. Le PDM présente cependant quelques différences clés entre les deux missions. Comme indiqué dans le chapitre 6, une version améliorée de l'ASIC a été utilisée, qui présente une consommation moindre et permet de mesurer un nombre d'impulsions d'anode par GTU avant saturation plus important. L'EC et le système d'alimentation en haute tension a aussi vu d'importantes modifications, avec l'installation des cartes Cockcroft-Walton dans les EC.

La structure du PDM a été modifiée. Pour le premier vol d'EUSO-Balloon, seulement le support des EC était en Delrin®, polymère offrant une bonne stabilité mécanique dans une large gamme de température. Le reste de la structure du PDM était en métal, ce qui a posé des problèmes d'isolation. Pour EUSO-SPB, la structure entière est en Delrin®. En plus d'apporter une meilleure isolation au système, la conception des pièces de la structure est rendue plus aisée car il est possible de les produire à l'aide d'une imprimante 3D disponible à l'APC. Une photo du PDM est représentée en figure 7.1.

Afin de permettre un vol pouvant durer plusieurs semaines, les systèmes de télémétrie et d'énergie ont aussi été adaptés. La communication avec les stations au sol se fera par satellite, limitant de façon importante le débit de données à transmettre. Le bon dimensionnement du système de télémétrie est important car si l'instrument tombe dans l'océan à la fin du vol, sa récupération sera impossible et les données qui n'auront pas été préalablement téléchargées au sol seront perdues. Afin d'alimenter les systèmes de l'instrument pendant un vol de plusieurs semaines, la nacelle disposera de panneaux solaires connectés aux batteries.

Le DP dans son ensemble est resté similaire à celui d'EUSO-Balloon, dont la structure métallique a été réutilisée. Seuls Le GPS et la clock-board ont été modifiés de façon

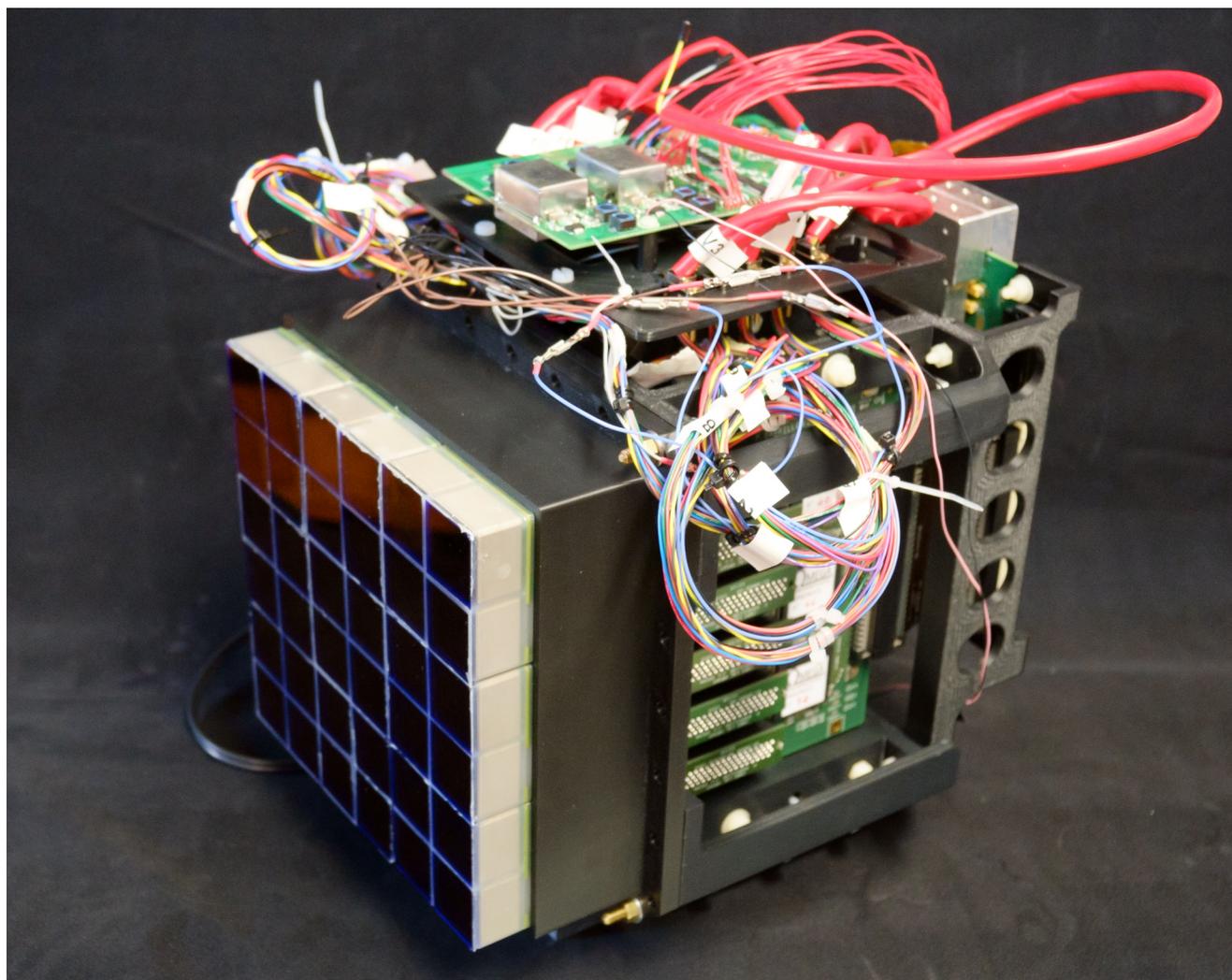


FIGURE 7.1 – PDM intégré de EUSO-SPB. On peut voir la structure en Delrin, et non en métal comme sur EUSO-Balloon. La carte électronique sur le dessus du PDM est la carte de contrôle des alimentations haute-tension, avec les câbles amenant les basses tensions à chacune des cartes Cockcroft-Walton situées dans les EC.

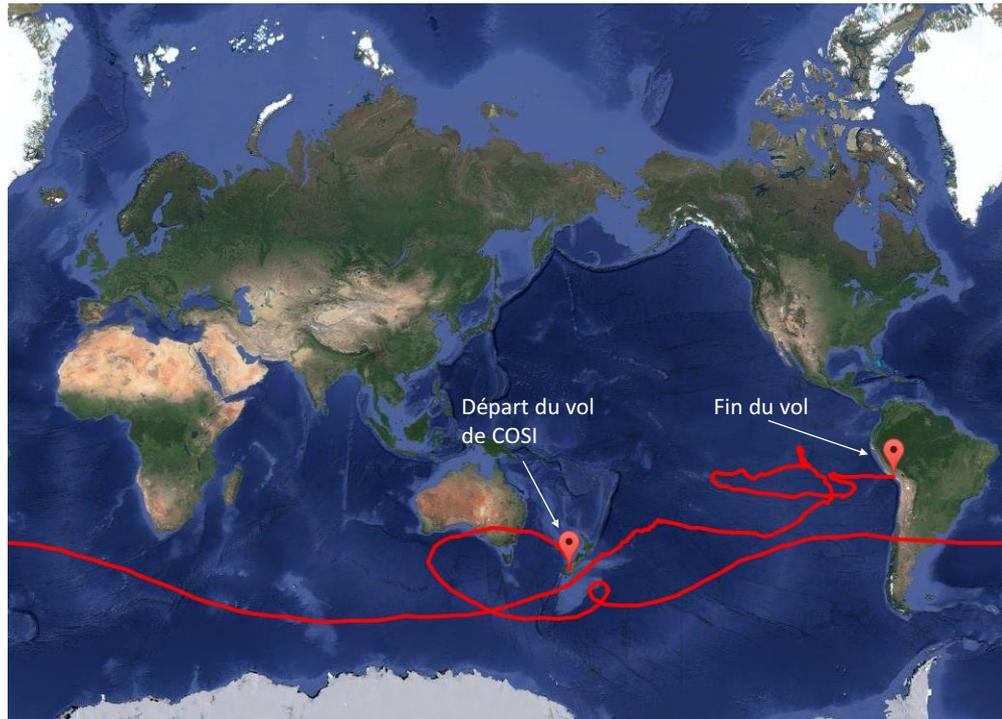


FIGURE 7.3 – Trajectoire du vol de COSI, la mission SPB de la NASA du printemps 2015. Il s’agit d’un imageur Compton destiné à observer les sources galactiques dans le domaine des rayons gamma. Extrait de [18]

- Le vol se passe correctement, et comme dans le cas de COSI, le vol est terminé quand celui-ci est au-dessus des terres, probablement l’Amérique du sud ou l’Australie. Dans ce cas, la récupération de l’instrument et des données stockées est possible ;
- Le vol est terminé au-dessus de l’océan, à cause d’un imprévu, comme par exemple une fuite d’hélium dans le ballon, et l’instrument subit un amerrissage. Dans ce cas, la récupération de l’instrument est impossible, et le matériel est perdu.

Dans le dernier cas, le disque du PDM et les données qu’il contiendrait seront perdus. Il est donc important d’avoir une bonne gestion de la prise des données et de leur téléchargement au sol pendant le jour.

7.2 Tri des MAPMT et EC

7.2.1 Tri des MAPMT

De même que pour EUSO-Balloon, un travail important de caractérisation et de calibration de la surface focale a été réalisé à l’APC. Une particularité de cette caractérisation par rapport au premier PDM est que les activités pour EUSO-SPB et mini-EUSO se sont déroulées en parallèle. Le tri des MAPMT a donc été un travail important puisqu’il y avait en tout 100 tubes à répartir sur deux PDM de 36 MAPMT. La répartition sur les deux instruments s’est faite en fonction de la valeur des gains et de la dispersion des efficacités des pixels de chaque MAPMT.

Le montage utilisé pour le tri des MAPMT est composé d’une carte électronique comprenant un ASIC et un FPGA, sur laquelle un MAPMT est directement connecté.

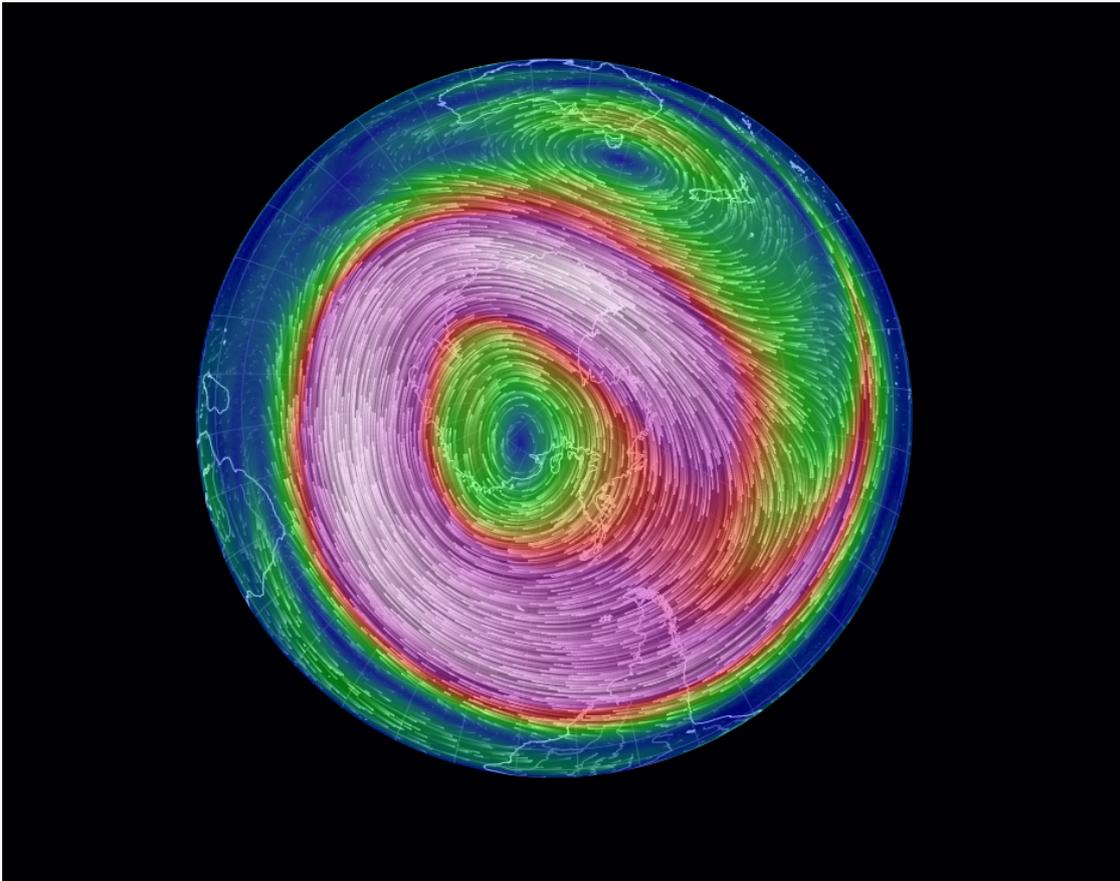


FIGURE 7.4 – Carte des vents au niveau du pôle sud, à une pression de 10 mbar correspondant à une altitude d'environ 33 km. Cette capture a été prise le 12 Juin 2015, pendant le vol de COSI. Si le ballon est censé suivre les grands courants circulaires, il peut être capturé par les perturbations telles que celles qu'on peut voir au sud de l'Australie. Image tirée de [20].

Les mesures se font dans la boîte noire décrite dans le chapitre 4, avec la sphère intégrante comme source de lumière.

Le gain était calculé à partir de la S-curve. Un ajustement avec un polynôme de degré 6 de la partie de la S-curve se trouvant après le piédestal est réalisé, afin de calculer la dérivée de la fonction et d'identifier le point d'inflexion de la S-curve. Le gain de chaque pixel est enfin calculé à partir de la différence entre le point d'inflexion et le point du maximum du piédestal. La différence en coups de DAC est convertie en femtocoulomb grâce aux mesures décrites dans le chapitre 6. Une fois les 100 MAPMT mesurés et analysés, ils sont classés par ordre de gain. Ils sont ensuite répartis entre les deux instruments en fonction de la dispersion des efficacités de détection.

En effet, pendant les premières mesures, il a été remarqué que l'efficacité des pixels au sein d'un MAPMT pouvait être dispersée de façon assez importante, pouvant atteindre un facteur 2 ou 3 entre les différents pixels. Cette différence peut impacter les performances de l'algorithme de trigger, puisque celui-ci se base sur le niveau de bruit de fond du pixel enregistrant le plus de signal pour définir les seuils de détection pour chaque MAPMT. Si le signal d'une gerbe atmosphérique atteint des pixels ayant une efficacité moins élevée, l'acquisition risque de ne pas se déclencher à cause du seuil défini en fonction des "bons" pixels. Les MAPMT présentant une faible dispersion de l'efficacité des pixels sont donc choisis pour le PDM du ballon, où les performances du trigger pour la détection des gerbes atmosphériques sont essentielles, et les autres MAPMT sont choisis pour mini-EUSO, dont les objectifs scientifiques n'est pas la détection des gerbes mais l'observation de l'émission de la Terre en UV depuis l'espace, ainsi que des événements plus lumineux se déroulant en haute atmosphère.

Les objectifs scientifiques de EUSO-SPB ne nécessitent pas d'exigences techniques quantitativement concernant la dispersion des efficacités. Les mesures, et les conclusions en découlant, ont donc surtout qualitatives. Le but de ces mesures a plus été une comparaison entre les MAPMT, plutôt que leur caractérisation quantitative. De même, les efficacités (relative) sont ici énoncées en unités arbitraire, en fonction de la quantité de lumière mesurée par la diode NIST dans la sphère intégrante, sans considération de précision sur les résultats de mesure. La mesure de l'efficacité absolue des pixels est en cours de réalisation au moment de la rédaction de ce manuscrit par d'autres membres de l'équipe.

7.2.2 EC

Une amélioration importante du PDM d'EUSO-SPB est l'implémentation des cartes Cockcroft-Walton (CW) dans les EC. Un des problèmes rencontrés pendant l'opération d'EUSO-Balloon est la mauvaise isolation du système. Les hautes tensions étaient produites dans les boîtiers situés à l'arrière du PDM, et amenées aux MAPMT par des câbles d'une vingtaine de centimètres. Dans EUSO-SBP, toutes les hautes tensions sont produites directement dans les EC, qui seront à nouveaux coulés dans de la résine garantissant l'isolation. Hormis la cathode, aucun des éléments ayant une tension assez élevé pour subir l'effet de Paschen ne se trouveront en dehors de la résine des EC, limitant grandement les risques de décharge électrique. Les cartes CW sont alimentées en basse tension par la carte de contrôle des HVPS situées sur le côté du PDM.

Une fois les MAPMT triés et répartis entre les deux PDM, ils ont été envoyés avec les autres éléments de l'EC (l'EC anode, les EC-dynodes, et les cartes CW) à Matra, l'entreprise qui assemble les EC, pour assembler les EC et les couler dans la résine isolante. Deux prototypes ont d'abord été réalisés, un prototype "nu" (voir figure 7.6) et un autre

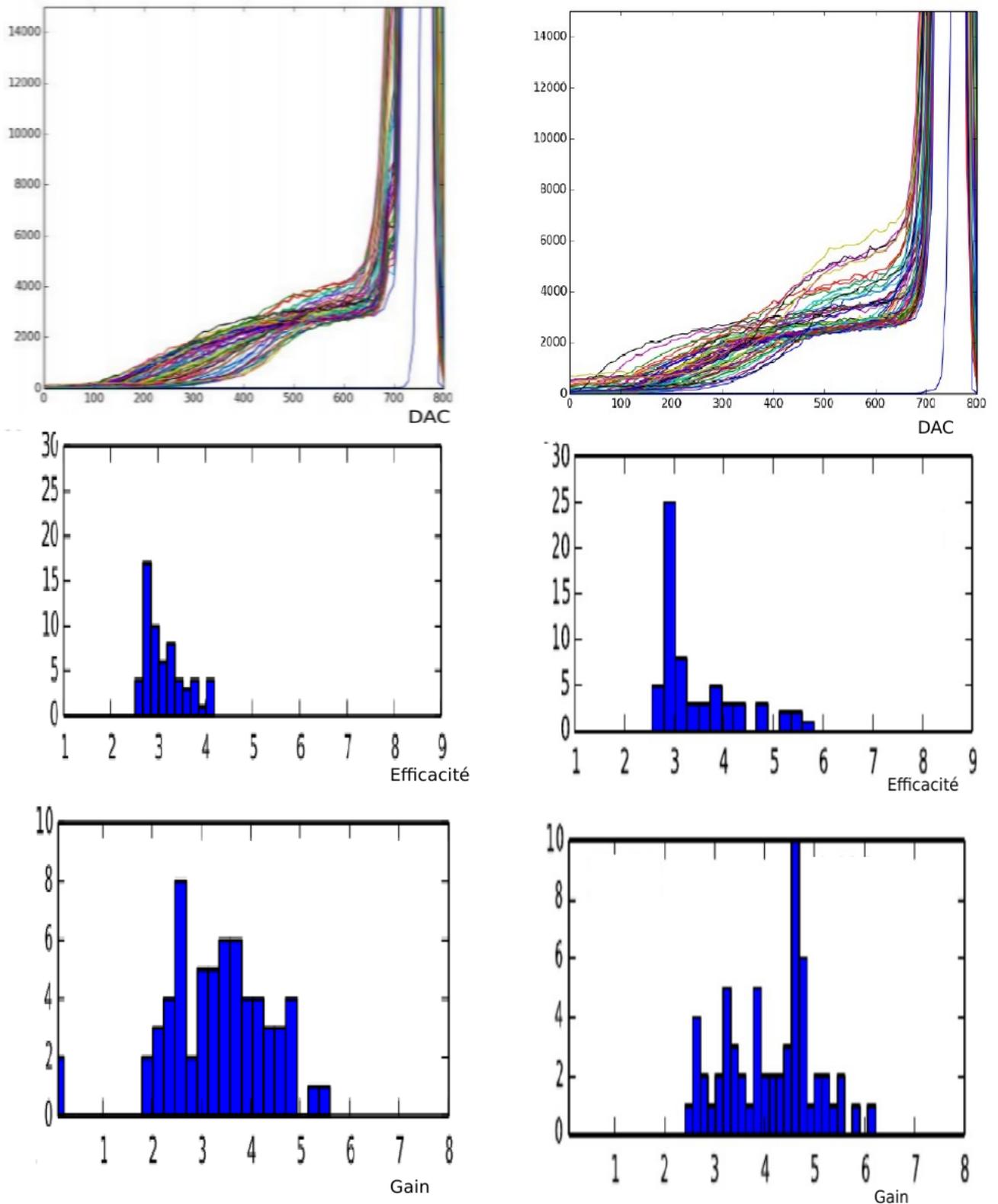


FIGURE 7.5 – Exemples de S-curves d'un PMT choisi pour EUSO-SPB (à gauche) et pour mini-EUSO (à droite). Premier rang : Les S-curves de chaque pixel du PMT ; deuxième rang : histogramme représentant les efficacités de chaque pixel ; troisième rang : gain de chaque pixel. L'efficacité, prise au DAC 600 dans les deux cas, est plus uniforme pour le PMT de gauche, qui a donc été choisi pour EUSO-SPB, que pour le MAPMT de droite qui est utilisé sur mini-EUSO.

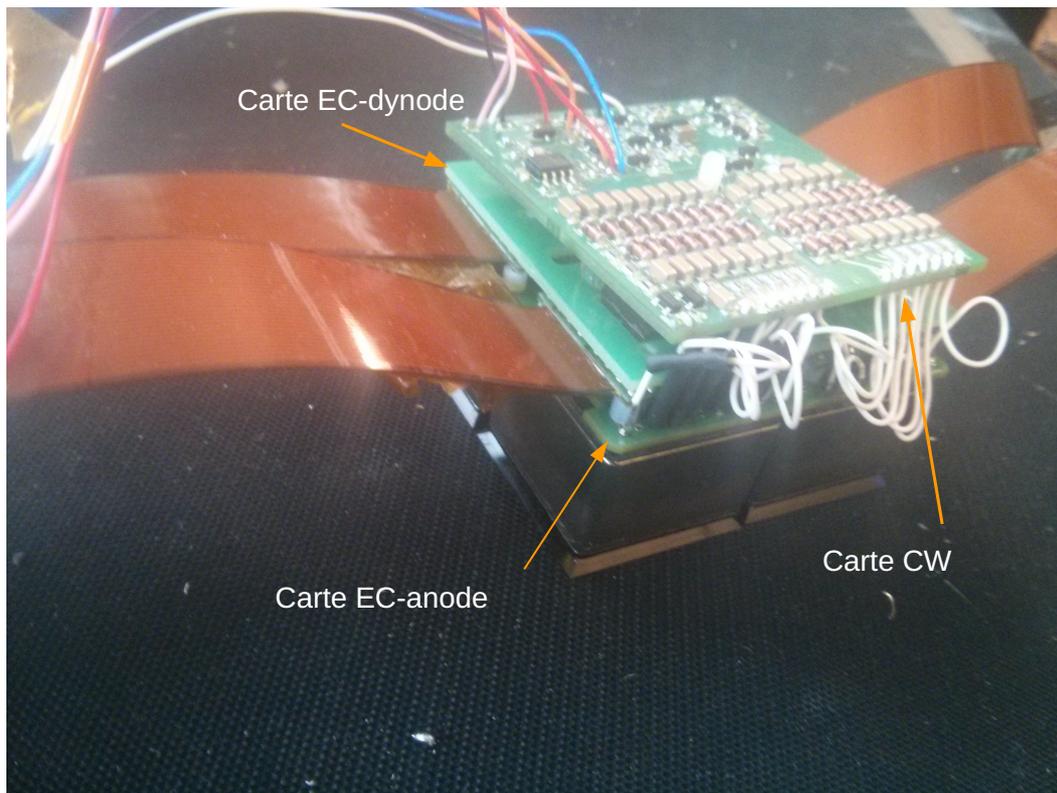


FIGURE 7.6 – Prototype de la nouvelle version de l'EC. On peut voir sur le dessus la carte CW délivrant les hautes-tensions aux MAPMT, et en-dessous les cartes EC-dynode et EC-anode.

avec de la résine afin de valider le fonctionnement des EC et la procédure de montage de Matra en prenant des S-curves avec de la lumière. Les deux prototypes étant fonctionnels, la production des EC a pu se dérouler.

Des tests préliminaires ont été réalisés à basse pression avec l'enceinte à vide de l'APC et un prototype des EC utilisées pour EUSO-SPB. On a pu ainsi montrer que les EC pouvaient être alimentés à 1100 V entre 3 et 8 mbar sans provoquer de décharge électrique.

7.2.3 Activités futures

Une fois les EC produites, le PDM d'EUSO-SPB a pu être assemblé. A l'écriture de ce manuscrit, les tests en pression et température du PDM et du DP sont en préparation, ainsi que la mesure des efficacités des pixels de la surface focale. Les différents systèmes de l'instrument doivent être envoyés à l'université Colorado School of Mines où la gondole sera complètement intégrée au système optique. Des tests "bout à bout" sont prévus sur le site d'EUSO-TA, avec la nacelle intégrée et des tirs laser afin de valider toute la chaîne de détection et l'acquisition d'événements. Ensuite, des tests de suspension de la nacelle seront réalisés au CSBF (Columbia Scientific Balloon Facility), le centre responsable des missions ballon de la NASA, au Texas. Enfin, l'instrument sera envoyé en Nouvelle-Zélande en novembre ou décembre 2016.

Chapitre 8

Estimation du nombre de gerbes de rayons cosmiques détectables par EUSO-SPB

Comme on l'a vu précédemment, l'objectif principal d'EUSO-SPB est de démontrer la capacité de l'instrument à détecter les gerbes atmosphériques produites par l'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère terrestre. Avoir une estimation préalable au vol du taux d'événements pouvant être détectés et sous quelles conditions est important afin de pouvoir juger des résultats de la mission.

J'ai donc mené une étude afin d'évaluer le nombre de gerbes pouvant être détectées par la mission EUSO-SPB. Cette étude est réalisée par des simulations numériques sur ESAF (Euso Simulation and Analysis Framework), code de simulation développé dans le cadre de la première mission EUSO portée par l'ESA, et mis à jour pour JEM-EUSO et ses prototypes. J'ai estimé l'acceptance de l'instrument en fonction de l'énergie du rayon cosmique, pour plusieurs paramètres de détecteur et de gerbes. En particulier l'influence de l'efficacité de détection du PDM a été étudiée, ainsi que l'altitude du ballon et différentes couvertures nuageuses. L'acceptance est ensuite convoluée avec le flux de rayons cosmiques afin d'obtenir un nombre d'événements sur la durée du vol.

8.1 ESAF

Les simulations ont été réalisées sur ESAF [23], un des outils de simulation et d'analyse de la collaboration JEM-EUSO. Il a été initialement développé dans le cadre de la mission ESA-EUSO, la première itération du projet EUSO sous l'égide de l'ESA. Il offre la possibilité de modéliser la détection et l'analyse d'un événement de bout en bout, du développement de la gerbe atmosphérique, du transport atmosphérique du signal produit par la gerbe et de sa détection par le système optique et électronique de l'instrument. Les algorithmes de reconstruction des caractéristiques des gerbes atmosphériques sont aussi disponibles. L'ensemble du code est organisé de façon modulaire, avec chaque bloc dédié à une fonction principale : `LightToEuso` pour la simulation des gerbes atmosphériques et le transport du signal sur l'instrument, `EusoDetector` pour la simulation complète du détecteur, ainsi que les blocs de reconstruction et d'analyse des données. L'organisation d'ESAF est illustrée en figure 8.1.

Le signal simulé par ESAF provient à la fois de la fluorescence UV et de l'effet Tcherenkov, ainsi que de leur réflexion sur le sol ou les nuages. La modélisation de la couverture

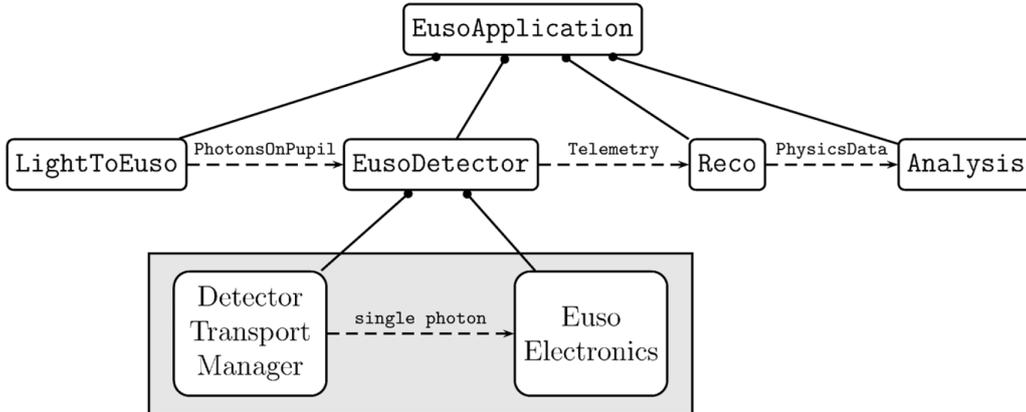


FIGURE 8.1 – Schéma illustrant le fonctionnement des différents blocs d'ESAF

nuageuse est aussi intégrée, avec le paramétrage de l'altitude et de l'épaisseur (profondeur optique) des nuages. ESAF peut aussi simuler un bruit de fond UV aléatoire d'intensité donnée en $\text{ph}/\text{m}^2/\text{sr}/\text{ns}$.

L'instrument a une pupille d'entrée d'aire $S = 1 \text{ m}^2$. Le système optique a un champ de vue de $\alpha = 11^\circ$, couvrant une surface au sol carrée de côté $a = 2H \tan(\alpha/2)$, où H , paramétrable, est l'altitude du ballon. Pour une altitude de $H = 38.5 \text{ km}$, $a \simeq 7.4 \text{ km}$. Les photons sont transmis à la photo-cathode à travers les filtres UV. Tous les effets de filtre, de pertes géométriques, ainsi que d'efficacité sont pris en compte. Les photons sont ensuite détectés par les MAPMTs, avec une efficacité donnée, et le signal passe par l'algorithme de trigger pour déterminer si l'acquisition serait déclenchée.

Simulation du trigger

Pour rappel (voir 2.3.2, le principe de base de l'algorithme du trigger est de chercher un excès de photo-électrons dans un groupe de 3×3 pixels. Si, pendant un nombre donné de GTU, le signal dans au moins un pixel atteint un seuil $n_{\text{thr}}^{\text{pix}}$, et que le signal total dans le groupe de pixels est plus important qu'un autre seuil $n_{\text{thr}}^{\text{box}}$ pendant un nombre P de GTU, représentant la persistance de l'acquisition, l'acquisition est déclenchée. Ce système de double seuil permet de rejeter à la fois le bruit de fond UV et le bruit électronique de l'instrument, dans une certaine mesure. Le seuil $n_{\text{thr}}^{\text{pix}}$ sert à détecter un signal lumineux se détachant du bruit de fond. Si le seuil est au-dessus des fluctuations du bruit de fond, celui-ci ne va pas être enregistré par l'instrument. Le seuil $n_{\text{thr}}^{\text{box}}$ permet de réduire la probabilité qu'un seul pixel ayant un excès de signal pendant un cours laps de temps, en raison de bruit électronique ou, par exemple, d'un muon engendrant du signal dans un pixel, ne déclenche d'acquisition. Le nombre P de GTU pendant lequel le signal est intégré est typiquement entre 1 et 5 GTU, et dépend du profil de la mission. Dans le cas de JEM-EUSO, qui se situe plus haut qu'une mission ballon, les gerbes traverseront la surface focale pendant un temps plus long, et donc P devra être plus important.

Pendant le vol, les seuils du trigger seront appliqués de façon automatique, en se basant sur l'observation du bruit de fond pendant les 128 GTU précédentes. Cette fonctionnalité n'étant pas implémenté dans ESAF, les seuils sont définis en fonction du bruit de fond moyen paramétré pour la simulation à partir d'une table produite par l'équipe développant

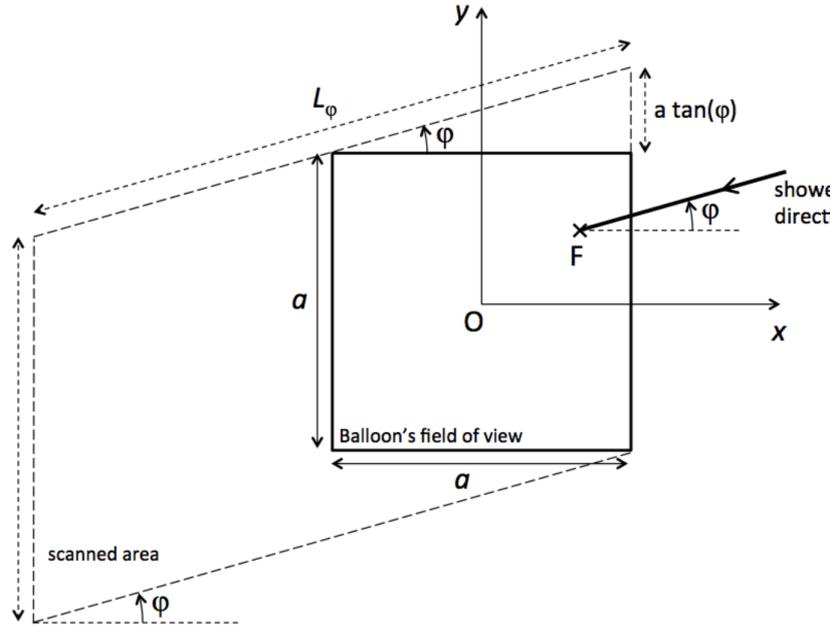


FIGURE 8.2 – Schéma représentant la méthode de balayage et la convention des axes.

l'algorithme du trigger. Leur valeur est choisie dans le but de maintenir le taux de trigger de 1^{er} niveau à moins de 20 Hz pour l'instrument en opération.

8.2 Objectifs de l'étude

Contrairement à EUSO-Balloon, l'objectif principal d'EUSO-SPB est l'observation de gerbes atmosphériques depuis le ciel. Afin que cette mission soit approuvée par l'agence de financement, ici la NASA, il fallait donc prouver que l'instrument prévu pour voler dans EUSO-SPB était capable de remplir cet objectif pendant la durée de son vol.

La simulation se devait donc d'utiliser des paramètres réalistes, le plus proche possible des conditions rencontrées en vol et des caractéristiques de l'instrument. EUSO-SPB reste un prototype, et cette mission n'est pas financée pour faire avancer la science des rayons cosmiques. Il n'y a donc pas nécessité de prédire avec précision un nombre élevé d'événements détectables pendant la mission. Il est néanmoins indispensable de montrer que les performances attendues d'EUSO-SPB et les conditions que l'instrument va rencontrer permettront d'en détecter un nombre suffisant afin de pouvoir valider les choix technologiques pour la mission JEM-EUSO.

Un paramètre longtemps resté peu connu, et pourtant essentiel, pour une détermination fiable de la capacité de détection des gerbes atmosphériques par l'instrument est le niveau du bruit de fond UV vu depuis la haute atmosphère. Le vol d'EUSO-Balloon en août 2014 a permis une première mesure du bruit de fond UV qui sera rencontré pendant l'observation des gerbes atmosphériques depuis le ciel par un instrument du projet EUSO. J'ai donc utilisé les valeurs tirées de ces observations dans la simulation du fonctionnement du trigger afin d'augmenter la fiabilité des résultats.

Les autres paramètres, comme le champ de vue et l'efficacité de détection des MAPMT, ont aussi pu être confirmés et affinés grâce au vol d'EUSO-Balloon.

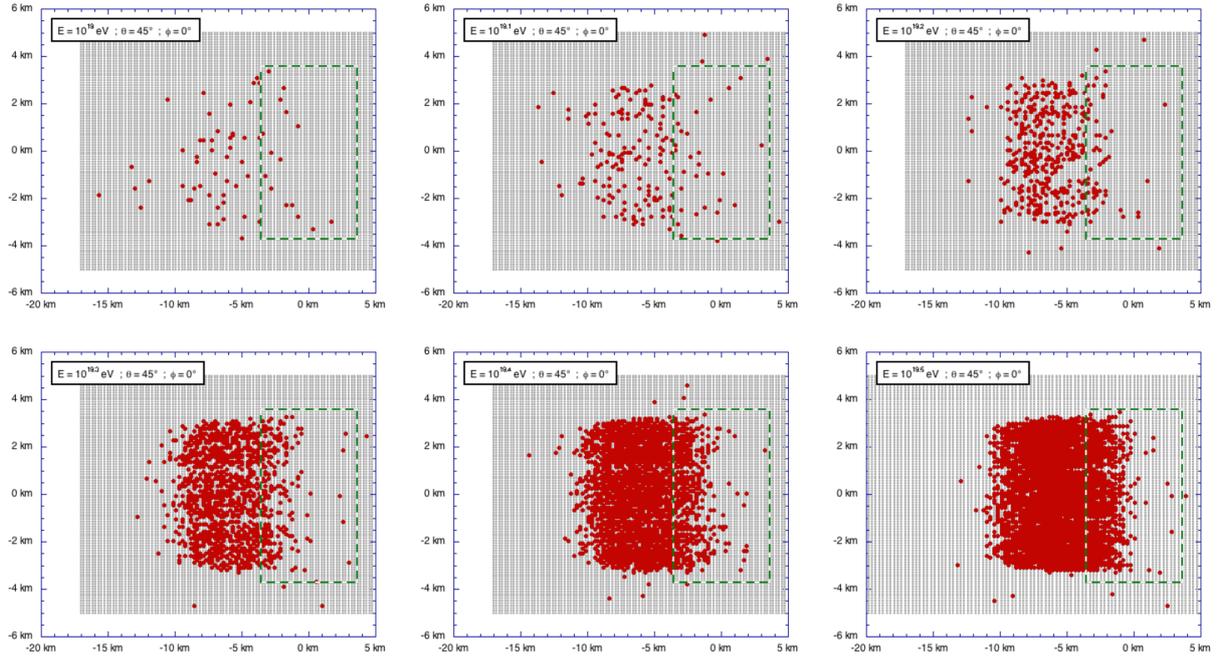


FIGURE 8.3 – Position des pieds de gerbes pour les événements détectés (en rouge) et les événements non détectés (en gris), pour des gerbes d’angle zénithal de 45° et azimutal de 0° , et d’énergies allant de $E = 10^{18.0}$ eV (en haut à gauche) à $E = 10^{18.5}$ eV (en bas à droite). Les lignes en pointillés représentent le champ de vue de l’instrument.

8.3 Stratégies de la simulation

Le but de cette étude est de caractériser l’efficacité de trigger de l’instrument en fonction de différents paramètres de gerbe, la position du pied de gerbe (point d’intersection entre l’axe de la gerbe et le sol), la direction et l’énergie de la gerbe en prenant compte de paramètres extérieurs, en particulier le bruit de fond UV.

La procédure utilisée afin de mener cette étude est la suivante. Tout d’abord, les symétries du problème sont utilisées. Comme on peut le voir sur la figure 8.2 représentant la géométrie de la simulation, l’instrument et donc l’efficacité de détection des gerbes atmosphériques présentent une symétrie de rotation suivant l’angle azimutal φ d’angle $\pi/2$. De plus, l’efficacité de trigger est symétrique par rapport à l’axe x . L’efficacité de trigger peut donc être étudiée uniquement sur des angles φ variant entre 0° et 45° . De même, l’angle zénithal varie entre 0° et 90° .

Une gerbe atmosphérique peut être détectée sans que son pied ne soit dans le champ de vue de l’instrument. Selon son angle d’incidence, une gerbe avec son maximum d’intensité dans le champ de vue peut toucher le sol bien après la surface couverte au sol par l’instrument. Pour être sûr d’inclure toutes les gerbes dans l’étude de l’efficacité de trigger, la zone balayée dans laquelle on force les gerbes à toucher le sol couvre donc une plus grande surface que ce que ne couvre le champ de vue. On commence avec les positions de pieds de gerbe sur la ligne où les gerbes pourraient déclencher l’acquisition située le plus à droite, c’est à dire à $x = a/2$. Puis on va vers les plus petites valeurs de x le long de l’axe azimutal (axe φ) jusqu’à ce que le pied de gerbe, F , atteigne la limite au-delà de laquelle les gerbes ne traversent plus le champ de vue du télescope. Cette limite dépend de l’angle zénithal θ . La surface balayée générée est représentée sur la figure 8.2 par le

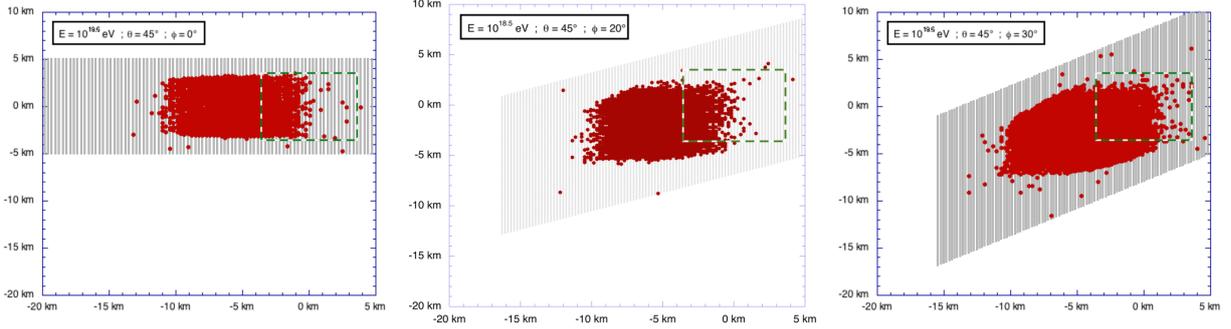


FIGURE 8.4 – Répartitions des pieds de gerbes en fonction de l’angle azimutal (0° , 20° et 40°) pour une énergie de $10^{18.5}$ eV. En rouge, les gerbes ayant été détectées, et en gris les gerbes non détectées.

parallélogramme en pointillés. Sa longueur le long de l’axe x est :

$$L_y = a(1 + \tan \varphi) \quad (8.1)$$

Pour la longueur le long de l’axe azimutal, on choisit une valeur plus faible que ce que nous dicte la géométrie seule, afin de réduire le temps de simulation, car en pratique la présence d’une relativement petite région autour du maximum de la gerbe est nécessaire pour que celle-ci soit détectée. Une exploration rapide de la zone à couvrir pour ne manquer aucune gerbe susceptible de déclencher l’instrument a conduit à la formule empirique suivante :

$$L_\varphi = a + h_0 \times \tan \theta \quad (8.2)$$

avec $h_0 = 12$ km. Une fois que la surface balayée est définie, on peut simuler les gerbes atmosphériques avec des pieds de gerbes situés aux positions (x_i, y_j) , où i et j sont compris entre 0 et $N - 1$, répartis uniformément sur la surface, suivant une grille en parallélogramme avec N pas selon chaque axe :

$$x_i = \frac{a}{2} - i \times \frac{L_\varphi \cos \varphi}{N - 1} \quad (8.3)$$

et

$$y_j = \frac{a}{2} + (x - \frac{a}{2}) \tan \varphi + j \times \frac{L_y}{N - 1}. \quad (8.4)$$

On simule $N \times N$ gerbes au total pour chaque configuration du détecteur et chaque paramètre de gerbe.

8.4 Résultats

La figures 8.3 montre la position des pieds des gerbes atmosphériques ayant été détectées par l’instrument, pour les angles $\theta = 45^\circ$, $\varphi = 0^\circ$, des énergies allant de $10^{18.0}$ eV à $10^{18.5}$ eV, une altitude $H = 38.5$ km et un bruit de fond UV à $B = 300$ ph/m²/sr/ns.

On peut voir que le nombre d’événements détectés, N_{trigg} , augmente avec l’énergie du rayon cosmique incident. Cette évolution du nombre de détections nous permet de

calculer l'efficacité de trigger pour les gerbes atmosphériques dont le maximum se trouve dans le champ de vue. La surface au sol contenant les gerbes détectées augmente aussi avec l'énergie, au-delà du champ de vue projeté, car à plus haute énergie la lumière de fluorescence émise le long de la gerbe, relativement loin du maximum, est suffisante pour être détectée au-dessus du bruit de fond. Cependant, ce type d'événements sera difficile à reconstruire. Pour calculer l'acceptance du détecteur à une certaine énergie, il faut donc déterminer la surface au sol totale dans laquelle une gerbe se développant selon une certaine direction peut être détectée, pondérée par l'efficacité de détection. Cette surface peut être appelée la surface effective du détecteur : $S_{\text{eff}}(E, \theta, \varphi)$.

Chaque position de pied de gerbe correspondant à une gerbe détectée peut être estimée ajouter à la surface effective une surface élémentaire $\Delta S = \Delta x \times \Delta y$ où

$$\Delta x = \frac{L_{\varphi} \cos(\varphi)}{N - 1}$$

et

$$\Delta y = \frac{L_y}{N - 1}$$

Cela revient à considérer que toute gerbe ayant un pied dans cette surface déclencherait le trigger. Si le nombre N^2 de gerbes générées par la simulation est assez important, c'est-à-dire si le pas au sol est suffisamment petit, la surface élémentaire δS est assez petite pour que cette considération soit raisonnable, c'est-à-dire qu'elle conduise bien en moyenne à la surface totale effective. Le pas est donc suffisamment petit pour qu'il n'y ait pas besoin de tirer plusieurs gerbes pour chaque position. On a estimé que cette méthode engendre une erreur systématique d'environ 10 %. Il faudrait faire une étude plus poussée pour avoir une valeur plus précise de l'erreur, mais compte tenu des autres incertitudes présentes dans les simulations, une meilleure estimation de l'erreur statistique n'apportera pas beaucoup de précision sur le nombre final du taux d'événements détectés.

La surface effective totale pour des gerbes d'une énergie et de direction incidente données est donc :

$$\Delta S_{\text{eff}}(E, \theta, \varphi) = N_{\text{trigg}} \times \Delta x \times \Delta y \quad (8.5)$$

Dans la figure 8.4 on montre la dépendance azimutale de la position des événements enregistrés, pour des rayons cosmiques d'énergie $E = 10^{18.5}$ eV, d'angle zénithal $\theta = 45^\circ$, et d'angle azimutal $\varphi = 0^\circ, 20^\circ$ et 30° (de gauche à droite). À de tels énergies, où l'efficacité locale de détection est proche de 1, la surface effective de détection est la coupe transversale horizontale du champ de vue de l'instrument au niveau du maximum de gerbe, projetée sur le sol le long de l'axe de la gerbe.

8.5 Considérations sur les incertitudes et le bruit de fond simulé

8.5.1 Source d'incertitudes

De nombreux facteurs influencent l'estimation fournie par la simulation. Une approche conservatrice est alors employée, afin de s'assurer que le taux d'événements attendu est, a priori, une valeur à minima et que le taux réel a de grandes chances d'être supérieur.

Tout d'abord, l'utilisation même d'ESAF engendre des incertitudes sur les résultats. ESAF est l'outil de simulation habituel utilisé par la collaboration. Il n'y a pas de raison

de manquer de confiance en la capacité d'ESAF à simuler la création et la propagation des gerbes atmosphériques, ainsi que leur détection, toutefois la simulation n'ayant jamais été vérifiée par une expérience réelle, son degré de fiabilité n'est pas connu précisément. Cependant cet outil a été utilisé de façon intensive par de nombreuses équipes pour d'autres études concernant JEM-EUSO, dont les résultats ont été montrés en très bon accord qualitatif avec ceux obtenus par le code SAITAMA, un autre outil de simulation développé de manière indépendante par une autre équipe de la collaboration.

Notre procédure de balayage engendre aussi une certaine incertitude. Pour minimiser les erreurs lors du balayage par les pieds de gerbes de la surface observée par l'instrument, nous avons généré un grand nombre de gerbes par unité de surface. Or, une gerbe est injectée par élément de surface d'ordre 100×100 m dans notre étude. Néanmoins, en raison de la taille de la boîte dans laquelle le trigger mesure la quantité de signal, ces effets sont relativement moyennés. On peut estimer l'erreur introduite par le balayage à environ 10%.

Les deux sources d'incertitudes déjà énoncées peuvent influencer sur les résultats dans les deux sens. En revanche, les paramètres instrumentaux choisis pour les simulations sont entièrement sous notre contrôle. Ils possèdent aussi la plus grande influence, avec les conditions extérieures du vol, sur le taux d'événements, comme on va le voir dans la suite. Le paramètre le plus important est l'efficacité totale de l'instrument. Dans ESAF, le système optique n'est pas complètement modélisé, en particulier la PSF (Point Spread Function) n'est pas implémentée. L'efficacité prend donc la forme d'un paramètre global, incluant l'efficacité optique et l'efficacité de détection des pixels de la surface focale. L'efficacité optique est paramétrée "en dur" dans le code avec une valeur de 0.6, et ne peut pas être modifiée. La modulation de l'efficacité globale se fait donc au niveau des valeurs de l'efficacité des MAPMT qui seront définis à 0.12 et 0.06. Ces valeurs sont assez pessimistes, les résultats préliminaires des mesures d'efficacité du PDM d'EUSO-SPB montrent plutôt des valeurs autour de 0.25.

Les conditions de vol sont difficiles à prédire, d'autant plus que leur influence sur les résultats est aussi très forte. L'altitude du ballon aura une influence à la fois sur le rapport signal sur bruit et sur le nombre de gerbes passant dans le champ de vue. Une hauteur de vol plus faible rapprochera l'instrument de l'altitude à laquelle les gerbes atmosphériques se développent. Ceci va permettre de mieux les séparer du bruit de fond, et de baisser le seuil de détection en énergie. Compte tenu de la décroissance rapide du flux de rayons cosmiques, ceci conduit à l'accroissement du nombre de gerbes observables. Cependant le volume d'atmosphère observé sera réduit, et le flux global des rayons cosmiques passant dans le champ de vue sera réduit par simple effet géométrique.

Enfin, pour déterminer le nombre de rayons cosmiques détectés, l'acceptance de l'instrument sera convoluée avec le spectre mesurée par l'observatoire d'Auger, qui présente lui aussi des incertitudes. Si la valeur du flux lui même est mesuré avec une grande précision, l'échelle en énergie est sujette à une incertitude de l'ordre de 10 à 15 %. La comparaison avec TA semble indiquer que l'échelle d'énergie d'Auger est plutôt sous-estimée, de sorte que les résultats de la convolution seront là aussi conservatifs. Le flux réel pourrait être jusqu'à 1.6 fois plus important si l'échelle d'énergie réelle se situe 15 % plus haut que celle d'Auger.

8.5.2 Le bruit de fond

Les valeurs du bruit de fond utilisées dans les simulations ont pour origine les données du vol d'EUSO-Balloon. Les résultats du premier vol ont permis d'avoir une estimation sur le bruit de fond dans deux cas différents : par temps dégagé et avec couverture nuageuse. Le vol ayant duré une seule nuit, les autres paramètres sont restés constants : la mission s'est déroulée pendant une nuit sans Lune, donc avec un niveau de bruit de fond généralement faible, et la surface survolée est principalement constituée de forêts.

Le niveau du bruit de fond va avoir une grande influence sur la détection des gerbes, principalement à basse énergie, en dessous de 10^{18} eV. Dans ces gammes d'énergies, le flux de lumière de fluorescence émis par les gerbes s'approche du flux du bruit de fond, dont les fluctuations vont grandement gêner la séparation entre le signal et le bruit. Même les gerbes qui seront détectées seront difficilement reconstituables. L'intensité va dépendre de deux facteurs principaux : la présence de la Lune et la couverture nuageuse sous le champ de vue de l'instrument.

L'influence de la Lune dépend bien sûr de ses phases et du temps qu'elle reste au dessus de l'horizon. En considérant une durée de vol de plus d'un mois, en choisissant une date de lancement optimale, on pourra bénéficier de deux phases de nouvelle Lune, et donc d'un plus grand nombre de nuits sombres.

8.6 Estimation de l'acceptance et du taux d'événements pendant le vol

En combinant les surfaces effectives à plusieurs angles zénithaux et azimutaux, on obtient l'acceptance en km^2sr en fonction de l'énergie, pour un bruit de fond et une altitude donnés :

$$\mathcal{A}(E; B, H) = \int \int S_{\text{eff}}(E, \theta, \varphi; B, H) \cos \theta \, d\Omega = \int_{\theta=0}^{\pi/2} \int_{\varphi=0}^{2\pi} S_{\text{eff}}(E, \theta, \varphi; B, H) \cos \theta \sin \theta \, d\theta d\varphi. \quad (8.6)$$

On peut définir la quantité $\Sigma_{\text{eff}} \equiv 2\pi \langle S_{\text{eff}} \rangle \cos \theta$, où $\langle S_{\text{eff}} \rangle$ est la valeur de S_{eff} moyennée sur l'angle azimutal, l'acceptance peut être écrite ainsi :

$$\mathcal{A}(E) = \int_0^1 \Sigma_{\text{eff}}(E, \cos \theta) \, d \cos \theta. \quad (8.7)$$

Cette quantité, qui peut être appelée l'acceptance différentielle, représente l'acceptance effective pour une détection de gerbe atmosphérique "par unité de $\cos \theta$ ". Elle donne aussi la distribution attendue des événements en fonction de l'angle zénithal. Son intégrale sur $\cos \theta$ donne l'acceptance totale du détecteur. Les résultats sont donnés figure 8.5 pour une altitude de 38 km, et en cas d'absence de nuage, c'est-à-dire avec un bruit de fond de 370 $\text{ph}/\text{m}^2/\text{sr}/\text{ns}$, le niveau enregistré par EUSO-Balloon dans des conditions similaires. Les résultats sont affichés à partir d'une acceptation d'environ $10 \text{ km}^2\text{sr}$ ce qui correspond à une efficacité de trigger d'environ 20 %. En-deçà, il est estimé que les gerbes, même si elles peuvent être détectées, seront de trop mauvaise qualité pour être exploitables, car fondues dans le bruit de fond UV. Elle ne sont donc pas prises en compte dans l'étude.

Les efficacités sont exprimées sous la forme [efficacité du détecteur \times efficacité optique], car c'est bien leur produit qui influence l'efficacité de détection de l'instrument. On peut remarquer sur cette figure une variation de la dépendance de l'angle zénithal

8.6. ESTIMATION DE L'ACCEPTANCE ET DU TAUX D'ÉVÉNEMENTS
PENDANT LE VOL

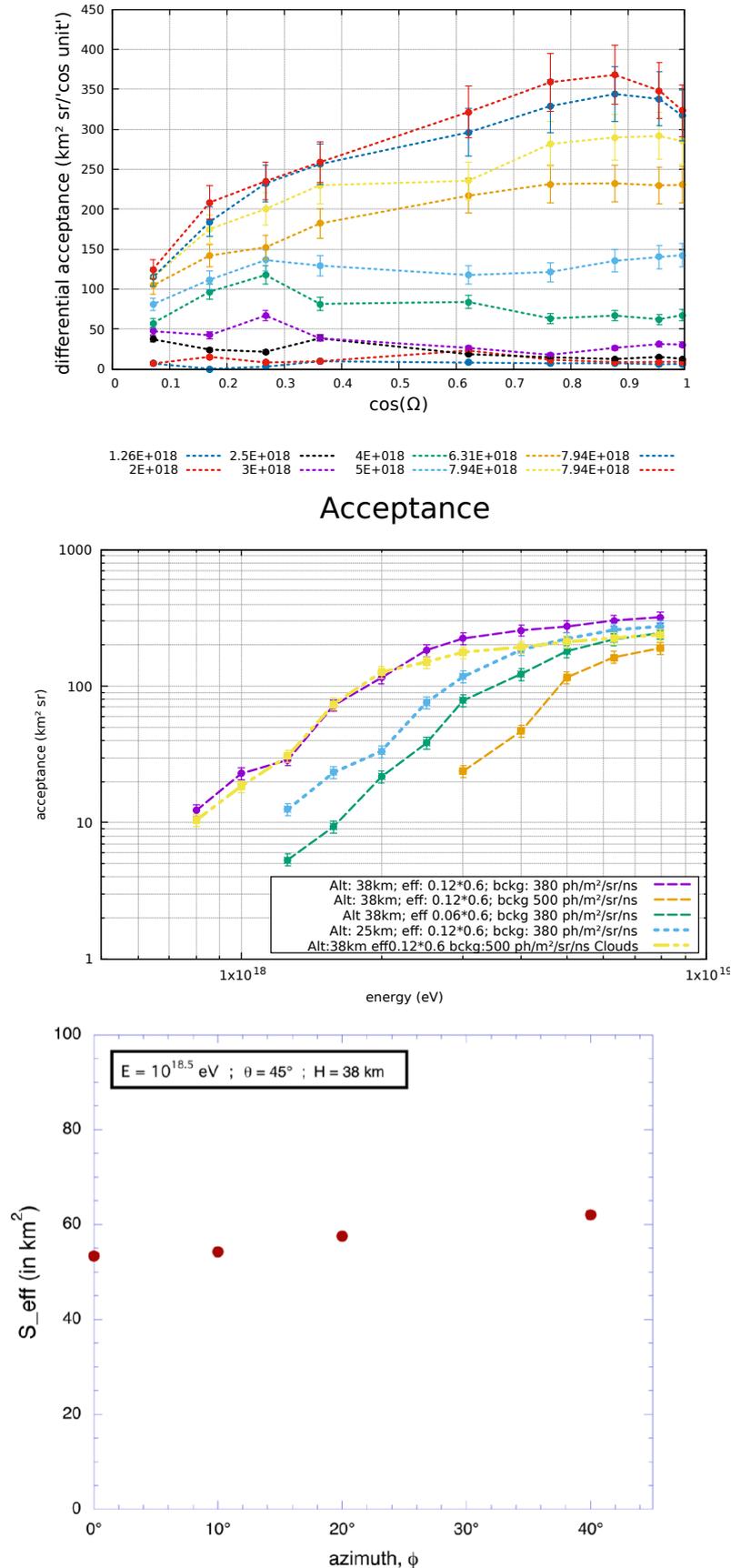


FIGURE 8.5 – Haut : acceptance différentielle en fonction du cosinus de l'angle zénithal pour différentes énergies, pour une efficacité de 0.12×0.6 . Au centre, acceptance en fonction de l'énergie pour différentes conditions (altitude, efficacité, bruit de fond UV et présence de nuages), voir légende. Bas : dépendance de la surface effective avec l'angle

avec l'énergie. En effet, les gerbes horizontales doivent traverser une quantité plus importante d'atmosphère, et se seront donc développées avant d'entrer dans le champ de vue d'EUSO-balloon.

On peut voir sur la figure l'effet sur l'acceptance qu'a d'une part l'efficacité de détection de chaque pixel, et d'autre part l'augmentation du bruit de fond.

On peut remarquer que l'augmentation du bruit de fond, comme dans le cas d'une nuit éclairée par la Lune, a une influence importante sur la capacité de l'instrument à détecter les gerbes atmosphériques, coupant tout le flux à basse énergie. L'efficacité de détection des pixels individuels, agissant à la fois sur le signal de la gerbe et sur le bruit de fond, a un effet moins marquant. Cependant le rapport signal sur bruit s'en trouve tout de même dégradé, la courbe d'acceptance étant décalée vers les hautes énergies, ce qui est équivalent à l'augmentation du seuil de détection en énergie. Avoir un instrument ayant à la fois une bonne efficacité optique et électronique est donc important pour le succès scientifique de la mission.

Sur la figure 8.5, la courbe en jaune montre l'acceptance dans le cas où la surface observée est complètement couverte de nuages. On peut remarquer que, malgré le niveau de bruit de fond plus élevé, l'acceptance à basse énergie est du même niveau qu'avec un bruit de fond plus faible. Les nuages agissent sur deux facteurs de la capacité de détection de l'instrument. D'une part, comme le premier vol d'EUSO-Balloon l'a confirmé (voir chapitre 5), les nuages ont un albédo plus important que le sol, faisant augmenter le bruit de fond d'environ un facteur deux. Ceci aura pour conséquence de fortement diminuer la capacité de détection des gerbes à basse énergie. À l'inverse, en plus du bruit de fond, l'augmentation de la réflectivité de la surface observée favorise aussi la réflexion Tcherenkov. Comme on peut le voir sur la figure 8.6, un pic de grande intensité domine le flux reçu par l'instrument. Ce pic correspond à la réflexion Tcherenkov sur les nuages. Le flux provenant de la réflexion Tcherenkov sera donc plus important, ce qui augmentera la probabilité de détection. Cependant, ce type d'événements sera plus compliqué à reconstruire, car même si la réflexion Tcherenkov est détectée, la trace risque de ne pas être assez intense pour ressortir du bruit de fond. L'algorithme de trigger étant prévu pour garder le signal enregistré pendant 50 GTU avant l'événement déclencheur, ce type d'événements pourra bénéficier d'une analyse au sol afin d'estimer plus précisément la contamination du signal de la trace par le bruit.

Pour comparaison, la figure 8.7 montre le même type d'événements mais sans nuages. La gerbe a plus de temps pour se développer, et le pic de fluorescence est donc plus important par rapport au pic Tcherenkov. La gerbe passe bien par un maximum avant de voir son flux diminuer. Le pic Tcherenkov est ici à peine enregistré par l'instrument (voir partie verte de l'histogramme en haut de la figure).

L'exposition totale du ciel pour un vol de l'instrument est obtenue en intégrant l'ouverture sur le temps, en prenant en compte le niveau du bruit de fond $B(t)$ et l'altitude $H(t)$, ainsi que le cycle utile, excluant les périodes où la détection des gerbes est impossible, à cause des lumières artificielles au sol, de la réflexion de la lumière de la Lune, et bien évidemment du Soleil :

$$\mathcal{E}_{\text{tot}}(E) = \int_{\text{flight}} \mathcal{A}(E; B(t), H(t)) \delta_{\text{op}}(t) dt, \quad (8.8)$$

où $\delta_{\text{op}}(t)$ est une fonction décrivant le statut (on/off) de l'instrument au temps t .

On peut ensuite calculer une estimation du nombre de détections de rayons cosmiques attendu pendant le vol d'EUSO-SPB avec l'exposition cumulée pendant le vol :

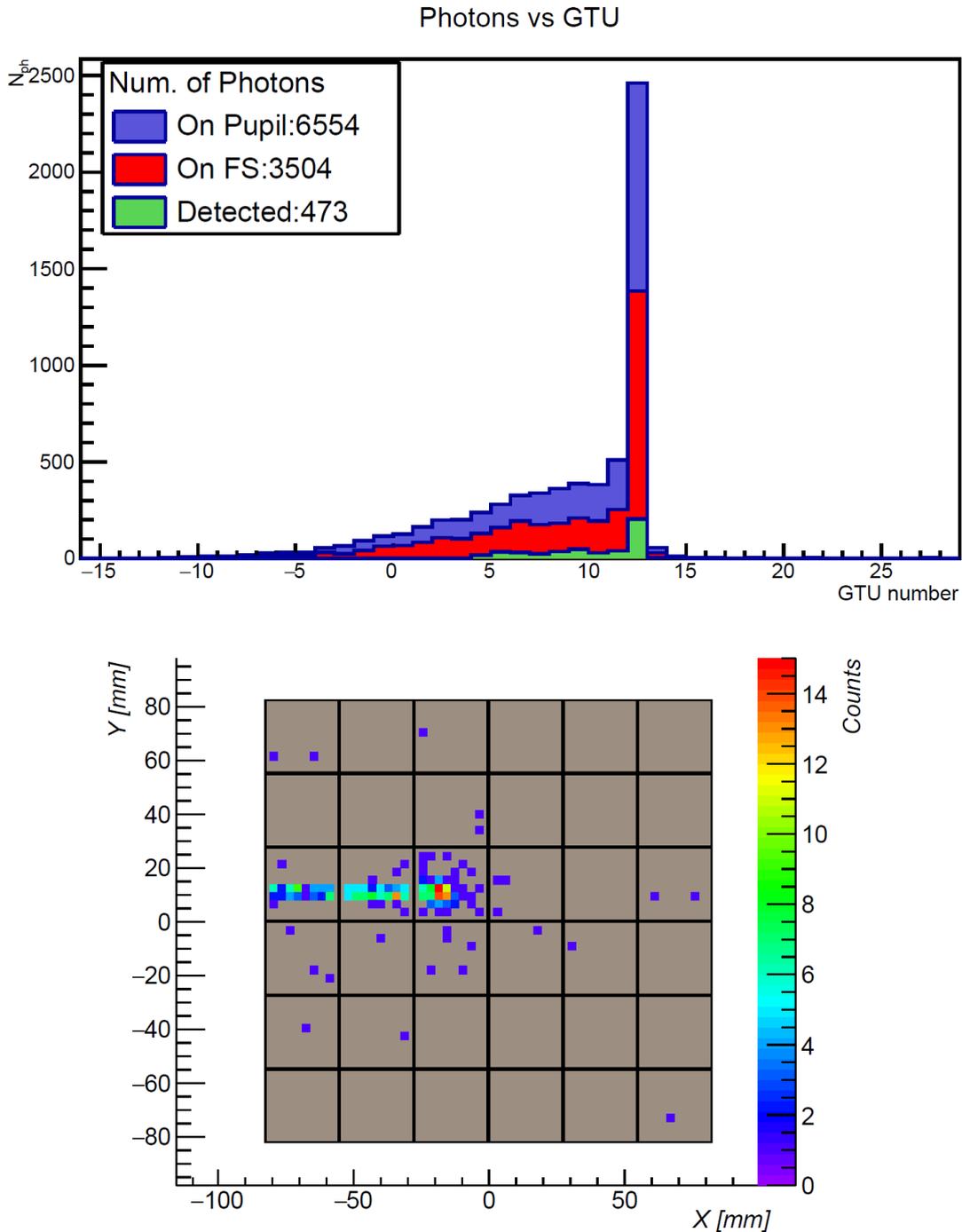


FIGURE 8.6 – Gerbe atmosphérique d'énergie $E = 10^{18.5}$ en cas de nuage. En haut, histogramme représentant le nombre de photons ayant atteint respectivement la première lentille, la surface focale, puis ayant été détectés en vert. En bas le signal sommé sur le nombre de GTU durant lesquelles la gerbe est passée dans le champ de vue. Le bruit de fond n'est pas représenté.

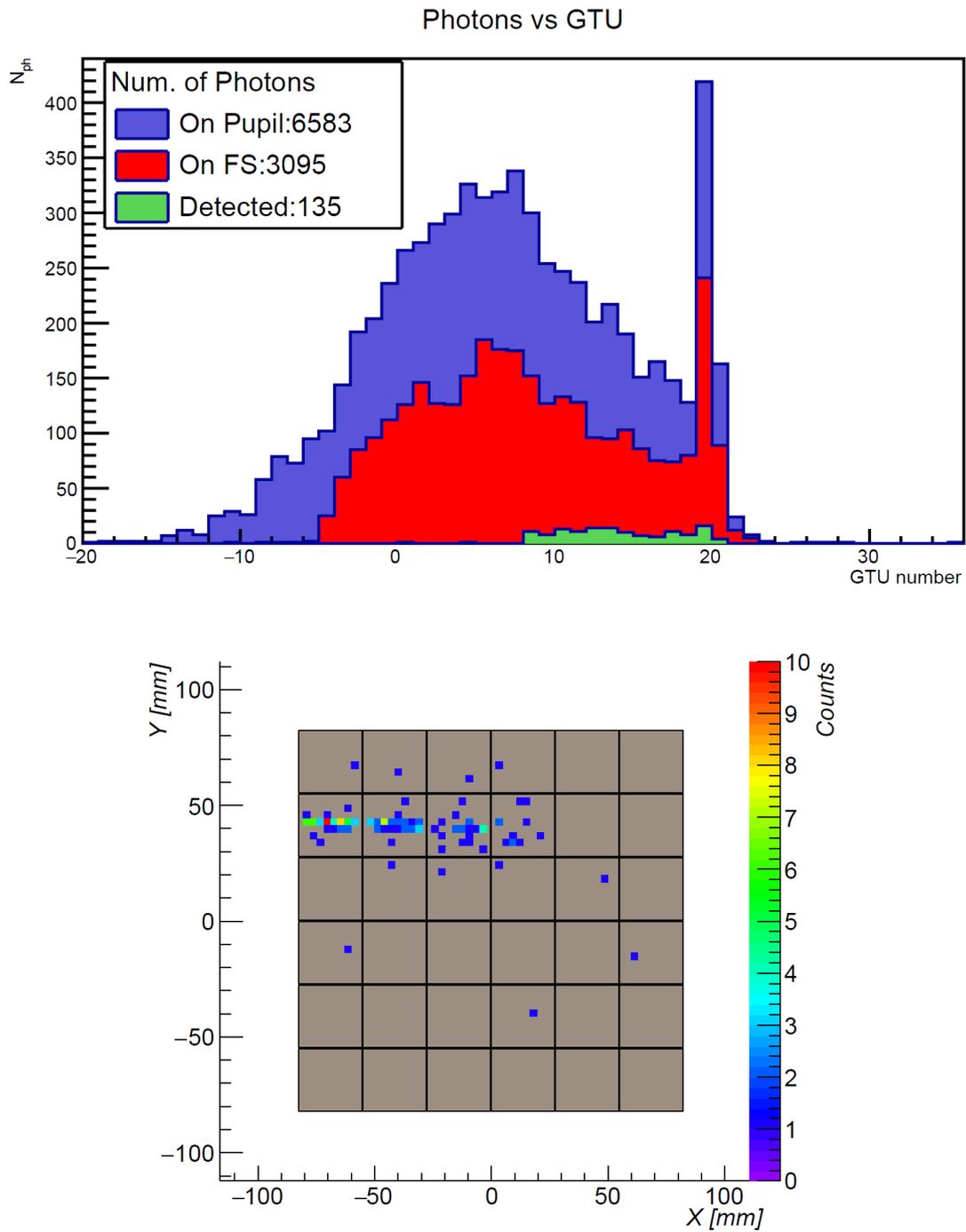


FIGURE 8.7 – Mêmes figures que 8.6, mais cette fois-ci sans nuage.

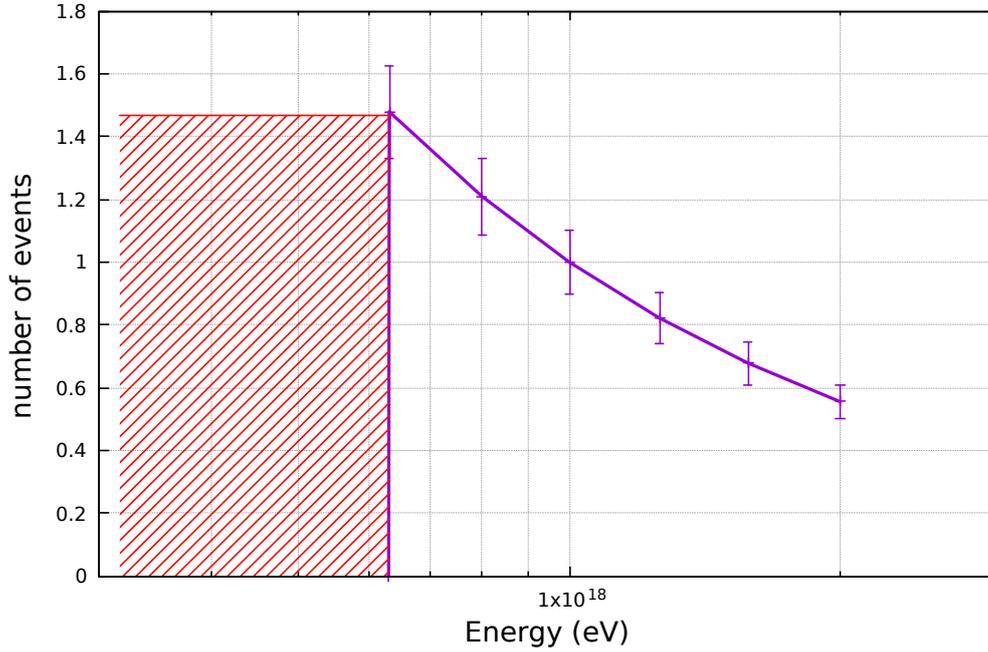


FIGURE 8.8 – spectre en énergie du flux de rayons cosmiques détecté par l’instrument pendant un vol d’une semaine, avec un bruit de fond de 380 ph/m²/sr, à une altitude de 38 km. La partie grisée représente la gamme d’énergie où les rayons cosmiques n’ont pas été pris en compte dans l’estimation du taux d’événement en raison de leur énergie trop faible.

$$N_{\text{CR}} = \int \mathcal{E}(E) \times \Phi(E) dE, \quad (8.9)$$

où $\Phi(E)$ est le flux différentiel de rayons cosmiques, en $\text{eV}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}$.

Pour cette estimation, on utilise le spectre moyen basé sur les mesures d’Auger [80]. Une approximation de la convolution entre l’exposition et le spectre d’Auger peut se faire de façon analytique. Au delà de 2 EeV, le flux de rayons cosmique diminue très rapidement, de sorte que le nombre de ce type d’événements attendu pendant un vol de quelques semaines est très faible. Comme il a été dit, il ne sera probablement pas possible de reconstruire la plupart des événements à basse énergie. Pour une estimation conservatrice du taux d’événement, il est donc raisonnable de se limiter à la gamme d’énergie entre 0.6 et 2 EeV.

Dans cette gamme, l’acceptance peut donc être ajustée par une loi de puissance :

$$\mathcal{A}(E) \approx A_0 E^\alpha \quad (8.10)$$

avec $A_0 = 20 \text{ km}^2\text{sr}$ et E en EeV. D’après la figure 8.5, si on prend le cas de l’acceptance à 38 km, avec un bruit de fond de 380 ph/m²/sr et une efficacité du détecteur de 0.12×0.06 , l’équation 8.6 nous donne $\alpha \approx 2.32$.

Le flux d’Auger peut être exprimé ainsi :

$$\phi_{\text{Auger}}(E) = \phi_0 E^{-\beta} = 48 E^{-3.17} \text{ EeV}^{-1} \cdot \text{km}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{yr}^{-1} \quad (8.11)$$

CHAPITRE 8. ESTIMATION DU NOMBRE DE GERBES DE RAYONS
COSMIQUES DÉTECTABLES PAR EUSO-SPB

Type de nuages	pourcentage de présence
Nuages à basse altitude (h=2 km)	(37 ± 6)%
Nuages à moyenne altitude (5 km)	(25 ± 4)%
Nuages haute altitude (10 km)	(15 ± 2)%
Ciel dégagé	(23 ± 7)%

TABLE 8.1 – Temps de présence des différents types de nuages

Altitude (km)	Bruit de fond (ph/m ² /sr/ns)	Efficacité totale	Présence de nuages	nombre d'événements détectés par nuit
38	373	0.07	/	1.2
38	500	0.07	/	0.2
38	373	0.04	/	0.5
38	500	0.07	✓	0.8
25	373	0.07	/	0.3

TABLE 8.2 – Tableau résumant le nombre d'événements détectés par nuit dans plusieurs conditions de vol.

On peut donc calculer le taux différentiel de détection de la mission ballon dans ces conditions en convoluant le spectre d'Auger avec l'acceptance :

$$\mathcal{A}(E) \times \phi(E) = KE^{\alpha-\beta} \approx 960E^{-0.85} \text{ EeV}^{-1}.\text{yr}^{-1} \quad (8.12)$$

avec E en EeV.

Pour une nuit de 8 heures, le taux de détection est donc :

$$\mathcal{A}(E) \times \phi(E) = KE^{\alpha-\beta} \approx 960E^{-0.85} \text{ EeV}^{-1}.\text{yr}^{-1}. \quad (8.13)$$

Cette estimation est représentée en figure 8.8. Cette opération illustre l'effet de coupure à haute énergie du spectre. Le taux d'événements augmente à basse énergie (avant de retomber à zéro au dessous du seuil de détection) mais en raison de l'incertitude sur la faisabilité de leur reconstruction, ils ne sont pas pris en compte en dessous de 0.6 EeV.

Les résultats de ces calculs sont présentés dans le tableau 8.2. Pour avoir une estimation du nombre d'événements détectés sur une longue période, typiquement un mois, on estime quelle proportion de nuits sombres, éclairées par la Lune, avec ou sans nuages (voir tableau 8.1), etc, le ballon va rencontrer pendant la mission. La zone survolée pendant le vol de SPB-Balloon est réputée pour être souvent couverte, le nombre de nuits sans nuage et sans Lune n'est donc pas optimal. On peut cependant estimer qu'une dizaine d'événements, voir plus si l'efficacité de détection des pixels est plus importante que la valeur conservatrice utilisée dans la simulation, pourront être détectés par une mission ballon pendant un mois.

Une étude a été réalisée par l'équipe responsable du trigger sur l'influence de la durée de la GTU, l'unité temporelle d'acquisition, sur l'efficacité de détection. En effet, la persistance du signal, c'est-à-dire le temps que le signal de la gerbe reste dans la "boite" de 3 × 3 pixels de l'algorithme de trigger, est inférieur à 2.5 μs, temps de la GTU actuellement. Il s'est avéré que le nombre d'événements détecté semble augmenter avec la réduction de la GTU. Ce résultat n'est pas surprenant, car diminuant la durée de la GTU, on limite

la quantité de bruit de fond mesuré pendant la fenêtre d'acquisition tout en gardant le même signal. Le rapport signal sur bruit s'en trouve donc renforcé. Sachant que L'ASIC SPACIROC ne peut pas fournir de GTU inférieure à 1.6 μ s, on peut en déduire qu'une GTU d'environ 2 μ s serait optimale pour l'efficacité de détection de l'instrument. Cependant, il reste des tests à faire sur ce cas, en particulier sur le taux de faux positifs dus au bruit de fond. De plus, implémenter une modification aussi importante dans l'instrument sans faire de tests approfondis est risqué, et il n'y aura probablement pas assez de temps pour réaliser ces tests avant le vol de SPB-Balloon.

8.7 Conclusion

Cette étude a permis d'estimer le nombre de gerbes atmosphériques qu'on peut s'attendre à détecter pendant le vol de SPB-Balloon. J'ai trouvé qu'un taux d'environ 10 événements par mois est raisonnable. Le nombre d'événements qu'on va pouvoir observer pendant le vol complet peut être plus important, la NASA espère pouvoir effectuer un vol d'une centaine de jour. De plus, un certain nombre de paramètres utilisés dans cette simulation sont délibérément choisis de manière conservatrice. En effet, les valeurs utilisées pour l'efficacité de détection par pixel sont plutôt pessimistes. Elles se basent sur les données d'EUSO-Balloon, dont les optiques et les MAPMT ont été moins bons que ce à quoi on peut s'attendre pour EUSO-SPB. On tentera d'optimiser le nombre de nuits noires en lançant le ballon au moment opportun par rapport aux phases de la Lune, et ainsi avoir plusieurs période de nouvelle Lune correspondant à un niveau de bruit de fond plus faible.

Néanmoins, les résultats de cette simulation ont été jugés suffisamment positifs pour que la NASA approuve le projet et finance le vol en ballon stratosphérique en avril 2017. La mission EUSO-SPB devrait donc être la première mission à observer les gerbes atmosphériques depuis le ciel par la technique de fluorescence.

Conclusion

Depuis leur découverte il y a un siècle, l'observation des rayons cosmiques a fait de nombreux progrès, et les connaissances sur leur spectre et leur composition se sont précisées. Cependant, leur origine, en particulier aux énergies les plus importantes, reste inconnue. Les observations réalisées par les observatoires au sol actuels, comme l'observatoire Pierre Auger et Telescope Array, manquent de statistique pour conclure quant à leur nature et leur source d'émission.

On a vu que la détection spatiale des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie avec JEM-EUSO est un bon moyen pour augmenter la statistique à ultra-haute énergie. En effet, grâce à un champ de vue important et à la haute altitude des missions spatiales, le volume d'atmosphère observé est beaucoup plus important que pour les observatoires au sol. L'acceptance annuelle serait ainsi environ 10 fois supérieure pour JEM-EUSO que pour l'observatoire Pierre Auger. De plus, étant en orbite autour de la Terre, JEM-EUSO sera capable d'observer tout le ciel avec les mêmes incertitudes systématiques et une couverture uniforme. Avec les performances prévues pour JEM-EUSO, l'identification des sources des RCUHE serait possible.

En attendant la conception de la mission principale, le projet JEM-EUSO s'est doté de nombreux démonstrateurs. L'un d'eux, EUSO-Balloon, est au centre du travail de thèse que j'ai effectué durant les trois dernières années à l'APC. J'ai ainsi activement participé à la conception, le lancement, et l'analyse des résultats technologiques de l'instrument. EUSO-Balloon a été lancé par l'agence spatiale française, le CNES, la nuit du 24 Août 2014 pour un vol de 8 heures, depuis la base de lancement de ballons de Timmins, au Canada. L'instrument a pu mesurer le signal UV émis et réfléchi par différents types de surfaces, des forêts, lacs, ainsi que par les nuages. EUSO-Balloon a aussi pu observer des simulations de gerbes atmosphériques produites par un système de lampes et de laser embarqué par hélicoptère.

J'ai donc pris part à l'assemblage, l'intégration et aux tests du PDM, le sous-système central de l'instrument. On a pu montrer qu'une calibration de l'efficacité des MAPMT à moins de 5 % d'erreur est possible. Une telle précision est importante d'une part pour la mesure du signal UV par EUSO-Balloon, mais surtout pour la reconstruction précise des caractéristiques des gerbes atmosphériques pour les futures missions.

Après le vol, l'instrument a pu être récupéré et remis en état. Plusieurs campagnes de mesures ont été réalisées afin de développer de nouvelles technologies, aussi bien matérielles que logicielles, pour les prochaines missions en se basant sur les retours technologiques du vol d'EUSO-Balloon. J'ai participé aux tests sur une nouvelle version de l'algorithme de trigger qui permet de mieux prendre en compte la variation de l'efficacité des pixels de la surface focale. J'ai également pris part à une campagne d'observation sur EUSO-TA qui a permis de confirmer le fonctionnement du prototype du GLS, le système de calibration en vol depuis le sol de JEM-EUSO.

Le succès du premier vol a amené à l'élaboration d'une seconde mission en ballon stra-

atmosphérique : EUSO-SPB. Il s'agit d'un vol long pouvant durer plusieurs semaines, et dont le principal objectif est la détection de gerbes atmosphériques depuis la stratosphère. Pour cela l'algorithme de trigger sera implémenté dans le PDM. L'instrument sera similaire à celui du premier vol, avec quelques améliorations au niveau de l'électronique d'acquisition de données, et au niveau de la nacelle pour s'adapter à un vol aussi long. SPB-Balloon sera lancé par le CSBF, la division ballon de la NASA.

Dans le cadre du projet SPB-Balloon, j'ai mené l'étude du nombre d'événements détectables pendant un vol de l'instrument de quelques semaines. L'étude a été réalisée en calculant l'acceptance de l'instrument en fonction de plusieurs paramètres de vol et plusieurs caractéristiques de l'instrument par des simulations de gerbes atmosphériques à plusieurs énergies. J'en ai conclu que pour un vol d'un mois, une dizaine d'événements, essentiellement entre 10^{18} et $10^{18.7}$ eV devrait être détectables par EUSO-SPB, en fonction de la couverture nuageuse. Ces résultats ont permis la validation de la mission par la NASA.

Le succès de la mission EUSO-Balloon a permis d'ouvrir la voie à de nombreux autres démonstrateurs. Les technologies clés du projet sont mieux maîtrisées, et les choses sont en bonne voie pour mener à bien le projet EUSO, et ainsi ouvrir une nouvelle étape de l'astrophysique des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie.

Annexe A

Tri des MAPMT

Les MAPMT ont besoin d'être triés entre eux, en particulier lors de l'assemblage du PDM d'EUSO-SPB où 100 MAPMT ont été reçus à l'APC. Ceux-ci ont été répartis entre les deux instruments EUSO-SPB et mini-EUSO, chacun nécessitant 36 MAPMT auxquels s'ajoutent au moins 4 MAPMT afin d'avoir une EC de rechange pour chaque instrument, dans le cas où une des EC deviendrait non-fonctionnelle.

A.1 Critères de tri

Le tri s'est effectué selon deux critères qualitatifs : le gain moyen relatif des MAPMT et la dispersion de l'efficacité des pixels au sein de chaque MAPMT.

Le gain, qui représente l'amplitude de l'impulsion en sortie d'anode, permet d'évaluer la capacité du pixel à rejeter le bruit électronique afin de ne garder que la partie de l'impulsion due au signal lumineux observé par le pixel. Plus le gain sera élevé, mieux le pixel sera en mesure de rejeter le bruit. Dans le cadre du tri des MAPMT et pour une tension de polarisation donnée, le gain va essentiellement dépendre des caractéristiques intrinsèques des MAPMT, comme la qualité du traitement des dynodes, de leur alimentation, etc.

La variation de l'efficacité au sein d'un même MAPMT va dépendre des caractéristiques (qualité de surface, épaisseur, etc) de la cathode au niveau de chaque pixel et de sa capacité à convertir des photons en photo-électrons. Ce critère n'influe pas directement sur la qualité du MAPMT, mais va avoir un rôle vis-à-vis de l'algorithme de trigger. En effet, dans sa nouvelle version, le trigger applique un seuil sur le nombre de photo-électrons détectés au delà duquel l'acquisition va se déclencher (si d'autres conditions sont respectées, voir section 2.3.2). Ce seuil va dépendre du nombre maximal d'événements détectés par pixel au sein du MAPMT. Si la dispersion est trop importante, le seuil, basé sur le pixel ayant détecté le plus de photo-électrons, risque d'être trop élevé pour que l'acquisition se déclenche sur les autres pixels, d'efficacité moindre, par un signal qui aurait pu sinon être détecté. Pour plus de détails, voir section 7.2.1.

A.2 Procédure du tri

Les mesures ont été réalisées dans la boîte noire de l'APC, avec comme source de lumière la sphère intégrante équipée d'une LED UV. Le MAPMT, placé à une distance d'une trentaine de centimètres, afin d'être illuminé de façon quasi uniforme, était lu par une carte de test incluant un ASIC SPACIROC3 et un FPGA.

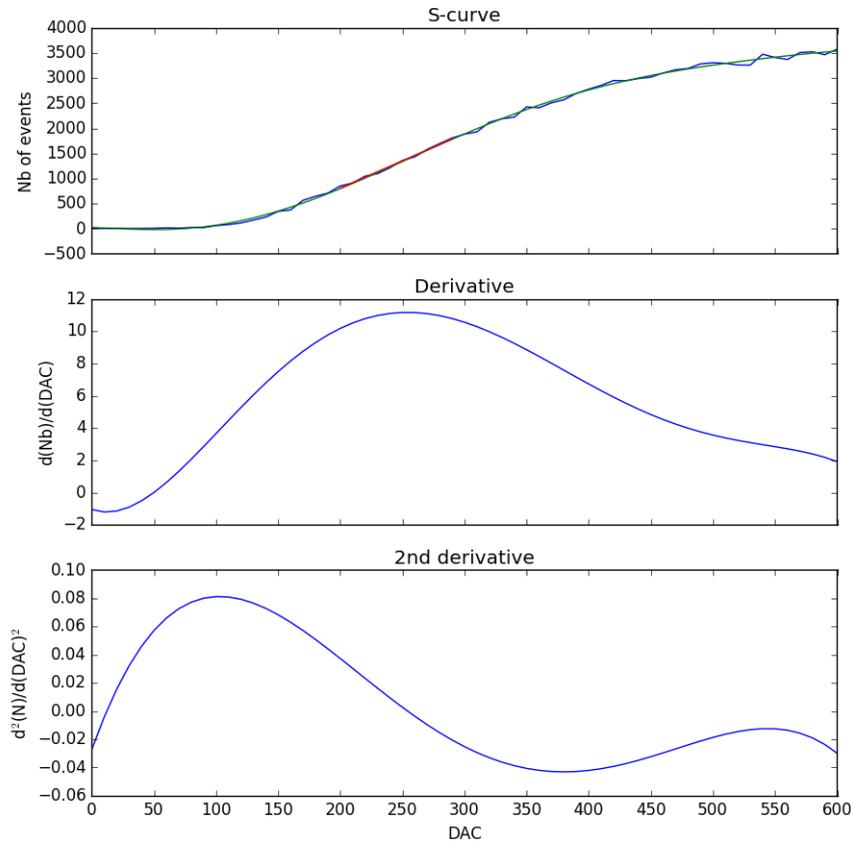


FIGURE A.1 – En haut : S-curve d’un pixel (bleue), ajustement de la S-curve par un polynôme d’ordre 6 (en vert), et ajustement par une fonction linéaire (en rouge) sur une zone limitée autour du point d’inflexion. Au milieu, la dérivée de l’ajustement de la S-curve. En bas, la dérivée seconde, utilisée pour identifier la position du pic de la dérivée première. Ici le point d’inflexion est situé au DAC 250.

Pour chaque MAPMT, les 64 S-curves étaient enregistrées et analysées. Le gain est mesuré en calculant la différence entre le point d’inflexion et le maximum du piédestal enregistré. Le point d’inflexion est identifié simplement en effectuant une double dérivation de la S-curve dans la zone du point d’inflexion, après ajustement de la courbe dans cette région. Cette méthode est illustrée figure A.1. La figure du haut présente la S-curve mesurée superposée par son ajustement par une fonction polynomiale d’ordre 6. La figure du milieu montre la dérivée du modèle polynomiale, qui permet d’identifier le pic correspondant au photo-électron unique. En bas est représentée la dérivée seconde de la S-curve ajustée, permettant l’identification de la position du pic de façon précise et automatique.

LA figure A.2 présente les S-curves pour 4 pixels, avec la valeur du point d’inflexion calculée pour chacun de ces pixels.

L’erreur sur la mesure du gain va dépendre de la stabilité de la source de lumière, de l’électronique, de la reproductibilité du montage expérimental ainsi que de la méthode d’ajustement et de dérivation des données :

- Les S-curves étaient acquises avec un pas de 10 DAC, donnant une imprecision sur la lecture du DAC identique.

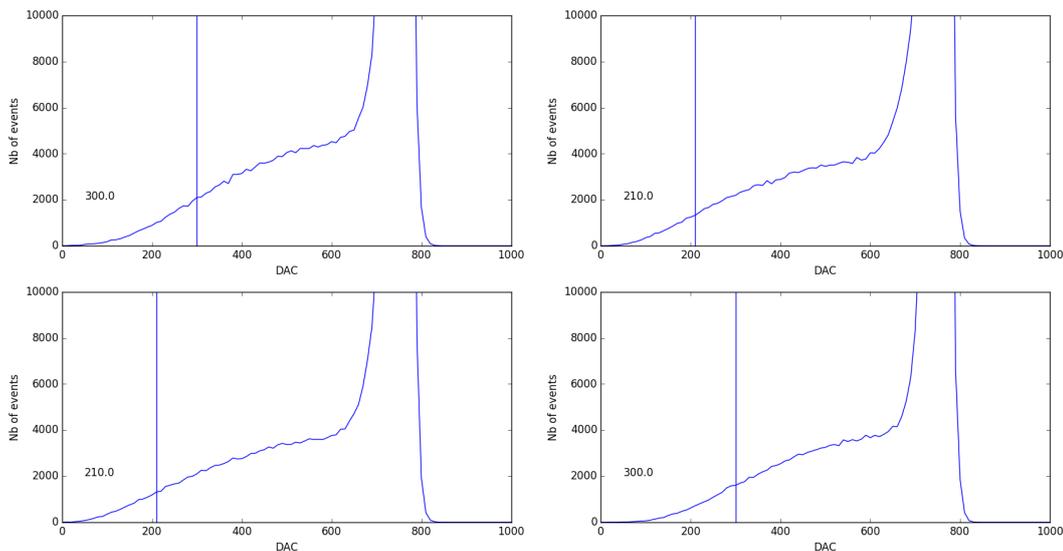


FIGURE A.2 – Scurves de quatre pixels d'un même MAPMT. La valeur de la position du point d'inflexion est indiquée et localisée par un trait vertical.

- La stabilité sur la source a été estimée en mesurant l'écart type de l'intensité lumineuse, et est environ 0.2% ;
- La qualité de l'ajustement de la courbe peut être améliorée en limitant la région sur laquelle on va réaliser l'ajustement. L'écart type entre le modèle polynomial et les données est typiquement de 2% sur le nombre d'événements par pas de DAC ;
- La reproductibilité du montage expérimental peut engendrer une erreur. La carte de test sur laquelle était connecté le MAPMT était maintenue à une position fixe par rapport à la source de lumière, attachée sur la plateforme de translation décrite dans la section 4.5. La mesure de gain ne dépend de toute façon pas de la quantité de lumière arrivant sur le MAPMT, à partir du moment où les fluctuations poissonniennes sont suffisamment faibles.

Le pas sur le DAC présente l'erreur la plus importante sur la lecture du point d'inflexion. La région de 100 DAC autour du point d'inflexion (entre les DAC 200 et 300 par exemple sur la figure A.1 avec l'ajustement en rouge) peut être assimilée à une droite, avec une pente de l'ordre de 10 événements/DAC. Une incertitude de 0.2% sur le nombre d'événements entraîne donc une erreur de l'ordre de 0.2 DAC sur la position du point d'inflexion, ce qui est négligeable. Si on somme les incertitudes, venant de l'ajustement et du pas de DAC, on obtient une valeur de 12 DACs sur la lecture de la position du point d'inflexion.

L'erreur sur le premier maximum du piédestal dépend directement du pas de DAC. On peut vérifier cette erreur en traçant tous les piédestaux d'un même MAPMT (figure A.3). On peut voir sur la figure que le maximum de chaque pixel varie de $\Delta_{\text{DAC}} = 10$ DAC, ce qui correspond à l'erreur due au pas avec lequel a été prise la S-curve. Le choix du premier maximum à la place du piédestal peut être discuté. La connaissance de la valeur précise du piédestal n'est pas possible avec le dispositif utilisé en raison du phénomène d'empilement, mais elle n'est pas non plus nécessaire puisque la mesure du gain faite ici est relative. On n'a besoin que d'une valeur de référence pour chaque pixel afin de mesurer

la différence avec le point d'inflexion.

On peut ensuite retrouver l'erreur sur le gain, avec la formule suivante :

$$G = \Delta DAC \times k \tag{A.1}$$

qui nous donne le gain d'un pixel, c'est à dire la charge détectée par le canal de l'ASIC correspondant à la production d'un photoélectron, avec ΔDAC la différence de DAC entre le piédestal et le point d'inflexion et k le facteur de conversion charge - DAC déduit de façon empirique suivant la procédure décrite dans la section 7.2.1, et égal à 1.09 fC/DAC pour l'ASIC utilisé pour le tri.

En sommant les erreurs sur le point d'inflexion (12 DAC) et sur le piédestal (10 DAC), on a donc un erreur sur ΔDAC de 22 DAC. L'erreur sur le facteur k a été estimée à 2% lors de sa mesure au début des activités de tri des MAPMT.

Pour la procédure de tri, une valeur précise du gain avec une incertitude maîtrisée n'est pas une exigence pour les missions de JEM-EUSO, puisque le gain n'intervient pas dans l'interprétation des données scientifiques. De plus, l'électronique utilisée pour le tri est différente que celle utilisée dans l'instrument final. Le même ASIC était utilisé pour tous les MAPMT pendant le tri, et la carte de test possède une architecture différente des modèles de vol des cartes ASIC. Or, l'électronique a une forte influence sur la valeur du gain, et celui-ci sera donc différent pour chaque MAPMT dans l'instrument et pendant le tri. Compte-tenu de ces considérations, la procédure de tri a été conçue pour privilégier la durée de l'opération afin de trier les 100 MAPMT dans le temps disponible avant l'intégration des EC et du PDM, plutôt que la précision des mesures.

L'efficacité relative des pixels est obtenue, en unité arbitraire, en comparant le niveau du plateau des S-curves avec la quantité de lumière lue par la NIST en sortie de la sphère. Cette opération n'est pas indispensable, puisque les valeurs de l'efficacité, dans le cadre du tri des MAPMT, sont comparées uniquement entre les pixels d'un même MAPMT, qui reçoivent la même quantité de lumière. Elle permet cependant de comparer grossièrement l'efficacité moyenne relative entre les différents MAPMT. Les MAPMT sont ainsi classés selon la variation de l'efficacité de leurs pixels, en particulier si un pixel a une efficacité beaucoup plus importante que les autres pixels, le MAPMT ne sera pas retenu pour EUSO-SPB en raison de son influence sur l'algorithme de trigger.

La répartition finale est effectuée en faisant une inspection visuelle des efficacités en sélectionnant les MAPMT dont la variation des efficacités des pixels n'est pas trop importante. Ceux jugés comme étant assez bons ont été classés selon leur gain moyen pour être sélectionnés pour EUSO-SPB. Les figures suivantes présentent la répartition des gains de chacun des 100 MAPMT pour les deux premières figures, et des efficacités pour les deux figures suivantes. En ordonnée, est représenté le nombre de pixel, et en abscisse le gain et l'efficacité par pixel, respectivement. Sur les histogrammes des gains, le premier nombre représente le numéro du pixel, et le second nombre le gain moyen. Pour les efficacités, seulement le numéro du pixel est représenté.

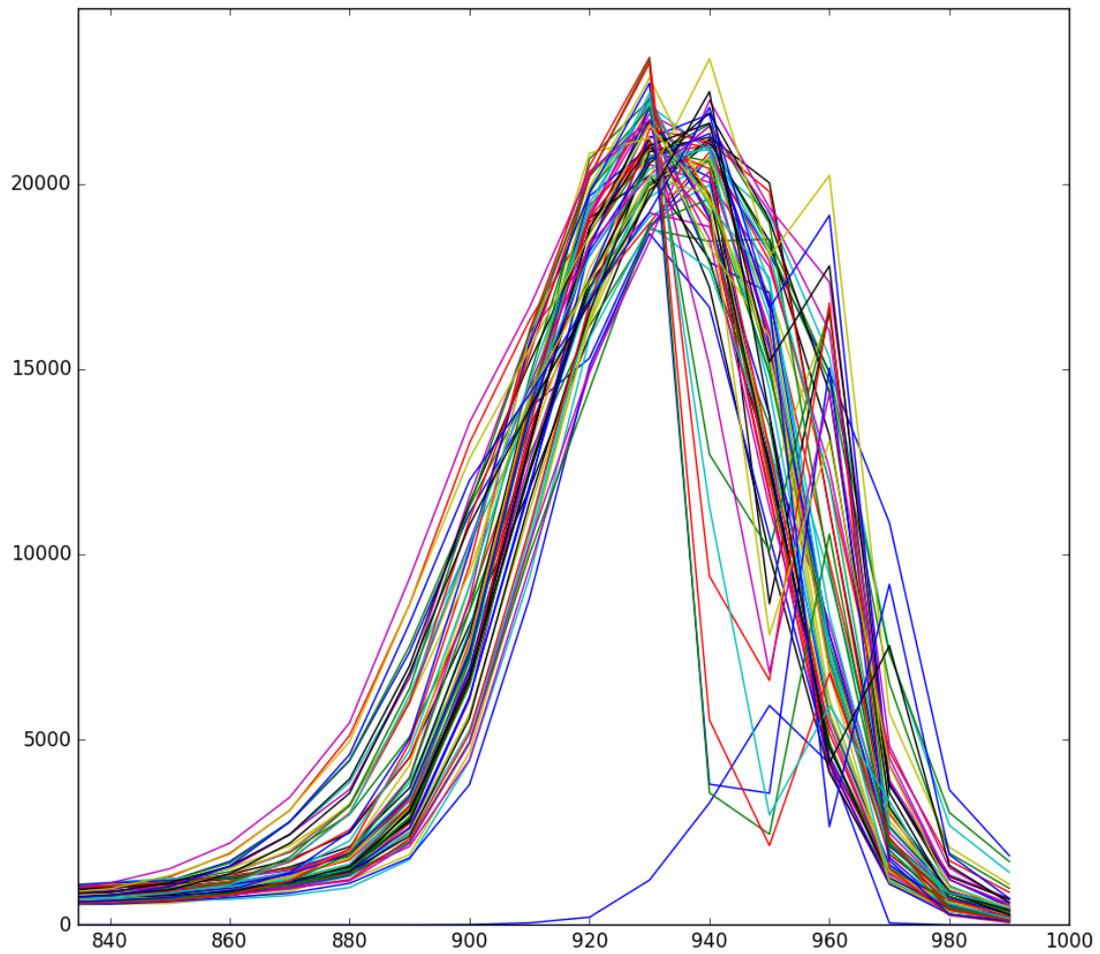


FIGURE A.3 – Piédestaux des 64 pixels d'un MAPMT. En raison d'un pas de 10 DAC, les premiers maximaux sont situés pour la plupart entre les DAC 930 et 940. Les pics à 960 et au delà correspondent à la fin de la zone de saturation de l'ASIC.

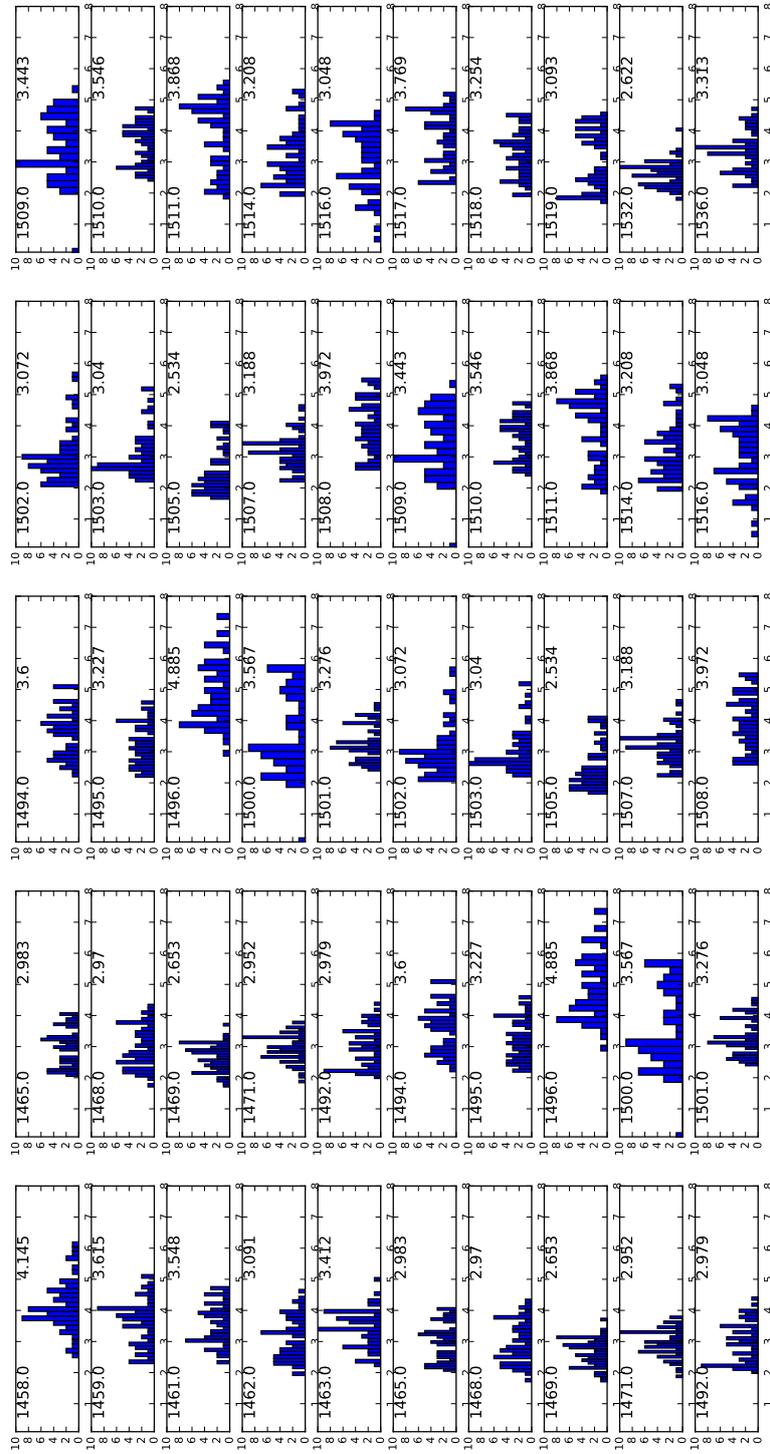


FIGURE A.4 – répartition des gains ($\times 10^6$) de chacun des MAPMT (1/2)

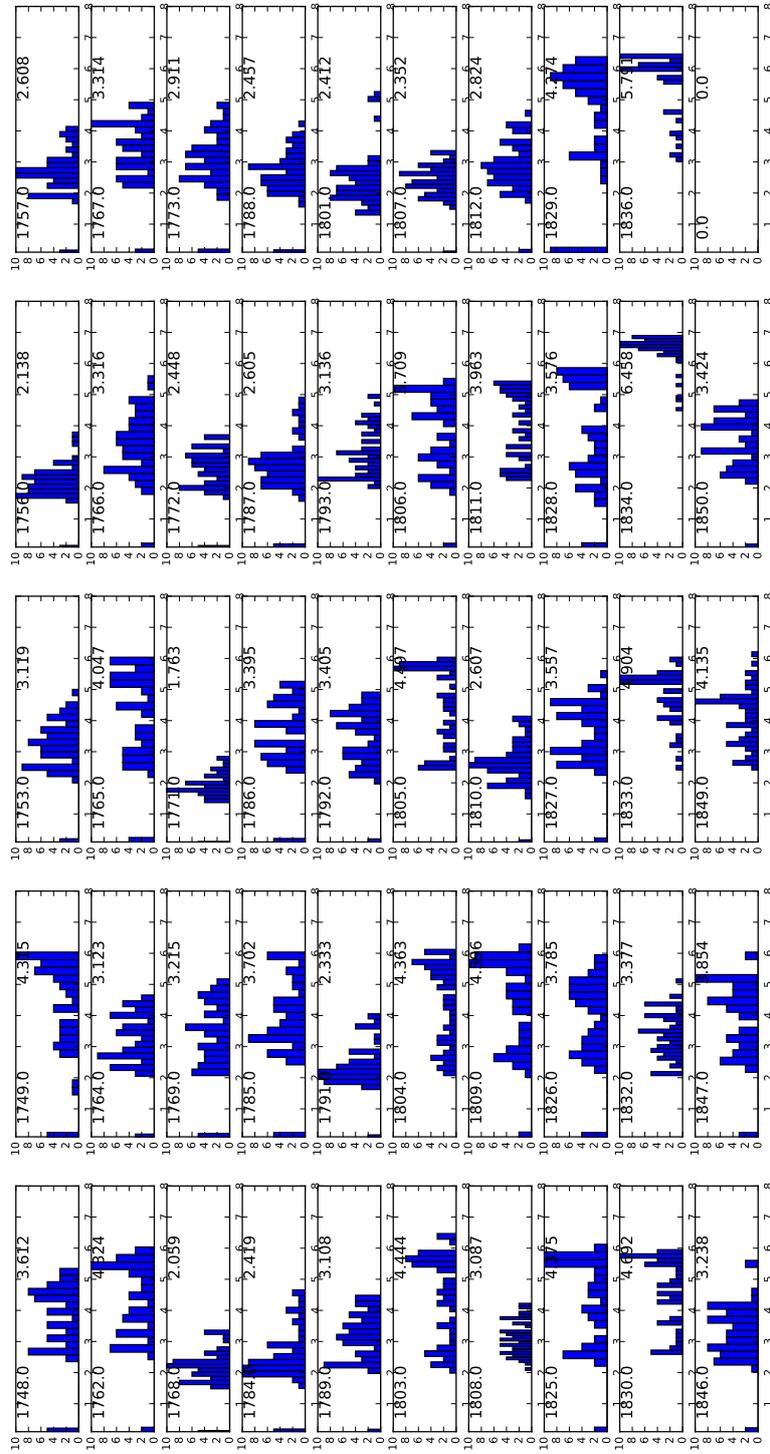


FIGURE A.5 – répartition des gains ($\times 10^6$) de chacun des MAPMT (2/2)

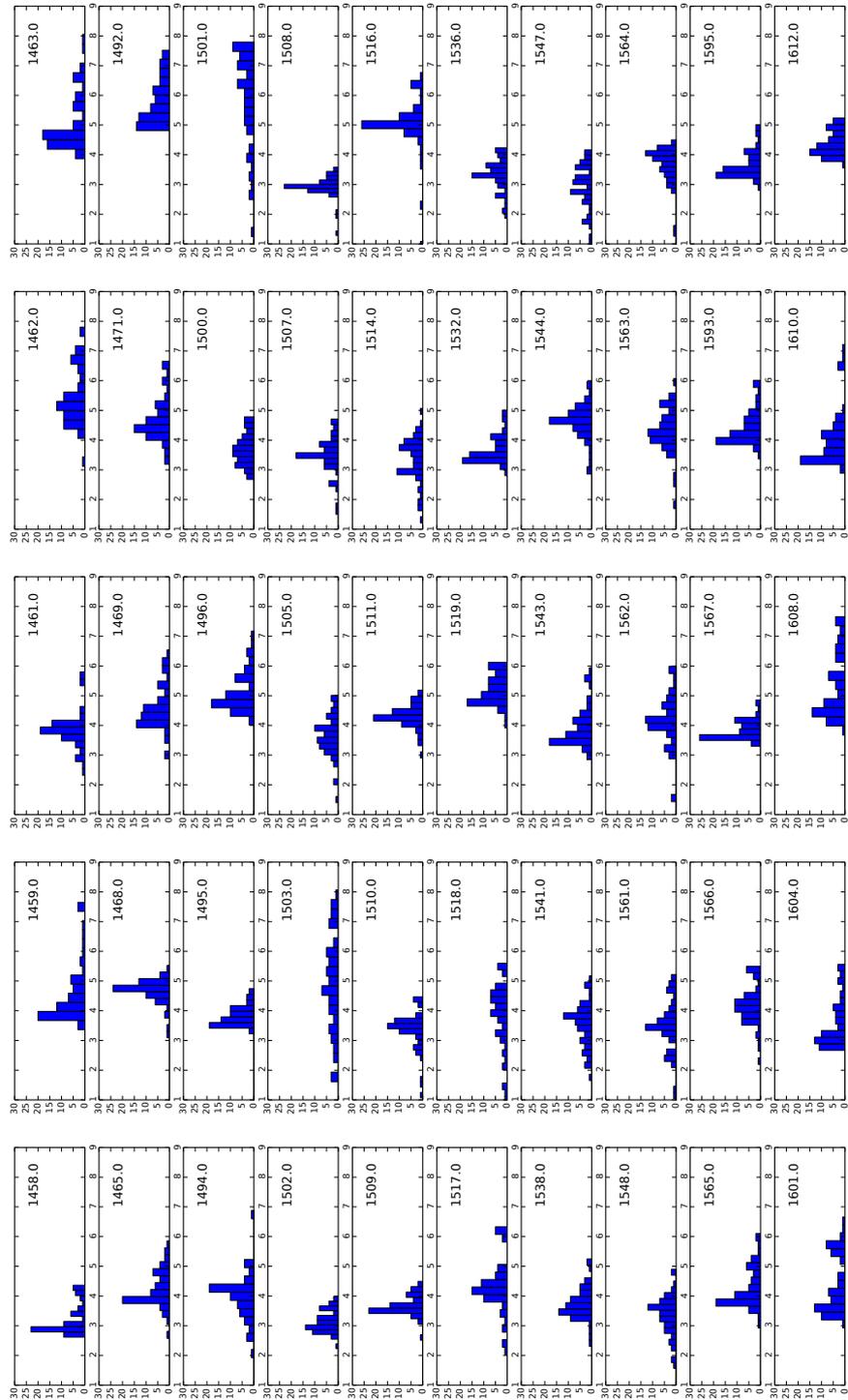


FIGURE A.6 – répartition des efficacités de chacun des MAPMT (1/2)

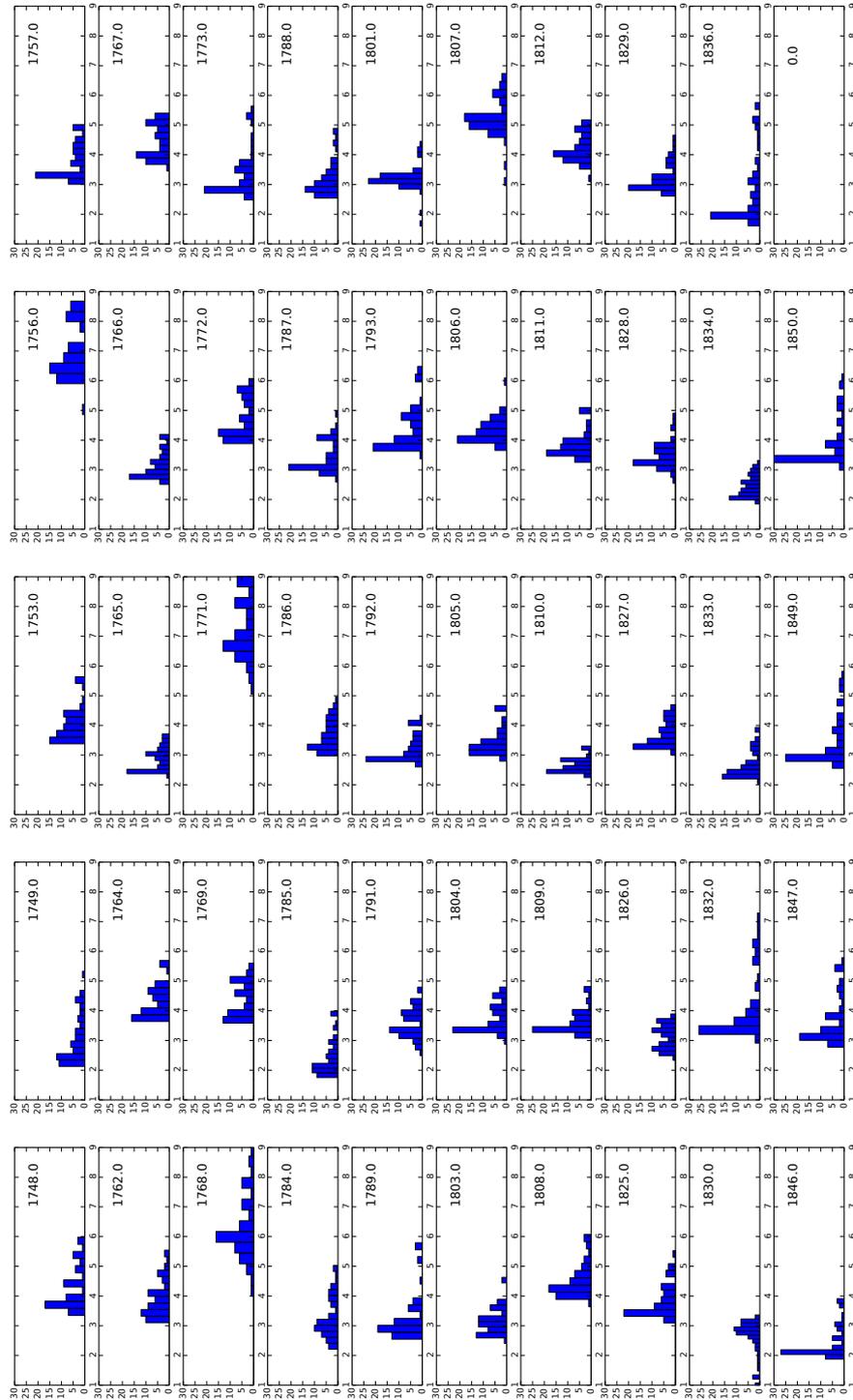


FIGURE A.7 – répartition des efficacités de chacun des MAPMT (2/2)

Annexe B

Moyens d'évaluation du bruit de fond

L'objectif scientifique d'EUSO-Balloon a été l'observation du signal UV réfléchis par le sol par un système optique focalisant, permettant d'identifier les variations spatiales du signal UV.

Cette mesure dépend de nombreux paramètres de vol et paramètres instrumentaux qui doivent donc être évalués afin de connaître avec quelle précision EUSO-Balloon peut remplir sa mission, et comment ces paramètres peuvent être améliorés pour les futures missions.

B.1 Incertitudes sur la surface observée par EUSO-Balloon

Cartographier le sol nécessite une bonne précision sur la surface projetée correspondante à un pixel. La position des pixels sur la surface focale doit être correctement mesurée. Pour un temps donné, un pixel va observer une certaine surface au sol définie par le champ de vue par pixel, la position du pixel sur la surface focale et l'orientation de l'instrument par rapport au sol. Ces trois paramètres vont engendrer des erreurs sur la position de la surface vue par chaque pixel.

B.1.1 Aspects instrumentaux

La situation peut être mieux illustrée en retournant le problème : comment un élément de surface au sol va être imagé sur la surface focale. En fonction de la longueur d'onde des rayons lumineux émis par cet élément de surface, la correspondance entre l'angle d'incidence des rayons lumineux sur le pixel et la position du pixel sur la surface focale peut varier. Cependant, les mesures réalisées sur le système optique après le vol et présentées dans [14] ne montrent pas de différences notables en fonction de la longueur d'onde. Le champ de vue par pixel est donné à 0.21° avec une erreur de 0.01° , ce qui représente une incertitude d'environ 6.6 m sur la surface observée par un pixel.

La surface focale d'EUSO-Balloon est composée de neuf EC. L'agencement mécanique des EC dans la structure en Delrin n'étant pas parfaitement ajusté, un écart de l'ordre d'1 mm peut être présent entre les bords (définis par les bords des filtres BG3) des MAPMT entre deux EC. Cet écart peut entraîner une erreur sur le champ de vue d'un

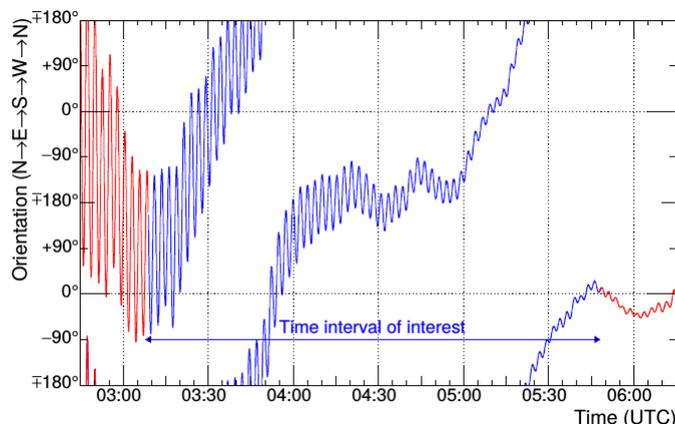


FIGURE B.1 – Schéma représentant les différentes oscillations subies par la nacelles pendant le vol.

pixel de l'ordre de 0.07° , ce qui entraîne une erreur d'environ 0.05 km ($\sin(\theta) \times H_o$) sur la projection d'un pixel au sol.

Ces deux incertitudes se propagent et donnent :

$$\sqrt{0.05^2 + 0.006^2} \approx 0.05 \text{ km} \quad (\text{B.1})$$

B.1.2 Attitude de l'instrument

Afin de situer la position d'un élément de surface au sol vu par l'instrument, on définit les coordonnées polaires Θ et Φ comme étant respectivement l'angle zénithal et azimutal par rapport au plan focal d'EUSO-Balloon.

La connaissance de l'attitude de l'instrument peut aussi avoir une influence sur la reconstruction de la surface observée. Pendant le vol, surtout au début, peu de temps après le décollage, la charge utile subissait des mouvements de torsions et de ballancement autour de l'axe optique. L'amplitude des mouvements de torsion a été maximum au début du vol, à une vitesse de $7^\circ/\text{s}$. Sachant que le gyroscope installé sur le ballon mesurait l'orientation de l'instrument toute les secondes, l'incertitude maximale sur l'orientation de la caméra par rapport au sol est $\Delta\Phi_0 = 7^\circ$. On peut donc calculer l'erreur maximale sur la position au sol de la surface projetée d'un pixel ainsi :

$$L_{\text{PDM}}/\sqrt{2} \times \Delta\Phi_0 = 0.7 \text{ km} \quad (\text{B.2})$$

pour les pixels situés sur les coins de la surface focale.

Les mouvements de roulis et de tangage influent sur l'angle zénithal Θ , possède une amplitude maximale de 1° et 1.5° respectivement. Comme indiqué dans [14], ces effets se traduisent par une incertitude de $H_0 \times \Delta\Theta_0 = 1.3 \text{ km}$.

L'erreur totale maximale sur la position de la surface au sol observée par un pixel est donc :

$$\sqrt{0.1^2 + 0.7^2 + 1.3^2} = 1.5 \text{ km} \quad (\text{B.3})$$

Ces incertitudes représentent le cas pire, au début du vol, avant que les mouvements de la nacelle ne se stabilisent. Les données de la centrale inertielle montrent que le roulis et le tangage se stabilisent peu de temps après avoir atteint l'altitude nominale. Pendant la période stable du vol, les oscillations atteignent 1° et 0.5° pour le tangage et le roulis,

respectivement, ce qui donne une incertitude combinée venant des oscillations de 0.7 km, et une erreur sur la position de la surface vu par le pixel de 0.99 km.

B.2 Incertitudes sur la mesure du flux UV

Le flux UV par pixel provenant du sol est obtenu à partir du signal enregistré par l'instrument à travers la formule suivante :

$$B(\text{ph/sr/px/m}^2/\text{s}) = \frac{R(\text{pe/px})}{\text{eff}_{\text{opt}} \times \text{eff}_{\text{ele}} \times S_{\text{px}} \times T \times A} \quad (\text{B.4})$$

avec $R(\text{pe/px})$ le nombre de photo-électrons mesuré par pixel, N_{pix} le nombre de pixel utilisés pour la mesure du signal UV, eff_{opt} et eff_{ele} les efficacités optique et de détection par pixel, respectivement, S l'angle solide vu par un pixel, T le temps de la fenêtre d'acquisition et A la surface utile de la lentille frontale (en prenant en compte la structure des lentilles).

Les incertitudes maximales sur la mesures de B peuvent être calculées ainsi :

$$\frac{\Delta B}{B} = \frac{\Delta R}{R} + \frac{\Delta \text{eff}_{\text{opt}}}{\text{eff}_{\text{opt}}} + \frac{\Delta \text{eff}_{\text{ele}}}{\text{eff}_{\text{ele}}} + \frac{\Delta S}{S} \quad (\text{B.5})$$

A est donné par [14] avec une valeur de 0.91 m², sans incertitude, et T est un nombre entier de GTU, connu avec une grande précision et dont l'incertitude est négligeable devant le reste.

les incertitudes instrumentales proviennent essentiellement des mesures d'efficacités de la surface focale et du système optique. La qualité des pixels en terme de précision sur la valeur de leur efficacité de détection peut varier de façon importante selon les caractéristiques des MAPMT. La précision sur la mesure du signal UV peut être améliorée en faisant une sélection sur les pixels choisis, ainsi que sur les données utilisées. Comme il a été montré dans la section 4.6, une partie importante des MAPMT ne sont pas utilisables pour une mesure précise du signal UV, en raison d'un bruit électronique trop important, d'une efficacité et d'un gain trop faible. Ces pixels seront donc retirés de l'analyse photométrique, et seuls les pixels pour lesquelles l'efficacité de détection est connue à mieux de 5% seront retenus. Pour améliorer encore la précision de la mesure photométrique, une sélection sur les pixels au sein de chaque MAPMT peut être effectuée. En effet, on remarque que les pixels situés sur les bords des PMT ont une efficacité plus élevée. Ceci est dû aux effets de bords des filtres BG3, qui agissent comme guide d'onde et redirigent une partie des photons arrivant sur les cotés du filtre sur les pixels situés au bord des MAPMT. La contribution exacte de cet effet n'est pas connu. La position de la source des photons en excès ne peut donc pas être située avec précision. Ces pixels pourront donc être retirés de l'analyse pour améliorer la précision de l'étude photométrique et la reconstruction de la surface vue par l'instrument. Le nombre de pixels retenus en suivant ces critères est donc de 381 pixels, sur un total de 2304.

Le faible nombre de pixels par rapport au nombre total n'est pas un problème pour l'estimation du signal UV réfléchi par le sol, puisqu'en raison des mouvements de l'instrument, chaque pixel va balayer une surface au sol importante pendant un vol de plusieurs heures.

L'incertitude maximale sur l'efficacité de détection par pixel est donc de 5%. L'incertitude sur l'efficacité optique dépend grandement de la longueur d'onde de la lumière

incidente. La plus grande incertitude donnée par [14] dans une région de 9 mm de diamètre est de 8%, correspondant à un angle d'incidence de 2.3° et une longueur d'onde de 365 nm.

L'incertitude sur l'angle solide par pixel est de $0.21^\circ \pm 0.01^\circ$, ce qui donne une erreur relative sur S de $2\frac{d\Theta}{\Theta} \approx 9.5\%$

Quant aux incertitudes sur la mesure du taux de photo-électrons par pixel, elles dépendent des fluctuations poissoniennes en $\frac{1}{\sqrt{R \cdot nb_{GTU}}}$. En supposant un taux de 1 photo-électron par pixel par GTU, et un moyennage temporel sur un packet de 128 GTU (correspondant à la procédure de l'acquisition pendant le vol) les fluctuations poissoniennes sont égales à 8 %.

On a vu qu'on peut déterminer le flux UV et l'incertitude sur cette mesure à chaque instant, en fonction des différents paramètres instrumentaux et de vol. Malgré le nombre relativement faible de pixels suffisamment bons pour réaliser des mesures photométriques, cela reste suffisant pour la mesure de l'intensité lumineuse de la surface survolée pendant le vol d'EUSO-Balloon.

Bibliographie

- [1] Abbasi, R. U. et al. Indications of proton-dominated cosmic-ray composition above 1.6 eev. *Phys. Rev. Lett.*, 104 :161101, Apr 2010.
- [2] Abraham, J. et al. Measurement of the energy spectrum of cosmic rays above 10^{18} eV using the Pierre Auger Observatory. *Physics Letters B*, 685 :239–246, Mar. 2010.
- [3] J. H. Adams, S. Ahmad, and J.-N. t. a. Albert. An evaluation of the exposure in nadir observation of the JEM-EUSO mission. *Astroparticle Physics*, 44 :76–90, Apr. 2013.
- [4] Adams Jr, J.H., Christl, M.J., Csorna, S.E., Sarazin, F. and Wiencke, L.R. Calibration for extensive air showers observed during the jem-euso mission. *Advances in Space Research*, 53(10) :1506 – 1514, 2014. Cosmic Ray Origins : Viktor Hess Centennial Anniversary.
- [5] Ahmad, S. et al. Proceedings of the 2nd international conference on technology and instrumentation in particle physics (tipp 2011) spaciroc : A front-end readout asic for jem-euso cosmic ray observatory. *Physics Procedia*, 37 :1600 – 1607, 2012.
- [6] Arciprete, F. et al. Proceedings of the 9th Topical Seminar on Innovative Particle and Radiation Detectors AIRFLY : Measurement of the Air Fluorescence Radiation Induced by Electrons. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 150 :186 – 189, 2006.
- [7] P. Auger, P. Ehrenfest, R. Maze, J. Daudin, and R. A. Fréon. Extensive cosmic-ray showers. *Rev. Mod. Phys.*, 11 :288–291, Jul 1939.
- [8] Baltrusaitis, R.M. et al. The utah fly’s eye detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 240(2) :410 – 428, 1985.
- [9] L. M. Barbier, R. Smith, S. Murphy, E. R. Christian, R. Farley, J. F. Krizmanic, J. W. Mitchell, R. E. Streitmatter, E. C. Loh, and S. Stochaj. Nightglow : an instrument to measure the earth’s nighttime ultraviolet glow—results from the first engineering flight. *Astroparticle Physics*, 22(5–6) :439 – 449, 2005.
- [10] M. Bertaina et al. EUSO@TurLab : An experimental replica of ISS orbits. *EPJ Web Conf.*, 89 :03003, 2015.
- [11] C. Blaksley. Photodetection Aspects of JEM-EUSO and Studies of the Ultra-High Energy Cosmic Ray Sky. *PhD. thesis, Univ. Paris Diderot*, page 256, 2013.
- [12] Blin, S. et al. SPACIROC3 : A Front-End Readout ASIC for JEM-EUSO cosmic ray observatory. In *TIPP 2014 - Third International Conference on Technology and Instrumentation in Particle Physics*, Amsterdam, Netherlands, June 2014.
- [13] M. Casolino, T. Fujii, D. Ikeda, Y. Tameda, T. Shibata, H. Sagawa, M. Fukushima, J. N. Matthews, G. B. Thomson, M. Takeda, S. Ogio, Y. Tsunesada, T. Tomida,

- J. Belz, and P. Sokolsky. Calibration and testing of a prototype of the JEM-EUSO telescope on Telescope Array site. In *European Physical Journal Web of Conferences*, volume 53 of *European Physical Journal Web of Conferences*, page 09005, June 2013.
- [14] C. Catalano. *First light of the EUSO-Balloon telescope : toward the detection of ultra-high energy cosmic rays from space*. Thèse, Université Toulouse III Paul Sabatier, Dec. 2015.
- [15] L. Cazon and Pierre Auger Collaboration. Studying the nuclear mass composition of Ultra-High Energy Cosmic Rays with the Pierre Auger Observatory. *Journal of Physics Conference Series*, 375(5) :052003, July 2012.
- [16] J.-L. Chiu, S. E. Boggs, H.-K. Chang, J. A. Tomsick, A. Zoglauer, M. Amman, Y.-H. Chang, Y. Chou, P. Jean, C. Kierans, C.-H. Lin, A. Lowell, J.-R. Shang, C.-H. Tseng, P. von Ballmoos, and C.-Y. Yang. The upcoming balloon campaign of the Compton Spectrometer and Imager (COSI). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 784 :359–363, June 2015.
- [17] <https://ballons.cnes.fr/fr/ballons/>.
- [18] <http://www.csbfnasa.gov/newzealand/wanaka.htm>.
- [19] E Varela and the Pierre Auger Collaboration. The low-energy extensions of the pierre auger observatory. *Journal of Physics : Conference Series*, 468(1) :012013, 2013.
- [20] <https://earth.nullschool.net/>.
- [21] ESER J. et al (JEM-EUSO Collaboration). Euso-balloon : Observation and measurement of tracks from a laser in a helicopter. *proceedings of the 34th ICRC*, 2015.
- [22] R. D. Evans. *The Atomic Nucleus*, volume 582. McGraw Hill, New-York, 1955.
- [23] F. Fenu, T. Mernik, and A. Santangelo. The ESAF Simulation Framework for the JEM-EUSO Mission. In *Proceedings, 32nd International Cosmic Ray Conference (ICRC 2011) : Beijing, China, August 11-18, 2011*, volume 3, page 116, 2011.
- [24] E. Fermi. On the origin of the cosmic radiation. *Phys. Rev.*, 75 :1169–1174, Apr 1949.
- [25] T. K. Gaisser and T. Stanev. High-energy cosmic rays. *Nuclear Physics A*, 777 :98–110, Oct. 2006.
- [26] N. Globus, D. Allard, and E. Parizot. Propagation of high-energy cosmic rays in extragalactic turbulent magnetic fields : resulting energy spectrum and composition. *A&A*, 479 :97–110, Feb. 2008.
- [27] K. Greisen. End to the cosmic-ray spectrum? *Phys. Rev. Lett.*, 16 :748–750, Apr 1966.
- [28] H. Kawai et al. Telescope array experiment. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 175 :221 – 226, 2008.
- [29] Hamamatsu electronics. *Photon Counting Using Photomultiplier Tubes*, 1998.
- [30] Hamamatsu Photonics. *Photomultiplier Tubes - Basics and Applications, 3rd edition edition*, 2007.
- [31] J. P. Hennes. Measurement of the ultraviolet nightglow spectrum. *journal of geophysical research*, 71 :763–770, Feb. 1966.
- [32] V. F. Hess. Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten. *Z. Phys.*, 13 :1084, 1912.

-
- [33] P. e. a. t. J.-E. C. Hunt. The jem-euso global light system laser station prototype. *proceedings of Science, 34th ICRC*, 2015.
- [34] C. C. H. Jui. Summary of Results from the Telescope Array Experiment. *Proceedings of the 34th ICRC*, 2015.
- [35] Kajino, F. and Ebisuzaki, T. and Casolino, M. and Takizawa, Y. and Kawasaki, Y. and Sakaki, N. and Sharakin, S. and Klimov, P. and Panasyuk, M. and the, JEM-EUSO Collaboration. K-euso : An improved optical system for klypve ultra-high energy cosmic ray space telescope. In *Proceedings of Science, The 34th International Cosmic Ray Conference ICRC2015, 30 July- 6 August, 2015 The Hague, The Netherlands*, page PoS(ICRC2015)634. Proceedings of Science, 2015.
- [36] Kajino, F. et al. Front-end Readout ASIC for the JEM-EUSO Focal Surface Detector. In *proceedings of the 31st ICRC*, 2009.
- [37] K. Kotera and A. V. Olinto. The Astrophysics of Ultrahigh-Energy Cosmic Rays. *ARA&A*, 49 :119–153, Sept. 2011.
- [38] P. P. Kronberg. Extragalactic magnetic fields. *Reports on Progress in Physics*, 57(4) :325, 1994.
- [39] labsphere. *Integrating Sphere Radiometry and Photometry*.
- [40] labsphere. *Integrating Sphere Theory and Applications*.
- [41] P. O. Lagage and C. J. Cesarsky. The maximum energy of cosmic rays accelerated by supernova shocks. *A&A*, 125 :249–257, Sept. 1983.
- [42] G. Lefeuvre, P. Gorodetzky, J. Dolbeau, T. Patzak, and P. Salin. Absolute measurement of the nitrogen fluorescence yield in air between 300 and 430 nm. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 578 :78–87, July 2007.
- [43] J. Linsley. Evidence for a primary cosmic-ray particle with energy 10^{20} ev. *Phys. Rev. Lett.*, 10 :146–148, Feb 1963.
- [44] Mackovjak S. et al (JEM-EUSO Collaboration) . Night Time Measurement of the UV Background by EUSO-Balloon. *proceedings of the 34th ICRC*, 2015.
- [45] G. Matthiae. The cosmic ray energy spectrum as measured using the pierre auger observatory. *New Journal of Physics*, 12(7) :075009, 2010.
- [46] Michael Friedlander. High Energy Astrophysics. *Nature vol-483*, pages 400–401, 2012.
- [47] C. Moretto. Étude du fonctionnement d’un télescope de lumière de fluorescence dans le cadre du projet EUSO-Balloon. *PhD. thesis, Univ. Paris Diderot*, 2015.
- [48] C. Moretto. Étude du fonctionnement d’un télescope de lumière de fluorescence dans le cadre du projet EUSO-Balloon. Thèse, Université de Paris-Sud, 2015.
- [49] T. Okuda. Recent results from Telescope Array. *ArXiv e-prints*, Jan. 2014.
- [50] A. V. Olinto. Cosmic rays at the highest energies. *Journal of Physics Conference Series*, 375(5) :052001, July 2012.
- [51] O. Optronics. *Standard Photodiode Sensors*, 2013.
- [52] P. Auger, R. Maze, T. Grivet-Meyer. . *C. R. Acad. Sci. 206*, 1938.
- [53] J. Pardo, L. Pagani, G. Olofsson, P. Febvre, and J. Tauber. Balloon-borne submillimeter observations of upper stratospheric {O2} and {O3}. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 67(2) :169 – 180, 2000.

- [54] F. Paschen. Ueber die zum Funkenübergang in Luft, Wasserstoff und Kohlensäure bei verschiedenen Drucken erforderliche Potentialdifferenz. *Annalen der Physik*, 273 :69–96, 1889.
- [55] Peter von Ballmoos, for the JEM-EUSO collaboration. The EUSO-Balloon pathfinder. *proceedings of the 34th ICRC*, 2015.
- [56] Rouillé d’Orfeuil, B., Allard, D., Lachaud, C., Parizot, E, and Blaksley, C. and Nagataki, S. Anisotropy expectations for ultra-high-energy cosmic rays with future high-statistics experiments. *A&A*, 567 :A81, July 2014.
- [57] Sagawa, H. for the Telescope Array collaboration. Telescope Array extension : TA X 4. In *proceedings of the 34th ICRC*, 2015.
- [58] Salleh AHMAD. *Développement et réalisation d’un circuit de microélectronique pour le détecteur spatial de rayons cosmiques JEM-EUSO*. thèse, UNIVERSITE PARIS-SUD, 2012.
- [59] schott. data sheet BG3 filter. www.us.schott.com/advanced_optics/english/download/schott-bandpass-bg3-dec-2014-en.pdf, 2014.
- [60] V. Scotti and G. Osteria. The data processor of the euso-balloon experiment. *Journal of Instrumentation*, 9(03) :C03034, 2014.
- [61] F. R. Spada. Ams-02 on the international space station. *EPJ Web of Conferences*, 70 :26, 2014.
- [62] G. Suino. Development and testing of the first trigger level of the spatial project jem-euso. Master’s thesis, Università di Torino, 2015.
- [63] Y. Tameda. HiRes and TA Composition measurements. In *European Physical Journal Web of Conferences*, volume 53 of *European Physical Journal Web of Conferences*, page 04005, June 2013.
- [64] Telescope Array Collaboration. Telescope Array. <http://www.telescopearray.org/index.php/about/telescope-array>.
- [65] Telescope Array Collaboration and Pierre Auger Collaboration. Pierre Auger Observatory and Telescope Array : Joint Contributions to the 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2015). *ArXiv e-prints*, Nov. 2015.
- [66] The JEM-EUSO Collaboration. The JEM-EUSO Purple book - Report on the Phase A Study, 2010.
- [67] The JEM-EUSO Collaboration, Adams, J.H., Ahmad, S. et al. Calibration aspects of the jem-euso mission. *Experimental Astronomy*, 40(1) :91–116, 2015.
- [68] The JEM-EUSO Collaboration, Adams, J.H., Ahmad, S. et al. JEM-EUSO : Meteor and nuclearite observations. *Experimental Astronomy*, 40(1) :253–279, 2015.
- [69] The JEM-EUSO Collaboration, Adams, J.H., Ahmad, S. et al. The jem-euso mission : An introduction. *Experimental Astronomy*, 40(1) :3–17, 2015.
- [70] The JEM-EUSO Collaboration, Adams, J.H., Ahmad, S. et al. Jem-euso observational technique and exposure. *Experimental Astronomy*, 40(1) :117–134, 2015.
- [71] The JEM-EUSO Collaboration, Adams, J.H., Ahmad, S. et al. Science of atmospheric phenomena with jem-euso. *Experimental Astronomy*, 40(1) :239–251, 2015.
- [72] The KASCADE-Grande Collaboration. The spectrum of high-energy cosmic rays measured with KASCADE-Grande. *ArXiv e-prints*, June 2012.

-
- [73] The Pierre Auger Collaboration. The Fluorescence Detector of the Pierre Auger Observatory. *ArXiv e-prints*, July 2009.
- [74] The Pierre Auger Collaboration. The pierre auger cosmic ray observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 798 :172 – 213, 2015.
- [75] The Pierre Auger Collaboration. The Pierre Auger Observatory Upgrade - Preliminary Design Report. *ArXiv e-prints*, Apr. 2016.
- [76] The Pierre Auger Collaboration and A. e. a. Aab. The Pierre Auger Observatory : Contributions to the 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2015). *ArXiv e-prints*, Sept. 2015.
- [77] The Telescope Array Collaboration. New air fluorescence detectors employed in the Telescope Array experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 676 :54 – 65, 2012.
- [78] The Telescope Array Collaboration. The surface detector array of the Telescope Array experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 689 :87 – 97, 2012.
- [79] Valentina Scotti and Giuseppe Osteria. The mini-euso telescope on the {ISS}. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, pages –, 2016.
- [80] I. t. Valiño. The flux of ultra-high energy cosmic rays after ten years of operation of the pierre auger observatory. In *The 34th International Cosmic Ray Conference*, 2015.
- [81] L. Wiencke, J. Adams, A. Olinto, and JEM-EUSO Collaboration. The EUSO-SPB Mission. In *APS Meeting Abstracts*, Mar. 2016.
- [82] Y. Takizawa. The TA-EUSO and EUSO-Balloon optics designs. *proceedings of the 34th ICRC*, 2013.
- [83] G. T. Zatsepin and V. A. Kuz'min. Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 4 :78, Aug. 1966.