



Étude et validation des performances des modules de détection des caméras NectarCAM de l'Observatoire Cherenkov Telescope Array

Adellain Tsiahina

► To cite this version:

Adellain Tsiahina. Étude et validation des performances des modules de détection des caméras NectarCAM de l'Observatoire Cherenkov Telescope Array. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2020. Français. NNT : 2020TOU30298 . tel-03404188

HAL Id: tel-03404188

<https://theses.hal.science/tel-03404188>

Submitted on 26 Oct 2021

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

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



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)*

Présentée et soutenue le *Date de défense (17/12/2020)* par :

Adellain TSIAHINA

**Étude et validation des performances des modules de détection des caméras
NectarCAM de l'Observatoire Cherenkov Telescope Array.**

JURY

PETER VON BALLMOOS
ISABELLE LHENRY-YVON
PASCAL VINCENT
DAVID HANNA
STEVE FEGAN
PIERRE JEAN
JEAN-FRANÇOIS OLIVE

Professeur d'Université
Directeur de Recherche
Professeur d'Université
Professeur d'Université
Directeur de Recherche
Professeur d'Université
Professeur d'Université

Président du Jury
Rapporteur
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Directeur de thèse
Co-directeur de thèse

École doctorale et spécialité :

SDU2E : Astrophysique, Sciences de l'Espace, Planétologie

Unité de Recherche :

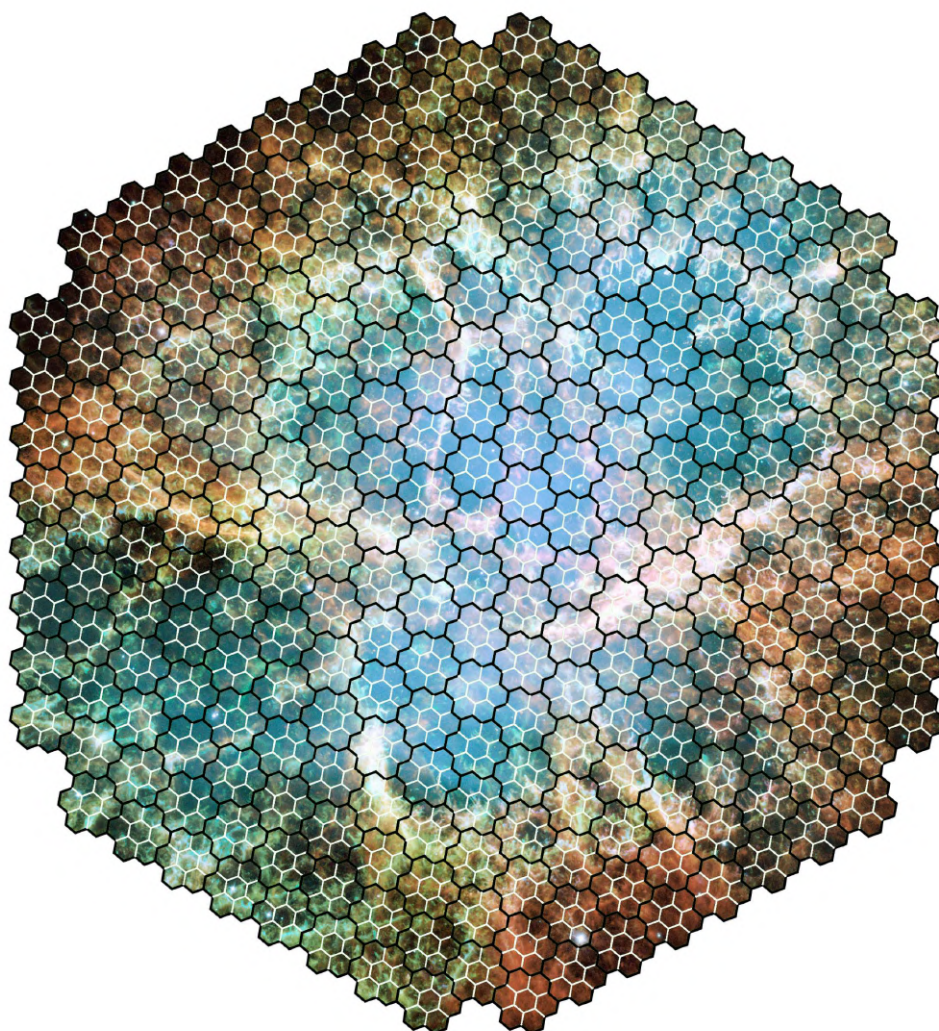
Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (UMR 5277)

Directeur(s) de Thèse :

Pierre JEAN et Jean-François OLIVE

Rapporteurs :

Isabelle LHENRY-YVON, Pascal VINCENT et David HANNA



Andao isika hizaha ny habakabaka amin'ny alàlan'ny angovo avo lenta¹ ...



MICROTEC
High-Rel Electronics

Projet de recherche co-financé par la Région Occitanie et Microtec.

1. Explorons le ciel aux plus hautes énergies.

Remerciements

Généralement, au début des remerciements, en tant que futur docteur, je devrais insister sur le fait que ma thèse est le résultat d'un travail acharné. Hélas oui, c'est bien le cas mais c'est avant tout une passion, un rêve d'enfant, des réflexions interminables et de l'aide de personnes de toutes compétences. Me voici enfin après trois années qui se sont passées rapidement mais avec pleins de souvenirs.

En premier lieu, mes remerciements vont à la Région Occitanie et l'entreprise Microtec qui ont contribué financièrement à mes travaux et sans qui je ne serai pas là. Je tiens à remercier l'ensemble des membres du jury, d'avoir assisté à ma soutenance en présentiel ou à distance et pour l'intérêt porté à ma thèse.

Je tiens à saluer tout particulièrement mes trois rapporteurs qui ont accepté de lire attentivement ce manuscrit. Merci Isabelle LHENRY-YVON, Pascal VINCENT et David HANNA.

Ensuite j'adresse tous mes remerciements à l'équipe de l'IRAP qui travaille sur le projet CTA. Tout d'abord merci à mes directeurs de thèse Pierre JEAN qui a été mon enseignant en Master 2 et Jean-François OLIVE. Ils m'ont fait confiance depuis mon stage au laboratoire avec eux et j'ai énormément appris à leurs côtés. C'est une expérience très enrichissante d'avoir été formé par eux. Merci à Christophe MARTY notre chef de projet et ses réunions d'avancement qui nous ont été utiles. Merci à Thierry RAVEL et Christian JARNOT, le duo d'électronicien qui m'a beaucoup aidé et avec qui j'ai partagé des bons moments. Merci à Jurgen KNÖDLSER, Pierrick MARTIN et Luigi TIBALDO, pour les échanges que nous avons eus ensemble au sein du laboratoire.

Mes remerciements vont à tous les membres de l'équipe NectarCAM. Ils sont nombreux, merci particulièrement à Steve FEGAN, Sonia KARKAR, Sami CAROFF, François TOUSSENEL, Patrick SIZUN, Vincent VOISIN, Barbara BIASUZZI, Jean-François GLICENSTEIN, Philippe GALDEMAR, Estelle VIRIQUE, Philippe VENAULT, Heide COSTANTINI, David GASCON, Andreu SANUY, Karl-Heinz SULANKE, Julien HOULES, Dirk HOFFMANN et à tous ceux que j'ai oubliés de mentionner.

Je remercie mes anciens colocataires Timothé BOURGEOIS, Gabriel THERON, Nils VOGEL, Pascal GLOCK, Sina AMIRI, David GAUFRES, et Emmanuel GRESLIN. Merci d'avoir posé beaucoup de questions sur mon projet de recherche. Merci d'avoir donné de votre temps pour écouter en avant-première les répétitions (à des heures improbables) de mes diverses présentations que j'ai eues à faire durant mes études.

Je remercie mes amis Kathrin et Willi SCHILDKNECHT, Virginie DUPAS, Jérémie MAURIN, Kurchi SALIM, qui m'ont entouré pendant plusieurs années. Merci à Aurélie VALLET, la famille MAURIN, la famille RAKOTONINDRAINA et la famille BOURGEOIS. Merci à Anne et Théo ANTOLINOS, Marine DIANA, Capucine VERGNE, Mathieu VANNUTELLI, Roberto TANKEU, Aina RAJAONARIMANANA, Nathy et Johann YATES, Fabiani SAMBALIS et Margaux MARTINIE qui ont contribué à mes 10 ans de vie toulousaine.

Mes pensées vont enfin à mes proches qui me soutiennent de près ou de loin : mes parents

Adelliad et Laurent TSIAHINA, mes deux frères Laurian et Adellio TSIAHINA, mes beaux parents chaleureux Monique et Daniel BRUGUIERE, ma belle sœur et mon beau frère Amandine et Benjamin BRUGUIERE. Et, pour couronner le tout, un grand merci à ma femme Sarah TSIAHINA, ma compagne de rêve, pour m'avoir tellement soutenu durant ces longues années d'études.

Résumé

Les réseaux de télescopes gamma de très haute énergie actuels avec la technique d'imagerie Cherenkov atmosphérique (comme CANGAROO, HEGRA, HESS, MACE, MAGIC et VERITAS) hébergent au maximum cinq télescopes individuels. L'Observatoire Cherenkov Telescope Array (CTA) est conçu pour détecter les rayons gamma avec plus de 100 télescopes au total. Pour avoir un domaine spectral plus large, des télescopes de petite taille, de taille moyenne et de grande taille (respectivement 4 m, 12 m et 23 m de diamètre) seront installés dans les hémisphères nord et sud. La gamme d'énergie couverte s'étend de 20 GeV à 300 TeV. Plus de 30 pays sont engagés dans diverses activités allant de la construction au développement scientifique de son installation. La NectarCAM sera une des caméras pour les télescopes de taille moyenne qui couvrent la gamme 100 GeV-30 TeV. Elle contient 1855 pixels disposés sur une surface d'environ 6 m² et elle a une conception modulaire. Les 265 modules du plan focal de la NectarCAM contiennent chacun 7 tubes photomultiplicateurs avec leur électronique d'alimentation et de pré-amplification connectée à une carte interface permettant de communiquer avec le reste de la caméra. La conception, le développement et la production de ces modules du plan focal de la NectarCAM sont sous la responsabilité de l'IRAP. Lors de leur fabrication, nous devons nous assurer qu'ils sont valides et répondent aux exigences du consortium CTA. Mon travail de thèse consiste à concevoir et réaliser un banc de test, l'étudier, le caractériser et l'étalonner pour pouvoir contrôler la qualité et les performances de ces modules. Après avoir calibré le gain des unités de détection d'un module, l'étude de la réponse impulsionnelle, le niveau de bruit, la tenue au bruit du fond du ciel nocturne, la résolution et la détermination des divers défauts de ses photodétecteurs, caractérisent les performances de chaque pixel avant d'être intégrés dans la caméra. L'exploitation de ce banc de test a permis de mesurer les performances de 61 modules destinés à équiper un prototype de NectarCAM qui a été installé dans un prototype de télescope de taille moyenne à Adlershof (Allemagne). Ces tests ont montré que les performances de ces modules respectent les exigences scientifiques. Le banc a été ensuite amélioré pour l'analyse de la production des modules du modèle de qualification de la caméra et nous avons comparé les résultats des performances scientifiques de ces photodétecteurs par rapport au cahier des charges de la NectarCAM. Le modèle de qualification sera la première caméra installée au site nord de CTA à la Palma, en Espagne.

Mots clés : CTA, rayon gamma, Cherenkov, télescope, IACT, NectarCAM, tubes photomultiplicateurs, électronique, banc de tests, calibration, performances, performances instrumentales.

Abstract

Study and validation of performances of focal plane modules of NectarCAM cameras for the Cherenkov Telescope Array Observatory.

The major facilities of very high energy gamma ray telescope arrays with the imaging atmospheric Cherenkov technique (i.e. CANGAROO, HEGRA, HESS, MACE, MAGIC and VERITAS) host up to a maximum of five individual telescopes. The Cherenkov Telescope Array (CTA) Observatory is designed to detect gamma rays with more than 100 telescopes. For achieving a large energy range detection, small-sized, medium-sized and large-sized telescopes (with diameters of 4 m, 12 m and 23 m respectively), will be located in the northern and southern hemispheres. They will cover an energy range of 20 GeV to 300 TeV. More than 30 countries are involved in various activities ranging from construction to scientific development of the facility. The NectarCAM is one of the cameras for the medium-sized telescopes which covers the 100 GeV-30 TeV range. It contains 1855 pixels mounted on a surface of 6 m² and has a modular design. All the 265 modules of the NectarCAM contains 7 photomultiplier tubes with their power supply and preamplification which is connected to an interface board that allows them to communicate with the rest of the camera. The design, development and the production of the modules is under responsibility of IRAP. When manufacturing them, we must ensure that they are valid and fulfills the requirements of the CTA consortium. My thesis work is to implement a test bench and then studying it, characterizing it and calibrating it to control the quality and scientific performance of the modules. After having calibrated the gains of the pixels of the detection units of a module, the impulse response, the noise level, the stability within night sky background noise, the resolution and the determination of the various defects of the photodetectors, characterize the performances of each detector before being integrated into the camera. The test bench has enabled us to get the performances measurements of 61 modules for the NectarCAM prototype that has been mounted on a prototype of medium-sized telescope in Adlershof (Germany). These tests showed that scientific performances fulfill the requirements. The test bench was upgraded for the analysis of the production of the modules for the qualification model of the camera and we discussed the results we obtained compared to NectarCAM requirements. The qualification model will be the first camera installed at the CTA north site in La Palma, Spain.

Keywords : Gamma ray, Cherenkov, telescope, IACT, NectarCAM, photomultiplier tubes, test benches, calibration, performances, instrumental performances.

IRAP, Université de Toulouse, CNRS, CNES, 9 avenue du Colonel Roche,
31400 Toulouse, France
www.cta-observatory.org

Table des matières

Table des sigles et acronymes	xix
Introduction	1
Chapitre 1 Observation du ciel en gamma de très haute énergie	3
1.1 Le ciel en rayons gamma THE	3
1.1.1 Les rayons gamma THE	3
1.1.2 Les origines des rayons gamma THE dans le ciel	5
1.1.3 Les différentes méthodes de détection des rayons gamma de très haute énergie	6
1.1.4 L'effet Cherenkov	6
1.1.5 L'observation des rayons gamma THE	8
1.1.6 Les principales expériences au sol avec un large champ de vision . . .	10
1.1.7 Les principales expériences au sol avec le système IACT	12
1.2 L'Observatoire CTA et la motivation scientifique	18
1.2.1 Historique du projet	18
1.2.2 Objectifs et motivations scientifiques	18
1.2.3 Différents types de télescopes	19
1.2.4 Différents types de caméras	23
Chapitre 2 La caméra NectarCAM et ses modules du plan focal	29
2.1 La structure, les sous ensembles du plan de détection de la caméra	29
2.2 Le signal, de la détection à la digitalisation	33
2.3 Le module de plan focal	36
2.3.1 La structure générale du FPM	36
2.3.2 Le fonctionnement d'un tube photomultiplicateur	37
2.3.3 La carte d'alimentation des détecteurs et de pré-amplification	38
2.3.4 L'unité de détection	41
2.3.5 La carte d'interface vers l'électronique front-end	42

2.4	La production des FPMs	44
2.4.1	Industrialisation de la fabrication	44
2.4.2	La traçabilité de la production	45
2.4.3	Les trois bancs de test dans la production industrielle	46
2.4.4	Résumé des caractéristiques techniques de la NectarCAM	56
Chapitre 3 Moyen de caractérisation scientifique de l'instrumentation du plan focal de la NectarCAM		57
3.1	Caractérisation à l'aide de bancs de test	57
3.2	Mode opératoire	57
3.3	Description de la baie de test pour les modules de la caméra QM	58
3.3.1	Diagramme de fonctionnement	60
3.3.2	Les <i>drawers</i> et les <i>channels</i>	61
3.3.3	Protocoles des tests unitaires	62
3.3.4	Caractérisation des sources lumineuses	67
Chapitre 4 Analyse et Validation des performances des photodétecteurs d'un prototype de NectarCAM		73
4.1	Résumé de la publication "Measurement of performance of the NectarCAM photodetectors"	73
4.2	Measurement of performance of the NectarCAM photodetectors	74
Chapitre 5 Analyse et validation des performances des photodétecteurs du modèle de qualification de la NectarCAM		93
5.1	Les RUNs	93
5.2	Les tests unitaires pour la mesure et la validation des performances	94
5.2.1	Le <i>sanity check</i>	94
5.2.2	La calibration du gain nominal avec injection du NSB	96
5.2.3	Mesure de la réponse à une impulsion photoélectronique unique SPE	105
5.2.4	Mesure du bruit électronique	109
5.2.5	Test de la tenue au bruit de fond du ciel NSB	112
5.2.6	Mesure de la résolution en charge	117
5.2.7	Mesure du taux des afterpulses	124

5.2.8	L'efficacité quantique : estimation via la <i>cathode blue sensitivity index</i> . . .	129
5.3	Récapitulatif des performances	132
5.4	Complications rencontrées	134
5.5	Le devenir des tests	135
Chapitre 6	Conclusion	137
6.1	Résumé des travaux de thèse	137
6.1.1	Validation des 61 FPMs pour les tests à Adlershof	138
6.1.2	Validation des 265 FPMs pour le QM	139
6.1.3	Études du SPE	139
6.2	Perspectives	139
6.3	Conclusion générale	140
Annexe A	Manuel d'utilisation des 3 bancs de test	143
Annexe B	Determination of SPE spectrum and gain measurement for NectarCAM	151
Annexe C	Performance of the FPM v2 prototypes of the NectarCAM module (p24-26)	163
Bibliographie		167

Table des figures

1.1	Le spectre électromagnétique.	4
1.2	Photographie de la voie lactée vue au-dessus des télescopes HESS en Namibie	5
1.3	Photographie de Pavel Alekseïevitch Tcherenkov en 1958.	6
1.4	Développement de la cascade électromagnétique produite par un rayon gamma	7
1.5	L'effet Cherenkov.	7
1.6	Radiation Cherenkov dans le cœur de l'Advanced Test Reactor.	8
1.7	Démonstration de Bruno Rossi en 1929 d'une cascade d'émission de particules secondaires	9
1.8	Illustration d'un rayon gamma THE entrant dans l'atmosphère et générant une gerbe électromagnétique.	9
1.9	Production de lumière Cherenkov calculée avec le programme de simulation CORSIKA	10
1.10	L'observatoire HAWC	11
1.11	Image d'une gerbe électromagnétique détectée par HAWC.	11
1.12	Site de MILAGRO, avec couverture stabilisée gonflée pour l'accès	12
1.13	Intérieur de MILAGRO.	12
1.14	Technique IACT.	13
1.15	Le réseau de télescope CANGAROO-III	14
1.16	Le réseau de télescopes HEGRA.	15
1.17	HESS II, expérience à cinq télescopes en Namibie.	15
1.18	télescope MACE.	16
1.19	Le réseau de télescopes MAGIC dans la nuit	16
1.20	Le télescope MAGIC	17
1.21	Le réseau de télescopes VERITAS	17
1.22	L'observatoire CTA.	19
1.23	Localisation des sites CTA au nord et au sud.	19
1.24	Vue d'artiste du SST.	20
1.25	Vue d'artiste du MST.	21

1.26	Vue d'artiste du LST.	22
1.27	La caméra <i>Compact High Energy Camera</i> (CHEC).	23
1.28	La caméra FlashCAM.	24
1.29	Le prototype de la caméra NectarCAM constitué de 61 modules.	25
1.30	La caméra DragonCAM.	26
2.1	La structure du Projet CTA.	30
2.2	La structure du consortium NectarCAM.	31
2.3	La NectarCAM sur la MST.	32
2.4	Vue éclatée de la NectarCAM.	32
2.5	Vue 3D de la NectarCAM.	33
2.6	Module de la NectarCAM : la détection d'un photon et la digitalisation.	34
2.7	Schéma de la chaîne d'acquisition	35
2.8	Le <i>Focal Plane Module</i> (FPM)	36
2.9	Le <i>Photomultiplier Tube</i> (PMT)	37
2.10	Fonctionnement d'un tube photomultiplicateur : le PMT R12992-100-05.	37
2.11	La carte <i>High Voltage Pre-Amplifier</i> (HVPA)	38
2.12	Schéma du circuit <i>Cockroft-Walton</i> (CW) combiné au pont diviseur capacitif.	40
2.13	Le <i>Detector Unit</i> (DU)	41
2.14	La carte <i>Interface Board</i> (IB)	42
2.15	Diagramme de production des FPMs	44
2.16	Photo des 3 bancs de test.	46
2.17	Image 3D du banc de test générique des éléments du FPM	47
2.18	Logiciels de diagnostic HVPAs DUs et IBs.	49
2.19	Interface homme-machine du banc de test HVPA	50
2.20	Diagramme du banc de test HVPA	51
2.21	Interface homme-machine du banc de test DU	52
2.22	Diagramme du banc de test DU	53
2.23	Interface homme-machine du banc de test IB	54
2.24	Diagramme du banc de test IB	55
3.1	Vue 3D du banc de test BTFFPM2 pour les modules de la caméra QM	58

3.2	Photo du banc de test BTFFPM2 (vue de devant).	59
3.3	Photo du banc de test BTFFPM2 (vue de derrière).	59
3.4	Photo du poste de contrôle	60
3.5	Plan de la salle de test	60
3.6	Diagramme du banc de test BTFFPM2	61
3.7	Positions des FPM et positions des pixels dans le banc de test BTFFPM2	61
3.8	L'impulsion : la numérisation d'un évènement de photon détecté par un pixel	63
3.9	Les évènements enregistrés.	63
3.10	Algorithme d'estimation de la charge nette pour un évènement de photon.	64
3.11	Spectre des charges nettes d'une acquisition à haut régime d'intensité de flashes.	65
3.12	Arborescence des fichiers générés lors d'un RUN	66
3.13	La répartition des acquisitions et des analyses dans un RUN	67
3.14	Spectre des 8 LEDs NSB.	68
3.15	Mesure de l'intensité des 8 LEDs NSB sur le banc de test	68
3.16	Carte des fréquences de NSB sur le BTFFPM2 avec les 8 LEDs à 1391 mV.	69
3.17	Nombre de photo-électrons en fonction de la commande du Flash LED Pulser.	70
3.18	Densité optique du filtre FSQ-OD100 en fonction de la longueur d'onde.	70
3.19	Atténuation du filtre ND FSQ-OD100 avec la Nano LED.	71
3.20	Atténuation du filtre ND FSQ-OD100 avec la lampe étalon HL-3P-CAL.	71
3.21	Effet du filtre ND FSQ-OD100 sur la nano LED.	72
5.1	Calendrier des résultats des RUNs du BTFFPM2	94
5.2	Aperçu du résultat d'un sanity check.	95
5.3	Gain d'un PMT vs haute tension	96
5.4	Diagramme de la calibration du gain nominal avec injection de bruit de fond NSB.	99
5.5	Itérations de réglage des hautes tension nominales des photodétecteurs de la caméra QM.	101
5.6	Distribution des gains des photodétecteurs de la caméra QM estimés à haut régime d'intensité	102
5.7	Distribution des gains des photodétecteurs de la caméra QM estimés avec la méthode SPE	103

5.8	Distribution des gains des photodétecteurs de la caméra QM estimés avec la méthode photo-statistique.	104
5.9	Hautes tensions nominales des photodétecteurs de la caméra QM déterminées avec le BTFFPM2 vs les hautes tensions nominales de Hamamatsu.	105
5.10	Synchronisation des impulsions	106
5.11	Impulsions moyennes de SPE des 1855 PMTs mesurées avec un gain moyen de 40000.	107
5.12	Distribution des largeurs FWHM d'impulsions SPE des 1855 PMTs avec un gain moyen de 40000.	108
5.13	Distribution des valeurs TTS mesurées avec les SPE des 1855 PMTs avec un gain moyen de 40000.	109
5.14	Le pedestal	109
5.15	Distribution des fluctuations du bruit électronique des photodétecteurs de la caméra QM à 0 V.	110
5.16	Distribution des fluctuations du bruit électronique des photodétecteurs de la caméra QM à 100 V.	111
5.17	Distribution des fluctuations du bruit électronique photodétecteurs de la caméra QM à HT nominale.	112
5.18	La numérisation du <i>Night Sky Background</i> (NSB)	113
5.19	Taux de NSB vs alimentation des LEDs mesuré par photodétecteurs de la caméra QM.	114
5.20	Répercussion du NSB sur le gain du PMT.	115
5.21	Gain d'un PMT en fonction du <i>Night Sky Background</i> (NSB)	116
5.22	L'acquisition du test NSB.	116
5.23	Distribution de la variation relative du gain des photodétecteurs de la caméra QM en fonction du taux de NSB	117
5.24	L'acquisition du test de la résolution en charge.	118
5.25	Distribution des taux de NSB injectés pour le calcul de la résolution en charge pour les 1855 PMTs.	119
5.26	Distribution de la variation relative du gain des photodétecteurs de la caméra QM en fonction du taux de NSB	120

5.27	Nombre d'occurrences de mots binaires (codes) par rapport à la valeur décimale de chaque mot du convertisseur NECTAr 12-bits sur la voie LG.	121
5.28	Nombre d'occurrences de mots binaires (codes) par rapport à la valeur décimale de chaque mot du convertisseur NECTAr 12-bits sur la voie LG après correction.	121
5.29	Résultats de la correction du défaut de la voie LG lié aux bits manquants. . . .	122
5.30	Comparaison des impulsions de régime haut sur la voie HG avant et après la correction des bits manquants.	122
5.31	Distribution des rapports HG/LG des photodétecteurs de la caméra QM	123
5.32	L'afterpulse.	124
5.33	L'acquisition du test afterpulse.	125
5.34	Probabilités d'afterpulse pour les 1855 PMTs de la caméra QM mesurées à un gain de 40k	126
5.35	Probabilités d'afterpulse pour 186 PMTs de la caméra QM mesurées par Hamamatsu à un gain de 100k et celles mesurées par le BTFFPM2 à 40k au seuil d'impulsion de 4 ph.e.	127
5.36	Différences des probabilités d'afterpulse pour 186 PMTs de la caméra QM mesurées par Hamamatsu à un gain de 100k avec celles mesurées par le BTFFPM2 à 40k au seuil d'impulsion de 4 ph.e..	128
5.37	Efficacités quantiques (QE) vs la longueur d'onde (λ) de 10 PMTs	129
5.38	Histogramme des efficacités quantiques maximales estimées des 265 FPMs. .	130
5.39	Distribution spatiale des efficacités quantiques maximales estimées des 265 FPMs.	131
5.40	Distribution spatiale des FPMs réarrangés par moyenne d'efficacités quantiques maximales.	131
5.41	Outil de traçabilité des FPMs.	134
6.1	Image d'un évènement de type gamma détecté par la NectarCAM prototype .	138

Liste des tableaux

1.1	Comparatif des expériences majeures IACT avec l'expérience CTA.	26
2.1	Tableau des SLOW Controls (SLCs).	43
2.2	Tests fonctionnels des éléments du FPM.	48
2.3	Caractéristiques techniques de la NectarCAM.	56
5.1	Récapitulatif des performances des FPMs de la caméra QM.	132

Table des sigles et acronymes

ACTA	<i>Amplifier for Cherenkov Telescope Array</i>
ADC	<i>Analog-to-Digital Conversion</i>
AES	<i>Advanced Encryption Standard</i>
AOI	<i>Automatic Optical Inspection</i>
ASCII	<i>American Standard Code for Information Interchange</i>
ASIC	<i>Application Specific Integrated Circuit</i>
AXI	<i>Automatic X-ray Inspection</i>
BP	<i>Backplane</i>
BTfPM₁	Banc de Test FPM v1
BTfPM₂	Banc de Test FPM v2
CAN	Conversion Analogique-Numérique
CANGAROO	Collaboration between Australia and Nippon for a GAMMA Ray Observatory in the Outback
CB	Corning Blue sensitivity
CC	Courant Continu
CEA	Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives
CHEC	<i>Compact High Energy Camera</i>
CNA	Conversion Numérique-Analogique
CNRS	Centre National de la Recherche Scientifique
CORSIKA	<i>COsmic Ray SIMulations for KASCADE</i>
CT	<i>Current Trip</i>
CTA	<i>Cherenkov Telescope Array</i>
CTAO	<i>Cherenkov Telescope Array Observatory</i>
CW	Cockroft-Walton
DAC	<i>Digital-to-Analog Conversion</i>
DAQ	<i>Data Acquisition</i>
DC	<i>Direct Current</i>
DESY	<i>Deutsches Elektronen-Synchrotron</i>
DU	<i>Detector Unit</i>
ERIC	<i>European Research Infrastructure Consortium</i>
ESO	<i>European Southern Observatory</i>
FEB	<i>Front End Board</i>
FIFO	<i>First In First Out</i>

FPGA	<i>Field Programmable Gate Array</i>
FPI	<i>Focal Plane Instrumentation</i>
FPM	<i>Focal Plane Module</i>
FTP	<i>File Transfert Protocol</i>
FWHM	<i>Full Width at Half Maximum</i>
GBF	<i>Générateur de Basses Fréquences</i>
HAWC	<i>High-Altitude Water Cherenkov Observatory</i>
HEGRA	<i>High-Energy-Gamma-Ray Astronomy</i>
HESS	<i>High Energy Stereoscopic System</i>
HG	<i>High Gain</i>
HK	<i>Housekeeping</i>
HT	<i>Haute Tension</i>
HTTPS	<i>HyperText Transfert Protocol Secure</i>
HVPA	<i>High Voltage Pre-Amplifier</i>
HV	<i>High Voltage</i>
IACT	<i>Imaging Atmospheric Cherenkov Technique</i>
IB	<i>Interface Board</i>
ICCUB	<i>Institut de Ciències del Cosmos, University of Barcelona</i>
IP	<i>Internet Protocol</i>
IPAG	<i>Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble</i>
IRAP	<i>Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie</i>
IRFU	<i>Institut de Recherche sur les lois Fondamentales de l'Univers</i>
LED	<i>Light-Emitting Diode</i>
LG	<i>Low Gain</i>
LPNHE	<i>Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Energies</i>
LPSC	<i>Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie</i>
LST	<i>Large-Sized Telescope</i>
LUPM	<i>Laboratoire Univers et Particules de Montpellier</i>
LVDS	<i>Low Voltage Differential Signaling</i>
MACE	<i>Major Atmospheric Cherenkov Experiment Telescope</i>
MAGIC	<i>Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov</i>
MILAGRO	<i>Multiple Institution Los Alamos Gamma Ray Observatory</i>
MST	<i>Medium-Sized Telescope</i>
NAS	<i>Network Attached Storage</i>
NSB	<i>Night Sky Background</i>
NECTAr	<i>New Electronic for Cherenkov Telescope array</i>

NectarCAM	<i>New electronic for cherenkov telescope array CAMera</i>
OPC-UA	<i>Open Platform Communications - Unified Architecture</i>
PACTA	<i>Pre-Amplifier for Cherenkov Telescope Array</i>
PBS	<i>Product Breakdown Structure</i>
PC	<i>Personal Computer</i>
PE	<i>Photo-Electron</i>
PMT	<i>Photomultiplier Tube</i>
PN	<i>Product Number</i>
PyUAF	<i>Python bindings for the Unified Architecture Framework</i>
PVC	<i>Polyvinyl Chloride</i>
QE	<i>Quantum Efficiency</i>
QM	<i>Qualification Model</i>
RC	<i>Résistance-Capacité</i>
RMS	<i>Root Mean Square</i>
RPM	<i>Red Hat Package Manager</i>
RS232	<i>Recommended Standard 232</i>
SAPO	<i>Speakers And Publication Office</i>
SOA	<i>Service-Oriented Architecture</i>
SLC	<i>SLOW Control</i>
SN	<i>Serial Number</i>
SPE	<i>Single Photo-Electron</i>
SPI	<i>Serial Peripheral Interface</i>
SSL	<i>Secure Socket Layer</i>
SST	<i>Small-Sized Telescope</i>
TCP	<i>Transmission Control Protocol</i>
TGIR	<i>Très Grand Instrument de Recherche</i>
THE	<i>Très Haute Energie</i>
TIFR	<i>Tata Institute of Fundamental Research</i>
TLS	<i>Transport Layer Security</i>
TTS	<i>Transit Time Spread</i>
UDP	<i>User Datagram Protocol</i>
USB	<i>Universal Serial Bus</i>
UV	<i>Ultraviolet</i>
UNAM	<i>Université de Namibie</i>
VERITAS	<i>Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System</i>
VHE	<i>Very High Energy</i>
WC	<i>Winston Cone</i>
XML	<i>Extensible Markup Language</i>

Introduction

Historiquement, l'observation des rayons gamma de très hautes énergies a permis la découverte d'une centaine de nouvelles sources dans le ciel. Fort de cette avancée, en 2006, CTA a été proposé comme la prochaine expérience au sol pour l'observation des rayons gamma de très haute énergie. Avec plus de 100 de télescopes, l'observatoire détectera près d'un millier de sources dans notre galaxie (trous noirs, des restes de supernova, des régions de formation d'étoiles, des pulsars, etc...). La conception des différents systèmes, des modèles de télescopes et de caméras ainsi que des sites susceptibles d'accueillir le futur réseau ont été proposés. Les spécifications scientifiques des modèles retenus ont été établies par le consortium CTA. Des prototypes de télescopes et de caméras ont alors vu le jour et ont été validés. Nous sommes actuellement en phase de leur pré-production et il est crucial de vérifier que les contraintes scientifiques sont respectées. Mon projet de recherche, cofinancé par la région Occitanie et l'entreprise Microtec, a pour objectif de réaliser des tests et des mesures de la pré-production et de la production industrielle des photodétecteurs de la caméra NectarCAM qui équipera les télescopes de taille moyenne de l'observatoire. Comme il y aura un grand nombre de caméras, nous devons réduire les coûts de production de leurs pixels tout en s'assurant de leur bon fonctionnement.

La présente thèse rassemble mes études des performances des photodétecteurs de la caméra NectarCAM. Ce manuscrit est divisé en six chapitres. Pour commencer, au cours du **premier chapitre** introductif, nous nous familiariserons avec les rayons gamma de très haute énergie et leur origine. Nous parlerons par la suite des gerbes électromagnétiques produites par les rayons gammas dans l'atmosphère et de l'effet Cherenkov qui permettent leur détection. Les deux méthodes de détection de ces rayons gamma de très haute énergie y seront explicitées avec des exemples concrets d'expériences ayant existé et existantes. Ces dernières ont façonné l'histoire, les objectifs et la composition de l'observatoire CTA qui seront décrits par la suite. Le **deuxième chapitre** est consacré aux modules de plan focal de la NectarCAM qui constituent le plan de détection de la caméra. Il détaille comment ces modules sont conçus et comment ils permettent de capter la lumière pour la restituer sous forme de signal. Il définit aussi ma participation active à la production de ces modules de façon industrielle et présente les solutions de traçabilité et la description des divers bancs de tests des sous ensembles à valider avant leur assemblage. Le **troisième chapitre** spécifie le moyen de leur caractérisation scientifique : un banc de test dédié qui est le résultat de mon travail avec l'aide de mon équipe à l'IRAP et des ingénieurs du consortium NectarCAM. Il énumère les différents éléments du banc, la manière de procéder, les protocoles des tests et détaille les sources lumineuses utilisées. Le **quatrième chapitre**, qui est une publication de mon travail avec la première version de ce banc de test pour les modules, est consacré aux analyses et la validation des 427 photodétecteurs du prototype de la NectarCAM. Le **cinquième chapitre** expose les méthodes d'analyse des performances du modèle de qualification de la caméra. Les performances sont discutées par rapport au cahier des charges spécifié par le consortium CTA. Il montre également que ce dernier est respecté. Le retour d'expérience à la fin de ce chapitre met en exergue les divers aléas et les complications rencontrées lors de la production ainsi que les solutions mises en place pour les éviter. Enfin, le **sixième chapitre** est une

conclusion qui résume mon travail en discutant les résultats obtenus dans cette thèse. Il met également en avant la réussite de la pré-production avec les premières images du prototype de la NectarCAM, la préparation pour la production de masse, les critiques et perspectives possibles sur mes travaux de thèse.

CHAPITRE 1

Observation du ciel en gamma de très haute énergie

Sommaire

1.1	Le ciel en rayons gamma THE	3
1.1.1	Les rayons gamma THE	3
1.1.2	Les origines des rayons gamma THE dans le ciel	5
1.1.3	Les différentes méthodes de détection des rayons gamma de très haute énergie	6
1.1.4	L'effet Cherenkov	6
1.1.5	L'observation des rayons gamma THE	8
1.1.6	Les principales expériences au sol avec un large champ de vision	10
1.1.7	Les principales expériences au sol avec le système IACT	12
1.2	L'Observatoire CTA et la motivation scientifique	18
1.2.1	Historique du projet	18
1.2.2	Objectifs et motivations scientifiques	18
1.2.3	Différents types de télescopes	19
1.2.4	Différents types de caméras	23

1.1 Le ciel en rayons gamma THE

Le ciel est l'étendue qu'on observe depuis la surface de notre planète Terre, de l'horizon au zénith, dans laquelle on observe les étoiles filantes, les mouvements réguliers des astres et où l'on fait des découvertes inattendues. Issus du ciel, nous recevons constamment des rayonnements, entre autres des ondes radios, des rayons lumineux visibles à l'œil nu provenant des étoiles ou reflétés par la lune, des sources de rayonnement dans le domaine de l'ultraviolet UV, des rayons X et gamma (γ).

1.1.1 Les rayons gamma THE

La lumière est constituée de photons. Ce sont des ondes de champ électrique et magnétique alternés dont on peut déterminer la fréquence (nombre d'ondes qui passent par un point en une seconde) ou la longueur d'onde (la distance entre le pic d'une onde à l'autre). L'énergie d'un photon peut se mesurer en électronvolts (symbole eV). C'est l'énergie acquise par un électron soumis à un potentiel électrique de 1 V. Un électronvolt correspond à $1,6 \cdot 10^{-19}$ J, c'est donc une unité très faible. Les multiples sont le keV = 10^3 eV, le MeV =

10^6 eV, le GeV = 10^9 V et ainsi de suite. Plus la fréquence d'un photon est élevée, plus la longueur d'onde est petite. Le spectre de la lumière va depuis des fréquences les plus basses (des ondes radio et des micro-ondes), aux fréquences moyennes trouvées dans la lumière infrarouge, optique (arc-en-ciel) et ultraviolette, jusqu'aux fréquences les plus élevées des rayons X et gamma invisibles à l'œil nu (voir Figure 1.1).

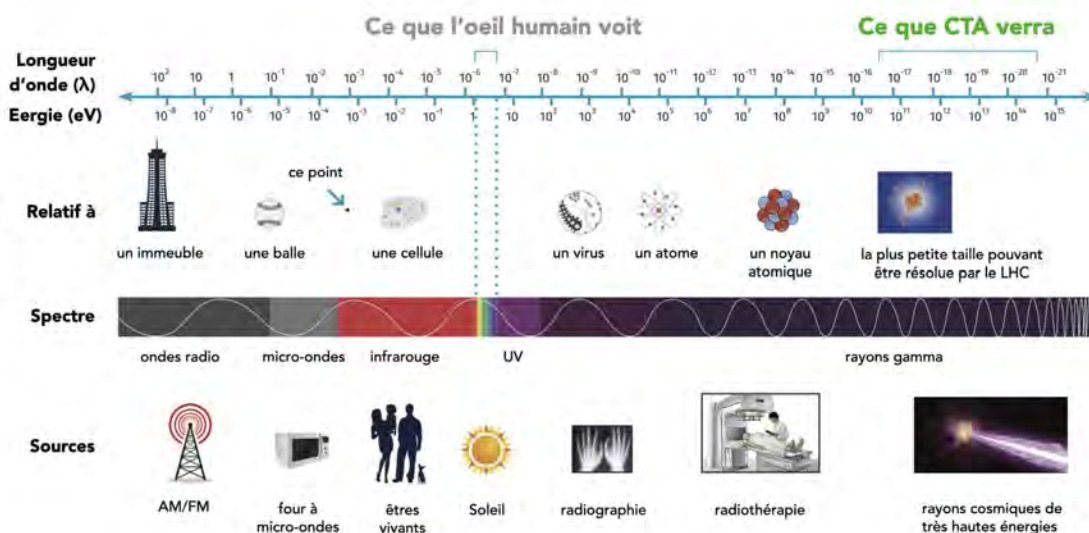


FIGURE 1.1 – Le spectre électromagnétique (©Vecteezy.com, Dragonartz.net, NAOJ, NCI, CERN, NASA — traduction FR A. Tsiaghina).

De nos jours, l'astronomie couvre déjà le spectre électromagnétique des ondes radio jusqu'aux rayons gamma. Le domaine γ correspond aux photons d'énergies supérieures à 0,5 MeV et n'a pas de limite supérieure. Les photons cosmiques les plus énergétiques actuellement détectés atteignent environ 100 TeV (HESS, illustration Figure 1.2). Dans le projet *Cherenkov Telescope Array* (CTA), nous nous concentrons sur la partie à très haute énergie du spectre électromagnétique, au-dessus de 100 GeV, qui permet d'étudier en particulier l'origine des rayons cosmiques. Les rayons gamma de très hautes énergies offrent aux scientifiques et chercheurs une autre façon de voir l'Univers. Comme le montre la Figure 1.2, les télescopes au sol qui permettent d'observer les rayons gamma offrent une perspective différente de la voie lactée, ajoutant ainsi une image complémentaire à des phénomènes qu'ils étudient à d'autres longueurs d'onde.



FIGURE 1.2 – Photographie de la voie lactée vue au-dessus des télescopes HESS en Namibie — Montage montrant des sources de rayons gamma *Très Haute Energie* (THE) détectées par HESS — Ces télescopes installés en Namibie ont permis d’étudier des populations de nébuleuses de vent de pulsar et de restes de supernova ainsi que des microquasars, jamais détectés auparavant dans la gamme des rayons gamma. ©F. Acero, / Map of gamma ray sources / ©HESS collaboration.

1.1.2 Les origines des rayons gamma THE dans le ciel

Le rythme de développement de l’astronomie des hautes énergies s’est considérablement accéléré depuis 1991. Cette allure a pu révéler plusieurs catégories d’objets dont l’émission est dominée par des processus non thermiques impliquant des chocs violents, parfois associés à des explosions stellaires ou à la présence d’objets compacts comme les étoiles à neutrons ou les trous noirs.

Parmi les sources de rayons γ THE, il y a les sources **galactiques** telles que les pulsars, les restes de supernova, les nébuleuses activées par des pulsars, certains systèmes binaires. À cela s’ajoute le trou noir au centre de notre galaxie.

Il y a aussi les sources **extragalactiques** comme les galaxies à flambée d’étoiles, noyaux galactiques actifs et sursauts de rayons γ . L’observation des rayons gamma extragalactiques est limitée par l’absorption des rayons γ sur leur chemin vers la Terre par la lumière de fond extra-galactique (EBL) lorsque l’énergie totale dans le centre de masse de la réaction des photons γ permet la production d’une paire électron-positron. Cet effet d’absorption, dû à la lumière de fond infrarouge et optique a été observé sur des rayons gamma du TeV émis par des noyaux actifs de galaxie. Son estimation permet de mesurer la densité de ces photons de fond.

Les résultats de l’analyse de quinze ans d’observations de la Voie lactée ont été publiés par collaboration internationale HESS et l’ensemble de ces données sert de référence entre autre pour la collaboration CTA. Au total, 14 articles constituant le plus grand catalogue de sources de rayons gamma THE dans la galaxie sont publiés le 9 avril 2018 dans un numéro spécial de la revue *Astronomy & Astrophysics* (voir [1]).

1.1.3 Les différentes méthodes de détection des rayons gamma de très haute énergie

Puisque nous nous focalisons sur les rayons gamma THE, les techniques spécifiques (télescopes Compton, collimateurs, masques codés, calorimètre, ...), concernant l'astronomie des rayons γ de basse énergie (au-dessous de 100 MeV) et hautes énergies (entre 100 MeV et 100 GeV) ne sont pas abordées dans ce chapitre. Au-dessus de 100 MeV les rayons γ ne peuvent pas être focalisés ou réfléchis comme les rayons X . Les télescopes gamma embarqués en ballons stratosphérique ou satellites sont généralement efficaces pour observer dans une plage d'énergie inférieure à quelques centaines de MeV (satellites OSO-3, SAS-2, COS-B) bien que certaines expériences dans l'espace peuvent aller jusqu'à 300 GeV (EGRET à bord du Compton Gamma-Ray Observatory) et certaines analyses poussent jusqu'au TeV (Fermi-LAT). Le domaine de très haute énergie THE au-delà d'environ 100 GeV impose une technique de détection au sol. En effet, à ces très hautes énergies, les rayons gamma peuvent être détectés par des télescopes Cherenkov.

1.1.4 L'effet Cherenkov

En 1934, le physicien russe Pavel Alekseïevitch Tcherenkov (prix Nobel de physique de 1958) a remarqué cet effet qui porte son nom qui est analogue au bang produit par un avion supersonique : une lumière bleutée appelée rayonnement Cherenkov. Ce phénomène se produit quand une particule chargée relativiste traverse un milieu transparent comme l'air ou l'eau. Il est souvent orthographié Tcherenkov (à la française), Cherenkov (à l'anglaise) ou encore « Cerenkov ».



FIGURE 1.3 – Photographie de Pavel Alekseïevitch Tcherenkov en 1958 (source Wikipédia, © Domaine public).

Lorsqu'un rayon γ THE entre dans l'atmosphère terrestre, il se matérialise en une paire électron-positron lors d'une interaction avec un noyau d'atome. L'électron et le positron étant très légers, ils ont des vitesses très élevées. La paire électron-positron ($e^+ e^-$) initiale génère une cascade électromagnétique : chaque $e^+ e^-$ de haute énergie rayonne des rayons γ secondaires en interagissant avec des noyaux d'atomes par le processus de rayonnement de freinage (*Bremsstrahlung*¹). Tout comme le rayon gamma initial, les rayons gamma secondaires

1. Terme allemand qui veut dire "Rayonnement de freinage", qui est un rayonnement électromagnétique à spectre large créé par le ralentissement de charges électriques.

se matérialisent en une paire $e^+ e^-$ d'énergies inférieures (voir Figure 1.4) et ainsi de suite. Il se développe une cascade électromagnétique composée d'électrons et de photons.

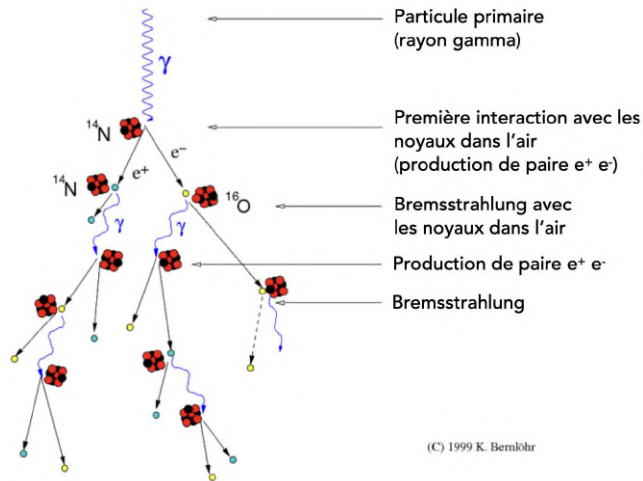


FIGURE 1.4 – Développement de la cascade électromagnétique produite par un rayon gamma
©image K. Bernlöhr, traduction FR A. Tsiaghina.

Les particules dans la cascade ont une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière dans l'air (la vitesse de la lumière dans le vide étant une limite absolue). Ce sont des particules ultra-relativistes. Dans ces milieux, la lumière est légèrement moins rapide que les électrons et positrons. Par exemple, la vitesse de la lumière dans l'eau est de 200 000 km/sec. Pour aller plus vite que la lumière dans l'eau, un électron (ou un positron) doit avoir une énergie cinétique supérieure à 175 keV. Dans l'atmosphère, la vitesse de la lumière est très proche des 300 000 km/sec de la lumière dans le vide (célérité absolue). Il faut avoir une énergie supérieure à ~ 21 MeV pour dépasser la vitesse de la lumière dans ce milieu.

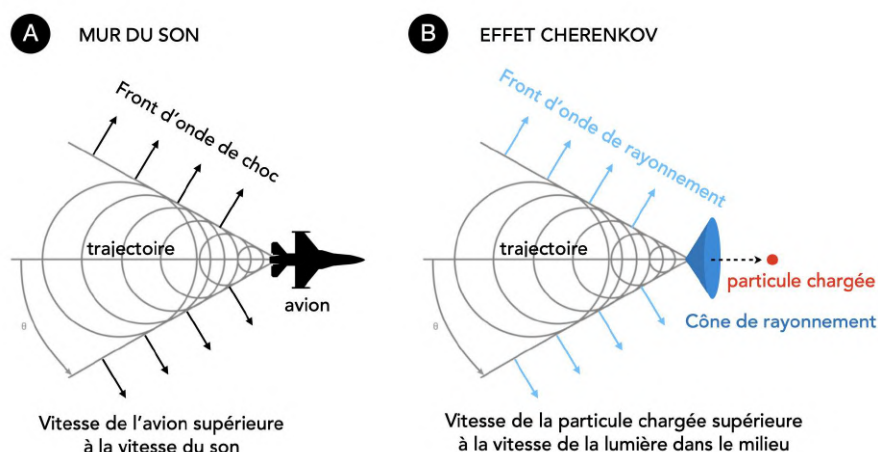


FIGURE 1.5 – L'effet Cherenkov — Analogie avec (A) le mur du son, la lumière (cône de rayonnement) suit la particule (B) ©image A. Tsiaghina.

Dans leur trajectoire, ces particules ionisent et excitent les nombreux atomes et molécules qu'elles rencontrent. Le long de leur trajectoire dans l'air, les électrons et positrons ultra-relativistes produisent une lumière bleutée : c'est l'effet Cherenkov. Si on l'illustre en s'aidant de l'analogie avec le mur du son (Figure 1.5), l'électron (ou le positron) jouerait le rôle de l'avion et les ondes de lumière celui des ondes sonores qui arrivent dans un second temps. L'électron ultra-relativiste est déjà passé avant que le flash de lumière bleue n'apparaisse. **Dans l'air**, ce phénomène commence à haute altitude (~ 10 km) par la création de paire $e^+ e^-$ (effet de matérialisation) et la cascade se crée jusqu'à ce que l'énergie des particules secondaires ne soit plus suffisante pour créer de nouvelles paires électron-positron. Il en résulte une radiation lumineuse émise le long d'un cône qui éclaire le sol.

Dans l'eau, l'effet Cherenkov peut aussi être produit par les électrons e^- qui sont accélérés par effet Compton². Les astronautes ont pu eux aussi observer des éclairs bleus dans leurs yeux car dans l'humeur aqueuse de l'œil, il est possible à des particules cosmiques extrêmement rapides de créer un effet Cherenkov. C'est aussi le cas concret des piscines nucléaires (voir Figure 1.6).

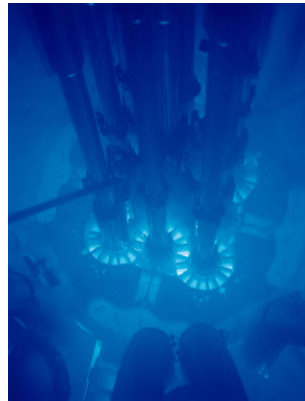


FIGURE 1.6 – Radiation Cherenkov dans le cœur de l'Advanced Test Reactor — Les électrons sont produits par effet Compton dans l'eau par des rayons gamma des désintégrations radioactives ©photo Argonne National Laboratory.

1.1.5 L'observation des rayons gamma THE

Comme décrit dans la section précédente, un photon gamma astrophysique produira dans l'atmosphère une cascade électromagnétique qui contient des électrons, des positrons et des rayons gamma secondaires (voir Figure 1.8). Pour les détecter au sol, il y a deux techniques : (i) la première est de détecter les particules secondaires de la cascade par effet Cherenkov dans l'eau une fois qu'elles atteignent le niveau du sol et (ii) la deuxième méthode consiste à collecter la lumière Cherenkov résultante de la gerbe électromagnétique par des télescopes au sol munis de caméras ultra-rapides qui font des images de la gerbe produite dans l'atmosphère. L'analyse des images obtenues permet de remonter à la direction et l'énergie initiales du photon gamma par diverses méthodes (simulation, imagerie, stéréoscopie, etc...).

2. Une partie de l'énergie du photon gamma incident est transférée à un électron d'une couche périphérique d'un atome. L'énergie incidente se trouve donc répartie entre l'électron Compton et le photon gamma diffusé.

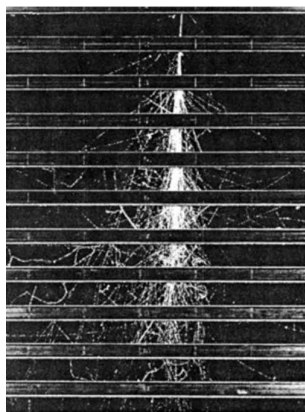


FIGURE 1.7 – Démonstration de Bruno Rossi en 1929 d'une cascade d'émission de particules secondaires — Photographie faite à partir d'une chambre à brouillard (MIT cosmic group) d'une particule, venant d'un rayon cosmique entrant dans l'atmosphère et traversant une série de plaques de laiton, démontrant qu'une seule particule peut donner en effet naissance à de multiples particules secondaires ©photo McGraw–Hill Companies réf. 2, p. 96.



FIGURE 1.8 – Illustration d'un rayon gamma THE entrant dans l'atmosphère et générant une gerbe électromagnétique. On observe généralement un rayon gamma par m^2 par an pour les sources les plus actives et jusqu'à 1 par siècle pour les sources les plus faibles ©montage photo A. Tsiaghina

La principale difficulté qui a entravé les expériences pionnières au sol est que les autres particules chargées du rayonnement cosmique³ produisent également des cascades dans l'atmosphère qu'on appelle des gerbes hadroniques. Elles représentent un énorme bruit de fond par rapport aux cascades électromagnétiques induites par les rayons γ . Cette difficulté a finalement été surmontée en 1989 avec l'avènement de la technique d'imagerie Cherenkov : les gerbes hadroniques n'ont pas la même forme que les gerbes électromagnétiques. La technique *Imaging Atmospheric Cherenkov Technique* (IACT) est en particulier utilisée pour la détection des rayons gamma THE, qui produisent des gerbes purement électromagnétiques qui sont fines et symétriques. Les noyaux atomiques interagissent de façon "hadronique" avec

3. Flux de noyaux atomiques et de particules de haute énergie qui proviennent de diverses sources situées à l'intérieur ou à l'extérieur de notre galaxie.

l'atmosphère et produisent des gerbes plus éclatées et dissymétriques (voir Figure 1.9). Après cela, l'astronomie des rayons γ de très haute énergie s'est développée rapidement et elle a atteint sa pleine maturité au début des années 2000.

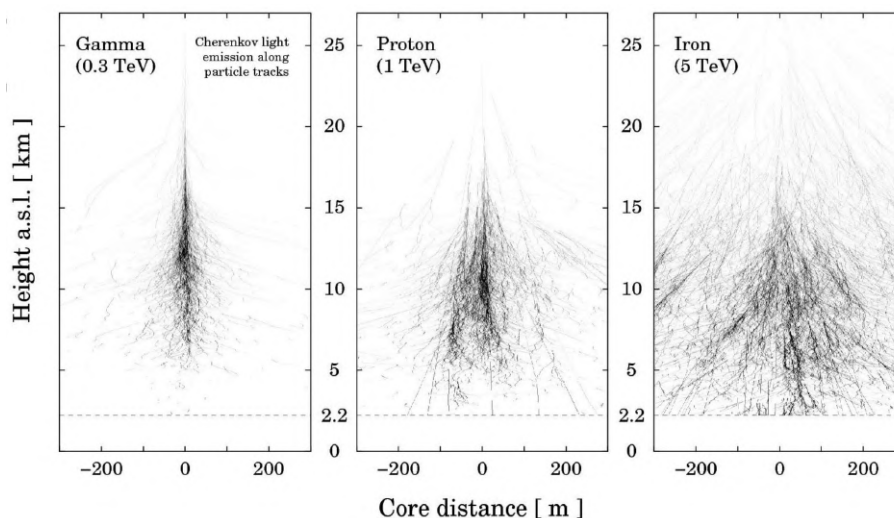


FIGURE 1.9 – Production de lumière Cherenkov calculée avec le programme de simulation *COsmic Ray SIMulations for KAScade* (CORSIKA) pour différents exemples de particules primaires. La luminosité des traces des particules témoigne de l'intensité de l'émission Cherenkov ©CORSIKA, K. Bernlöhr.

1.1.6 Les principales expériences au sol avec un large champ de vision

Cette technique de détection se base sur la mesure des particules secondaires de la gerbe électromagnétique avec des détecteurs. Comme la cascade commence à ~ 10 km, on peut détecter les particules qui se dirigent vers le sol avec une expérience à haute altitude qui utilise l'effet Cherenkov dans l'eau (voir fin de la section 1.1.4). Ce sont des "télescopes à eau" disposés en réseau sur une grande étendue au sol pour pouvoir analyser la géométrie et les propriétés de la gerbe. Parmi les principales expériences au sol, on trouve HAWC et MILAGRO.

1.1.6.1 HAWC

L'observatoire *High-Altitude Water Cherenkov Observatory* (HAWC) (voir [2]) est une installation conçue pour observer les rayons gamma et les rayons cosmiques entre 100 GeV et 100 TeV. Il est constitué d'un ensemble de 300 réservoirs d'eau purifiée, mesurant chacun 7 m de diamètre par 4 m de hauteur (un total de 55 kilotonnes d'eau) dans lesquels on place 5 photodétecteurs. En étudiant la distribution temporelle et spatiale des impulsions lumineuses détectées dans l'ensemble du plan de détection, il est possible de reconstruire la direction initiale de la cascade électromagnétique, d'estimer son énergie et la nature de la particule à l'origine de cet événement. Placé à 4,1 km d'altitude, il s'approche du point maximal de la cascade, où est généré le plus grand nombre de particules. HAWC a pu détecter la nébuleuse du crabe qui est la source de rayons gamma utilisée depuis 25 ans comme source de référence en astronomie THE, pour les étalonnages et les vérifications de nouveaux instruments (voir [3]).



FIGURE 1.10 – L'observatoire HAWC — Situé sur les flancs du volcan Sierra Negra près de Puebla, (Mexique)
©photo P. Henarejos/C&E

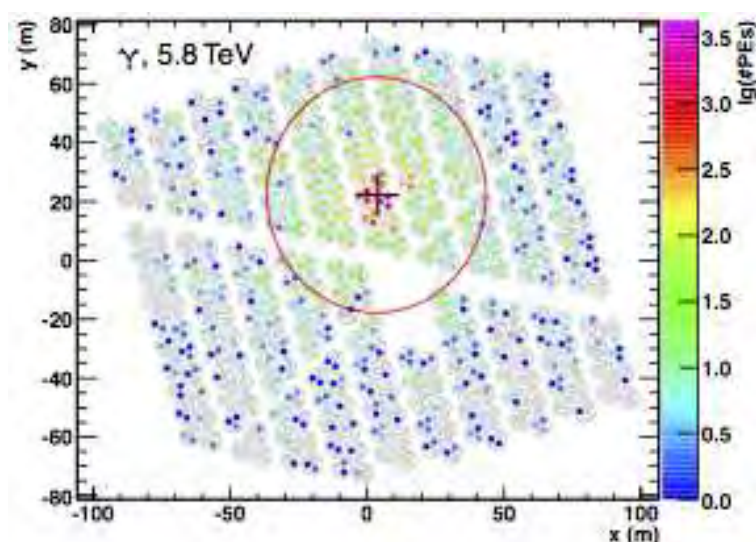


FIGURE 1.11 – Image d'une gerbe électromagnétique détectée par HAWC. La plupart du signal est situé près du cœur de la gerbe issue d'un rayon gamma, ce qui la distingue principalement des gerbes hadroniques. ©image www.hawc-observatory.org

1.1.6.2 MILAGRO

Le détecteur *Multiple Institution Los Alamos Gamma Ray Observatory* (MILAGRO) qui signifie aussi "miracle" en espagnol, est situé dans les montagnes Jemez près de Los Alamos, au Nouveau-Mexique, à une altitude de 2,64 km. L'étang artificiel de 80 m x 60 m x 8 m était à l'origine utilisé pour l'expérience Hot Dry Rock de Los Alamos. Il a été transformé en observatoire avec 700 détecteurs de lumière sensibles immergés dans l'étang et 200 autres détecteurs disposés autour. Les principales parties de Milagro comprennent l'étang, un revêtement et une couverture gonflable qui est capable de se soulever, de s'abaisser et d'être stable (voir la couverture dans la Figure 1.12). Ensuite, une grille d'ancrage dans l'étang permet de positionner les photodétecteurs PMTs (voir Figure 1.13). À cela s'ajoutent un système de protection contre la foudre, un système de purification et de circulation de l'eau. Enfin, il



FIGURE 1.12 – Site de MILAGRO, avec couverture stabilisée gonflée pour l'accès ©photo MILAGRO.

y a un système de surveillance météo et environnemental qui assure le suivi du matériel expérimental et des conditions physiques. MILAGRO peut détecter les photons gamma dans la gamme 100 GeV à 100 TeV. L'observatoire Milagro a pu détecter des sources de rayons gamma THE dans le ciel dans les années 2000 (voir [4]).

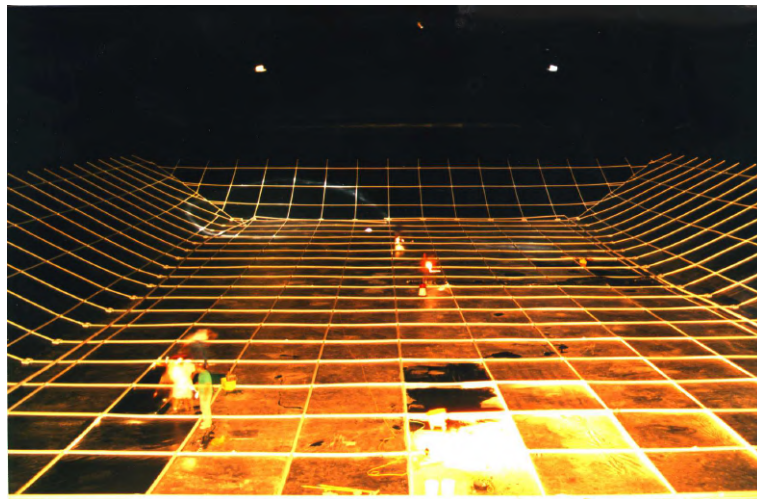


FIGURE 1.13 – Intérieur de MILAGRO. ©photo SCIPP.

1.1.7 Les principales expériences au sol avec le système IACT

La lumière Cherenkov peut être collectée par des télescopes adaptés même si les électrons et positrons de la gerbe, créés par le rayon gamma initial, n'atteignent pas le sol (voir image de gauche de la Figure 1.9). La zone de détection effective est comparable à celle d'un cercle lumineux au sol (250 m de diamètre), adaptée aux rayons γ au-dessus de 100 GeV. La tech-

nique *Imaging Atmospheric Cherenkov Technique* (IACT) (voir [5]) permet de faire une image de la gerbe électromagnétique qui produit une lumière par effet Cherenkov d'une durée de 5 à 25 ns et qui commence à ~ 10 -20 km d'altitude. La surface éclairée au sol par ce flash correspond à plusieurs centaines de mètres carrés, c'est pourquoi la surface de détection des IACT impose d'avoir plusieurs télescopes placés en réseau sur une grande surface. L'avantage de ce mode de fonctionnement est que le seuil d'énergie du réseaux de télescopes peut être abaissé car les événements locaux (lumière Cherenkov produit par des muons par exemple) peuvent être éliminés (l'étroit cône lumineux Cherenkov produit par les muons locaux ne sera enregistré que par un seul télescope). Le rejet d'événements locaux et d'arrière-plan offerts par un réseau de télescopes fournit une augmentation d'un ordre de grandeur de la sensibilité et une résolution angulaire et énergétique améliorée par rapport à un seul télescope : la mesure par plusieurs télescopes est plus précise avec le principe de la stéréoscopie (géométrie, altitude, dimensions, orientation, nombre de photons Cherenkov) car chaque télescope donne des informations de la même gerbe, on améliore donc l'estimation de la direction initiale et de l'énergie initiale du rayon gamma.

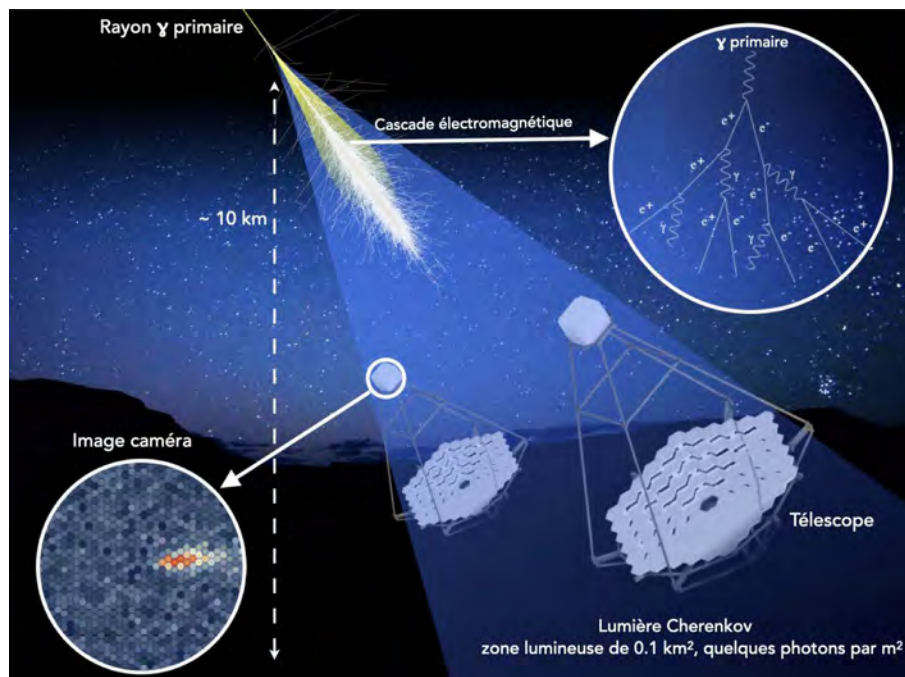


FIGURE 1.14 – Technique *Imaging Atmospheric Cherenkov Technique* (IACT). ©images CTAO, CORSIKA, montage et traduction FR A. Tsiaghina.

Les télescopes utilisés pour détecter le rayonnement Cherenkov comprennent généralement un grand miroir segmenté qui réfléchit la lumière sur un réseau de tubes photomultiplicateurs (voir chapitre 2 section 2.3.2) qui constitue la caméra. Ces tubes sont couplés à une électronique rapide qui amplifie, numérise et enregistre le motif, l'image ou le film de la gerbe. Les caméras de ces télescopes prennent donc des images de ces cascades atmosphériques pour déduire la direction et l'énergie du rayon gamma initial. Parmi les principaux observatoires utilisant la technique IACT, on trouve CANGAROO, HEGRA, HESS, MACE, MAGIC et VERITAS.

1.1.7.1 CANGAROO

Le réseau de télescope *Collaboration between Australia and Nippon for a GAMMA Ray Observatory in the Outback* (CANGAROO) (voir [6]) est situé sur à 12 km au nord de Woomera en Australie, à une altitude de 16 m au dessus du niveau de la mer. Le projet CANGAROO-I a commencé en 1997, suivi de CANGAROO-II et puis de CANGAROO-III. C'est le premier système de télescopes de ce type dans l'hémisphère sud. Entre 2000 et 2003, quatre télescopes CANGAROO-III de 10 m (33 pieds de diamètre) ont été construits à Woomera. Les télescopes ont été placés en forme de diamant avec une distance d'environ 100 m entre eux. La figure 1.15 montre le réseaux de télescope CANGAROO-III. La plage de sensibilité en énergie du réseau est de 100 GeV jusqu'à ~ 2 TeV.



FIGURE 1.15 – Entre 2000 et 2003, quatre télescopes gamma CANGAROO-III de 10 m ont été construits à Woomera (Australie) ©photo CANGAROO project.

1.1.7.2 HEGRA

Le réseau de télescope *High-Energy-Gamma-Ray Astronomy* (HEGRA) (voir [7]), qui a commencé à enregistrer ses premières lumières en 1987, était situé à l'observatoire Roque de los Muchachos à La Palma (Espagne), à une altitude de 2200 m au-dessus du niveau de la mer. Il y avait un total de six de ces télescopes en fonctionnement. Ils ont été démantelés en septembre 2002. La plage de sensibilité en énergie du réseau est de 1 TeV jusqu'à $\sim 10^4$ TeV.



FIGURE 1.16 – Le réseau de télescopes HEGRA — deux réflecteurs HEGRA en bas à gauche et à droite
© Domaine public.

1.1.7.3 HESS

Le réseau *High Energy Stereoscopic System* (HESS) comptait quatre télescopes courant décembre 2003. A cela s'ajoute un cinquième très grand télescope de 28 mètres de diamètre construit au centre du réseau initial pour former le nouveau réseau HESS II qui est entré en fonction en juillet 2012. C'est le plus grand télescope gamma jamais construit à ce jour. 42 instituts de 14 pays différents, qui sont principalement la France et l'Allemagne, coopèrent avec l'*Université de Namibie* (UNAM) sur le projet HESS. La collaboration HESS a étudié et mis en catalogue environ une centaine de sources de rayons gamma de très haute énergie, (voir Figure 1.2, [1] et [8]). Ce sont ces succès de HESS qui ont motivé la mise en oeuvre d'un nouveau réseau *Cherenkov Telescope Array* (CTA).

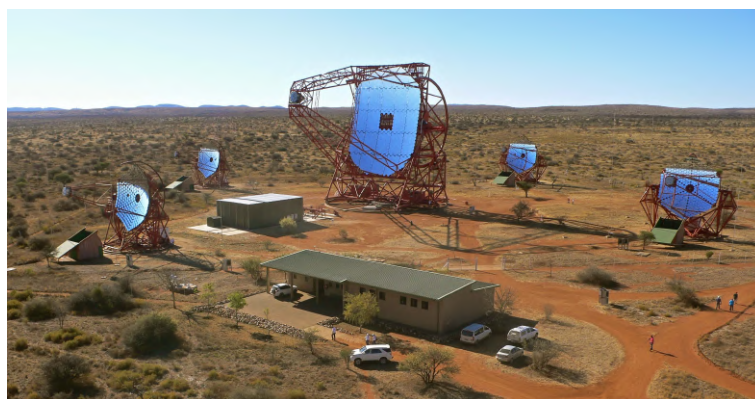


FIGURE 1.17 – HESS II, expérience à cinq télescopes en Namibie ©photo licence CC BY-SA 3.0.

1.1.7.4 MACE

Le télescope *Major Atmospheric Cherenkov Experiment Telescope* (MACE) avant HESS était le plus haut télescope à rayons gamma. C'est un télescope expérimental à Hanle dans la région de Ladakh en Inde, placé à une altitude de 4 300 mètres au-dessus du niveau de la mer

(voir [9]). Il s'agit d'une parabole de 21 mètres de diamètre. Le télescope MACE résulte d'une collaboration de scientifiques du BARC, du *Tata Institute of Fundamental Research* (TIFR) et de l'Indian Institute of Astrophysics, ainsi que de l'Electronics Corporation of India Limited. Il permet de détecter des rayons gamma au delà de 40 GeV environ.



FIGURE 1.18 – Le télescope MACE en Inde ©photo Centre de recherche atomique de Bhabha.

1.1.7.5 MAGIC

Se trouvant à la Palma, Espagne et construit en 2004, *Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov* (MAGIC) n'était constitué que d'un seul télescope de 2005 à 2009 jusqu'à ce que l'observatoire amélioré (MAGIC phase-II) voie le jour avec le déploiement d'un deuxième télescope de 17 m de diamètre (voir [10]). Les télescopes de MAGIC étaient les plus grands télescopes de ce type en opération jusqu'au démarrage du cinquième télescope de l'expérience HESS en 2014 (voir section 1.1.7.3).



FIGURE 1.19 – Le réseau de télescopes MAGIC dans la nuit — situés à l'Observatoire Roque de los Muchachos, à La Palma (Canaries) ©photo IAC.

Le domaine d'énergie couvert par MAGIC est entre 30 GeV et 30 TeV pour un poids total de 40 tonnes et pouvant observer 2 milliards d'images par seconde. MAGIC utilise des caméras contenant 1000 pixels. Les télescopes possèdent des lasers qui sont activés pour aligner

automatiquement les petits miroirs afin d'obtenir un champ de vision de $3,5$ degrés (voir Figure 1.20).

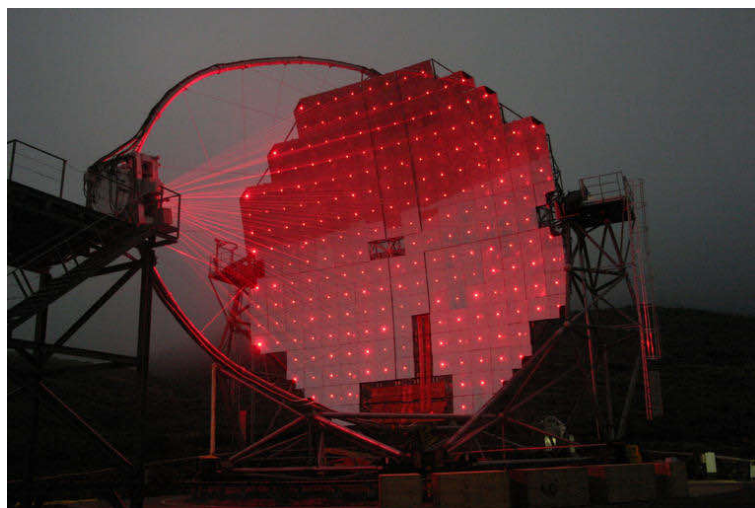


FIGURE 1.20 – Le télescope MAGIC — Les lasers sont activés pour aligner automatiquement les miroirs utilisés dans ce télescope de 17 mètres de large ©photo Robert Wagner, NASA.

1.1.7.6 VERITAS

Le réseau *Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System* (VERITAS) est un IACT installé à l'observatoire Fred Lawrence Whipple (FLWO) dans le sud de l'Arizona, aux États-Unis (voir [11]). Il se compose de quatre télescopes, basés sur le design historique de Whipple (un télescope de 10 m de diamètre), possédant chacun un réflecteur optique de 12 m de diamètre et une caméra constituée de 499 photomultiplicateurs. Ces télescopes sont déployés de manière à avoir la sensibilité la plus élevée dans la bande de très haute énergie 85 GeV-30 TeV. Leur champ de vue est de $3,5^\circ$. VERITAS a observé la nébuleuse du crabe pendant 6 ans (2007-2013). Quelques nouvelles sources de rayons gamma détectées par HAWC (voir section 1.1.6.1) ont été confirmées par VERITAS (voir [12]).



FIGURE 1.21 – Le réseau de télescopes VERITAS — dans le sud de l'Arizona, aux États-Unis ©photo VERITAS.

1.2 L’Observatoire CTA et la motivation scientifique

Les principales expériences actuelles au sol avec le système IACT (CANGAROO, HEGRA, HESS, MACE, MAGIC et VERITAS) ont un maximum de 5 télescopes au total et ont démontré que cette technique d’observation permet d’obtenir des résultats scientifiques importants. Ces succès ont motivé la communauté des THE pour concevoir un projet beaucoup plus ambitieux : le *Cherenkov Telescope Array Observatory* (CTAO) constitué de 100 télescopes situés dans les hémisphères nord et sud avec une gamme en énergie allant de **20 GeV à 300 TeV**.

Avec sa capacité à visualiser les processus les plus énergétiques de l’Univers comme les restes de supernova, des pulsars, etc... (voir [13]), l’observatoire CTA sera un atout essentiel pour améliorer notre compréhension de ces phénomènes. Le nombre important de télescopes du réseau CTA permettra d’améliorer les résolutions angulaires et d’accroître la gamme en sensibilité pour couvrir la détection des rayons gamma dans une grande plage d’énergie. L’analyse stéréoscopique et photométrique des images d’une gerbe détectée par les télescopes au sol permettra de déterminer avec une grande précision la direction et l’énergie du rayon gamma incident.

1.2.1 Historique du projet

Depuis 2003, plusieurs expériences majeures au sol observent le ciel THE. Ces instruments ont découvert plus d’une centaine de sources gamma, contre une dizaine connues auparavant. Le projet CTA, ou réseau de télescopes Cherenkov, vise la détection de plus d’un millier de sources. C’est un projet international de grand réseau de télescopes de nouvelle génération. Démarré en 2010, il regroupe plus de 25 pays ainsi qu’une centaine d’instituts. CTAO gGmbH (*Cherenkov Telescope Array Observatory* (CTAO) gGmbH) est l’entité juridique provisoire du projet CTA dans la préparation de la conception et de la mise en oeuvre de l’observatoire jusqu’à ce que l’entité juridique finale, un Consortium Européen des Infrastructures de Recherche *European Research Infrastructure Consortium* (ERIC), soit établie. Le CTAO gGmbH, composé d’actionnaires de 11 pays et d’une organisation intergouvernementale *European Southern Observatory* (ESO), travaille en étroite coopération avec le consortium CTA. Ce dernier est responsable des objectifs scientifiques de l’observatoire, des analyses des données ainsi que de la publication des résultats.

1.2.2 Objectifs et motivations scientifiques

Dans notre galaxie, parmi les sources détectables par l’observatoire, il y a des restes de supernova, des trous noirs, des régions de formation d’étoiles, des pulsars et des étoiles binaires (liste non exhaustive). Les émissions gamma provenant d’autres galaxies seront également détectables, notamment celles abritant un trou noir supermassif. Un trou noir supermassif se trouve au centre de la plupart des galaxies, y compris la nôtre. Ces trous noirs sont capables d’éjecter une partie de la matière qu’ils accrètent à des vitesses proches de celle de la lumière, provoquant l’émission des rayons gamma. Des mécanismes d’éjections similaires ont lieu au voisinage de certaines étoiles à neutrons, ce qui provoque également une émission intense à très haute énergie. CTA permettra de mieux comprendre leurs propriétés en observant et analysant leurs variations temporelles ainsi que leurs spectres en énergie.

1.2.3 Différents types de télescopes

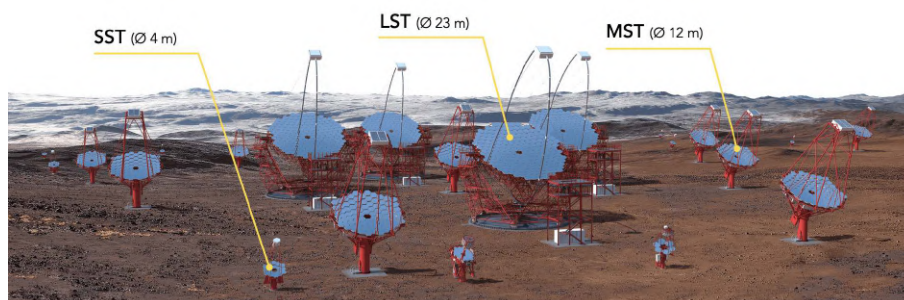


FIGURE 1.22 – L'observatoire CTA — vue d'artiste du site au sud (©Gabriel Pérez Diaz, IAC / Marc-André Besel, CTAO).

Trois types de télescopes sont nécessaires pour couvrir toute la gamme d'énergie CTA (20 GeV à 300 TeV). Près de 100 télescopes seront déployés sur deux sites, l'un dans l'hémisphère nord, l'autre au sud, afin de couvrir l'ensemble du ciel. Le premier dans l'hémisphère nord à La Palma (Espagne) sera dédié à l'observation des rayonnements de plus basses énergies. Quelques grands télescopes LST (environ 23m de diamètre) occupent le centre, entourés par plusieurs télescopes de taille moyenne MST (environ 12 m de diamètre). Le réseau situé au sud au Paranal (Chili) se concentrera sur les rayonnements gamma de toutes énergies et comprendra également un grand nombre de télescopes plus petits SST (environ 4 m de diamètre), répartis sur une surface plus grande. Avoir trois types de télescopes permet d'observer des rayons gamma d'énergies très différentes. Les trois types de télescopes ont des zones de recouvrement en gamme d'énergie. On comptabilise au total : 8 LST, 40 MST, 70 SST. Les divers types de télescopes qui équiperont l'observatoire CTA sont présentés dans les sous-sections suivantes.



FIGURE 1.23 – Localisation des sites CTA au nord et au sud.

La France contribue significativement au projet CTA. Cette contribution française sera subventionnée par une source de financement gouvernementale (*Très Grand Instrument de Recherche*, TGIR).

1.2.3.1 Le small-sized telescope (SST)

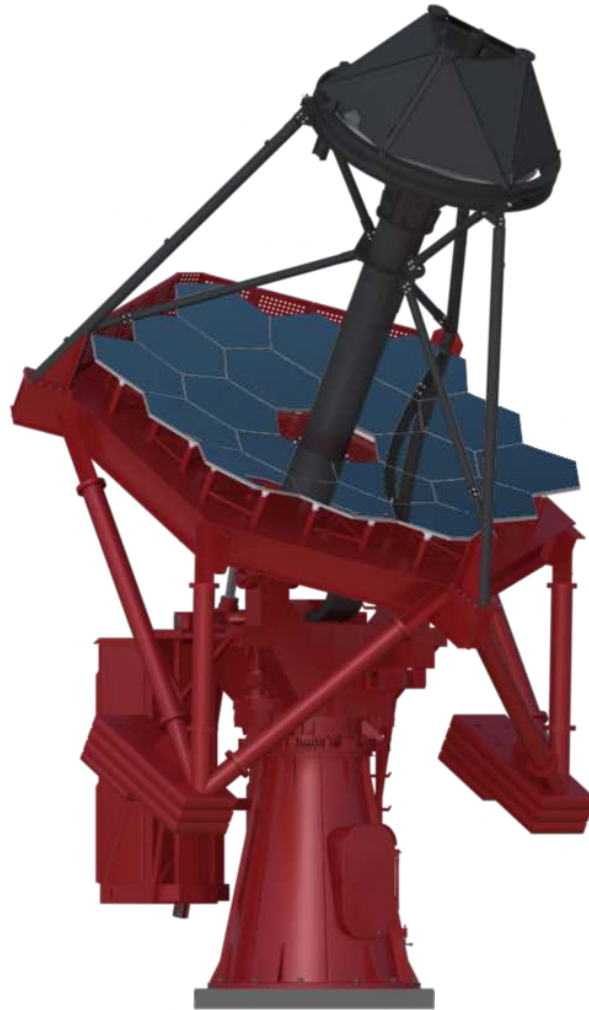


FIGURE 1.24 – Vue d'artiste du SST (©G. Pérez, IAC, SMM).

Les télescopes de petite taille (SST) seront plus nombreux que tous les autres télescopes, 70 étant prévus pour être répartis sur plusieurs kilomètres carrés dans l'hémisphère sud uniquement. En effet, les gerbes produites par les rayons gamma de très haute énergie produisent une grande quantité de lumière Cherenkov sur une grande surface et le petit miroir du SST est sensible aux rayons gamma entre quelques TeV et 300 TeV. Son temps de pointage vers n'importe quelle position est de 30 secondes. Notre galaxie est mieux observée depuis l'hémisphère sud et les gerbes électromagnétiques correspondant aux rayons gamma THE produisent une grande quantité de lumière Cherenkov. Le SST aura environ 4 mètres de diamètre et aura un grand champ de vision d'environ 9 degrés. Son optique est de type *Schwarzschild-Couder* qui est un ensemble de deux miroirs de 4 m et de 2 m de diamètre pour éliminer les aberrations optiques. La conception finale du SST n'est pas encore finalisée, il sera équipé de la caméra CHEC (voir sous-section 1.2.4.1).

1.2.3.2 Le medium-sized telescope (MST)



FIGURE 1.25 – Vue d'artiste du MST (©G. Pérez, IAC, SMM).

Le MST fera 12 mètres de diamètre et pourra détecter dans la gamme 80 GeV-50 TeV. Son champ de vue est de 8 degrés et le temps maximal de pointage vers n'importe quelle direction est de 90 secondes. Sa surface réfléchissante sera de type *Davies-Cotton* modifié, constituée de 90 miroirs hexagonaux de 1,2 m de largeur avec des moteurs individuels pour optimiser les performances de l'optique. Les télescopes MST seront des éléments très importants du réseau en raison de leur sensibilité dans la gamme d'énergie de base de CTA. Le MST aura un poids total de 82 tonnes et sera équipé de la FlashCAM ou de la NectarCAM (voir section 1.2.4.2). La base de référence prévue pour le CTA comprend 40 MST : 25 dans l'hémisphère sud et 15 dans l'hémisphère nord.

1.2.3.3 Le large-sized telescope (LST)

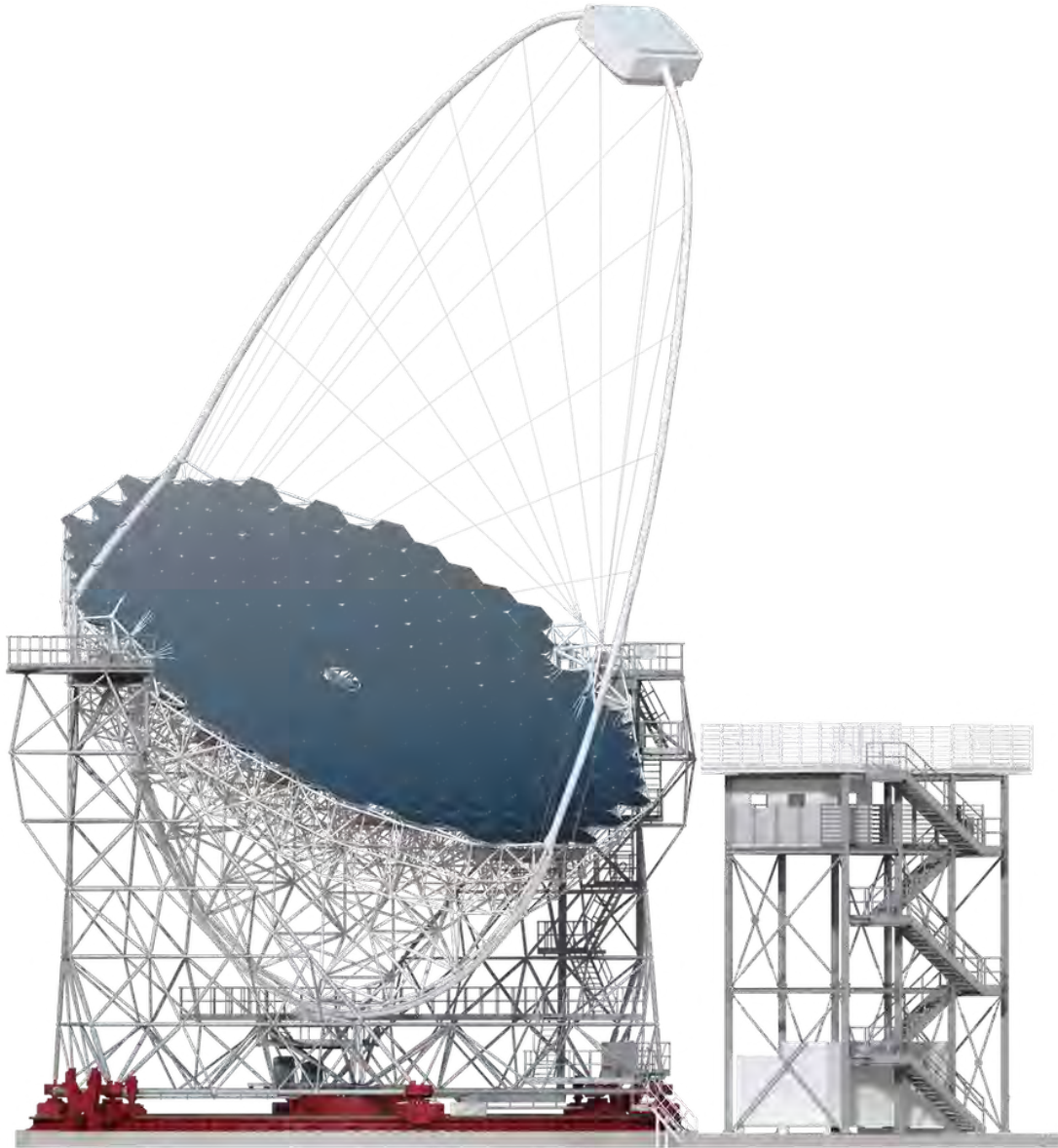


FIGURE 1.26 – Vue d'artiste du LST (©G. Pérez, IAC, SMM).

Comme les rayons gamma à faible énergie ne produisent qu'une petite quantité de lumière Tchérenkov, des télescopes avec de grands miroirs sont nécessaires pour capturer leurs images. Le miroir LST aura un diamètre de 23 mètres et son optique sera de type parabolique avec 198 miroirs hexagonaux. Chaque miroir comportera une caméra CMOS et un actionneur permettant de les orienter pour les calibrer à l'aide d'un faisceau laser. Son champ de vision sera d'environ de 4,5 degrés. L'ensemble de la structure métallique pèsera 50 tonnes avec l'objectif de pouvoir pointer dans n'importe quelle direction en ~ 20 secondes, ce qui fait de lui le télescope le plus agile de CTA. Quatre LST seront disposés au centre des réseaux de l'hé-

misphère nord et sud pour offrir une sensibilité unique à faible énergie entre 20 et 150 GeV. Les LST auront également une très bonne sensibilité jusqu'à des énergies de plusieurs TeV. Cette gamme en énergie est cependant plus efficacement couverte par des télescopes de taille moyenne (MST). La caméra pour le LST est la DragonCAM (voir 1.2.4.3). Avec la caméra, les miroirs, la structure et les divers sous ensembles, le LST pèsera au total 103 tonnes.

1.2.4 Différents types de caméras

1.2.4.1 CHEC - SST



FIGURE 1.27 – La caméra *Compact High Energy Camera* (CHEC) — type de photodétecteur : SiPM, (©CTA GCT project) montée sur le SST prototype — $\varnothing$: 4,3 m — poids total avec caméra : 19 T (©Akira Okumura).

Une conception de caméra proposée pour les SST est **la caméra compacte à haute énergie (CHEC)** (voir [14]). La caméra est incurvée pour être adaptée au plan focal des télescopes *Schwarzschild-Couder* à double miroir (voir section 1.2.3.1), ce qui la rend compatible avec deux des trois propositions de télescopes pour les SST. La dernière conception de CHEC (connue sous le nom de CHEC-S) utilise des photomultiplicateurs au silicium (SiPM); une alternative intéressante aux tubes photomultiplicateurs traditionnels, offrant une efficacité de détection de photons et une résolution de comptage de photoélectrons améliorées pour une large plage dynamique, sur des pixels très serrés.

1.2.4.2 FlashCAM / NectarCAM - MST

Le MST comportera deux modèles de caméras différents utilisant des tubes photomultiplicateurs.

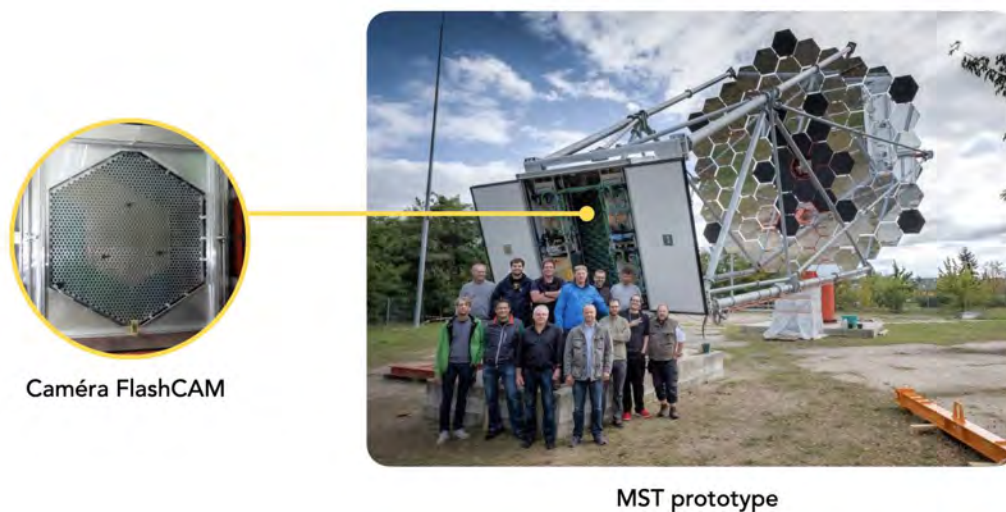


FIGURE 1.28 – La caméra FlashCAM — type de photodétecteur : PMT, montée sur le MST prototype — $\varnothing$: 12 m — poids total avec caméra : 82 T (©FlashCAM Team).

FlashCAM (voir [15, 16]) suit une architecture horizontale avec le plan du détecteur de photons (PDP), l'électronique de lecture (ROS) et le système d'acquisition de données (DAQ) comme éléments de base clés. Le PDP contient des tubes photomultiplicateurs disposés dans une structure hexagonale. 12 PMT sont combinés dans un module PDP, qui fournit une haute tension et contient des préamplificateurs, ainsi qu'un microcontrôleur pour les données de surveillance et de sécurité. Les signaux sont ensuite transmis via des câbles à l'électronique de lecture, dont la conception est basée sur une approche entièrement numérique avec numérisation continue des signaux avec des FADC de 12 bits et une fréquence d'échantillonnage de 250 MHz. Le système de lecture est unique avec son approche entièrement numérique. La transmission ethernet haute performance a été développée sur mesure pour envoyer les données au serveur de la caméra.

NectarCAM (voir [17]) est constituée de 265 modules qui sont équipés d'ASIC *New Electronic for Cherenkov Telescope array* (NECTAr) pour échantillonner et numériser les signaux de 7 photomultiplicateurs de chaque module pour la capture du signal avec la fréquence d'échantillonnage jusqu'à 2 GHz. La caméra partage de nombreuses caractéristiques/composants de conception avec la caméra LST DragonCAM. Chaque photo-détecteur est associé à une carte individuelle haute tension et préamplificateur. Le chapitre suivant décrit plus précisément la NectarCAM.

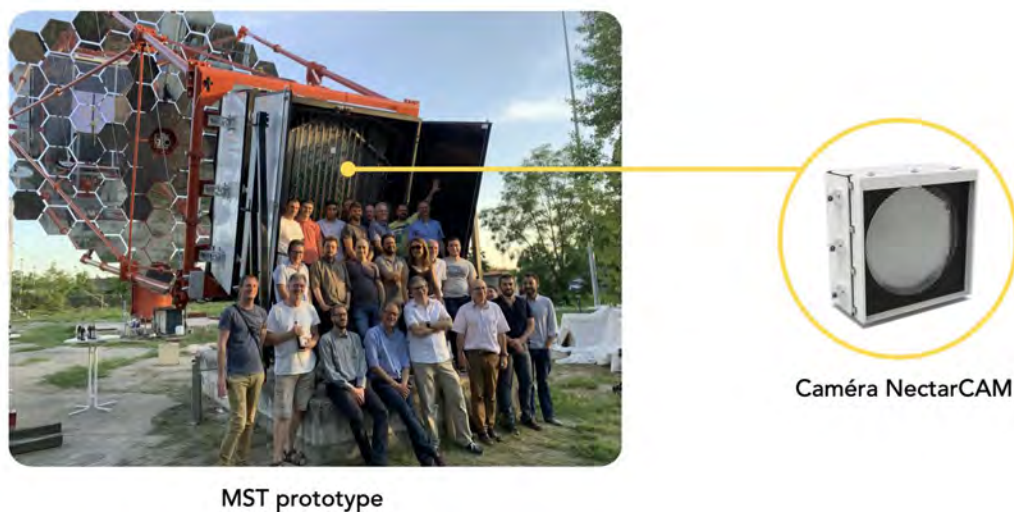


FIGURE 1.29 – Le prototype de la caméra NectarCAM constitué de 61 modules — type de photodétecteur : PMT, montée sur le MST prototype ($\varnothing 12$ m) — poids total avec caméra : 82 T (©photo M. Garczarczyk / NectarCAM Team).

1.2.4.3 DragonCAM - LST

La **DragonCAM** ou *LST camera* (voir [18]) partage de nombreux éléments avec la NectarCAM : un nombre total de 1855 pixels répartis en 265 modules de tubes photomultiplicateurs (PMT) faciles d'accès et d'entretien. La caméra a été conçue pour une compacité maximale, un faible poids pour minimiser le coût et la consommation électrique tout en offrant des performances optimales à basse énergie. Chaque pixel incorpore l'électronique de lecture correspondante. Cette électronique est basée sur la puce Domino Ring Sampler Version 4 (DRS4), qui est développée à l'Institut Paul Scherrer en Suisse et actuellement utilisée par les télescopes Cherenkov MAGIC. Le poids total de la DragonCAM est inférieur à deux tonnes.



FIGURE 1.30 – La caméra DragonCAM — type de photodétecteur : PMT (©Daniel López / IAC) et l'inauguration du *Large-Sized Telescope* (LST) — $\varnothing$: 23 m — poids total avec caméra : 103 T (©Akira Okumura).

La stratégie de déclenchement de la caméra est basée sur la topologie de la gerbe et l'évolution temporelle du signal Cherenkov produit dans la caméra. Les signaux analogiques des photodétecteurs sont conditionnés et traités par des algorithmes dédiés qui recherchent des flashes lumineux extrêmement courts mais compacts. De plus, les caméras LST sont interconnectées afin de former un déclencheur de coïncidence en ligne parmi les télescopes, ce qui permet de supprimer les déclenchements accidentels jusqu'à un facteur 100.

1.2.4.4 Comparatif des expériences majeures IACT avec l'expérience CTA

Un récapitulatif de la comparaison de CTA avec quelques expériences majeures se trouve dans le Tableau 1.1 ci-dessous.

TABLE 1.1 – Comparatif des expériences majeures IACT avec l'expérience CTA.

	HESS	MAGIC	VERITAS	CTA
Nombre de télescopes	5	2	4	~ 100
Diamètre	$4 \times 12 \text{ m et } 1 \times 28 \text{ m}$	17 m	12 m	4 m, 12 m & 23 m
Altitude	1800 m	2200 m	1268 m	2200 m (nord) et 2100 m (sud)
Localisation	Namibie	La Palma	Arizona	La Palma (nord) et au Paranal (sud)
suite du tableau à la page suivante				

TABLE 1.1 – Comparatif des expériences majeures IACT avec l'expérience CTA (suite)

	HESS	MAGIC	VERITAS	CTA
Pixels par caméra	960 (HESS I) et 2048 (HESS II)	577	499	1855 et 1764 (MST), 1855 (LST), 2368 (SST)
Gamme d'énergie	20 GeV - 100 TeV	~ 25 GeV - 30 TeV	85 GeV - 30TeV	20 GeV - 300TeV
Première lumière	2004 (HESS-I) et 2012 (HESS-II)	2003	2005	-

CHAPITRE 2

La caméra NectarCAM et ses modules du plan focal

Sommaire

2.1	La structure, les sous ensembles du plan de détection de la caméra	29
2.2	Le signal, de la détection à la digitalisation	33
2.3	Le module de plan focal	36
2.3.1	La structure générale du FPM	36
2.3.2	Le fonctionnement d'un tube photomultiplicateur	37
2.3.3	La carte d'alimentation des détecteurs et de pré-amplification	38
2.3.4	L'unité de détection	41
2.3.5	La carte d'interface vers l'électronique front-end	42
2.4	La production des FPMs	44
2.4.1	Industrialisation de la fabrication	44
2.4.2	La traçabilité de la production	45
2.4.3	Les trois bancs de test dans la production industrielle	46
2.4.4	Résumé des caractéristiques techniques de la NectarCAM	56

2.1 La structure, les sous ensembles du plan de détection de la caméra

Une dizaine de télescopes de type MST (voir [19]) seront équipés de caméras NectarCAM. Le consortium NectarCAM (voir Figure 2.2), sous la responsabilité de l'*Institut de Recherche sur les lois Fondamentales de l'Univers* (IRFU), est composé de 16 instituts de 3 pays différents dont l'Allemagne, l'Espagne et la France qui contribuent à la conception de la caméra (voir Figure 2.1). Le développement de la structure du télescope MST est pris en charge par un consortium dirigé par le laboratoire allemand de DESY-Zeuthen auquel l'IRFU participe activement par l'intermédiaire de la conception et la fourniture de miroirs légers. L'activité de l'IRAP sur le projet CTA consiste à fournir les modules de plan focal (*Focal Plane Module*, FPM) des caméras NectarCAM (voir rectangle en violet dans la Figure 2.2). L'IRAP doit s'assurer du bon fonctionnement des détecteurs livrés pour respecter le cahier des charges scientifique de CTA (voir [20, 21, 22]). La NectarCAM est constituée de 1855 pixels regroupés en un ensemble de 7 *Detector Unit* (DU) munis chacun d'un cône réfléchissant la lumière et forment une instrumentation de plan focal en hexagone, le *Focal Plane Instrumentation* (FPI). La répartition en hexagone (voir Figure 2.5) permet d'optimiser la surface de détection.

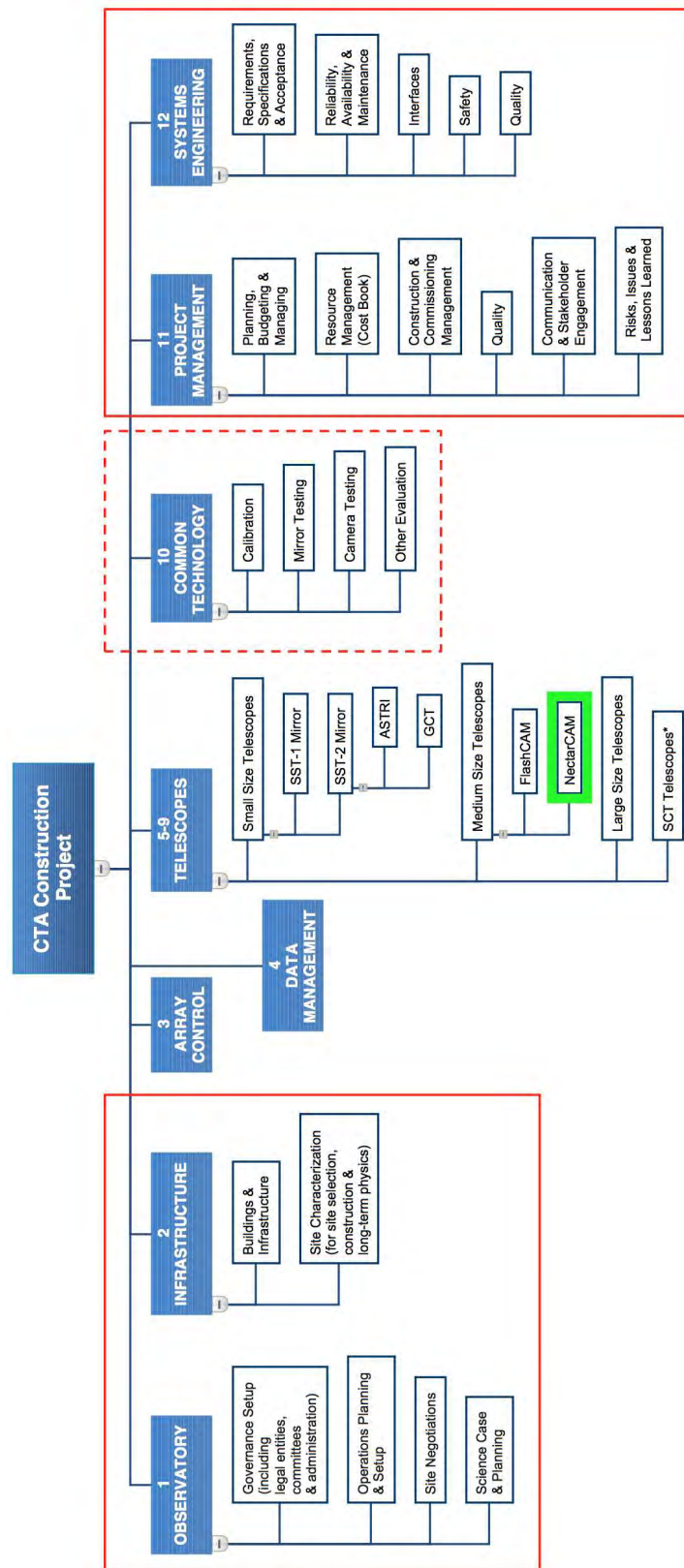
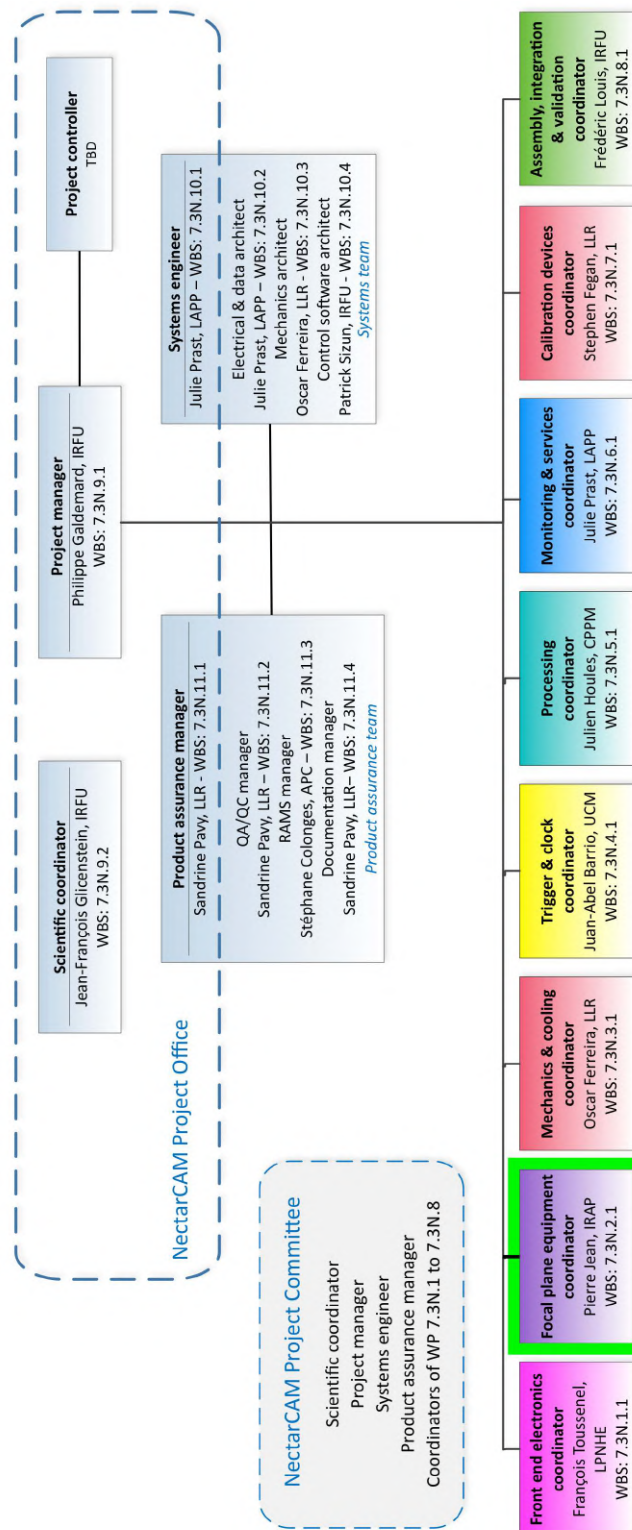


FIGURE 2.1 – La structure du Projet CTA — illustration de la répartition du travail de haut niveau. Les caméras NectarCAM (encadré en vert) sont sous la responsabilité de l'IRFU (©CTAO).



NectarCAM OBS for the Pre-Production
Ref.: MST-CAM-MN-0036 v12.0 2018/05/11

FIGURE 2.2 – La structure du consortium NectarCAM — illustration de la répartition du travail de haut niveau (NectarCAM Project Office) avec un chef de projet (project manager) et des responsables de work package (rectangles en couleurs en bas). L'IRAP (encadré en vert) est responsable des modules de plan focal qui constituent le Focal plane equipment (©consortium NectarCAM).

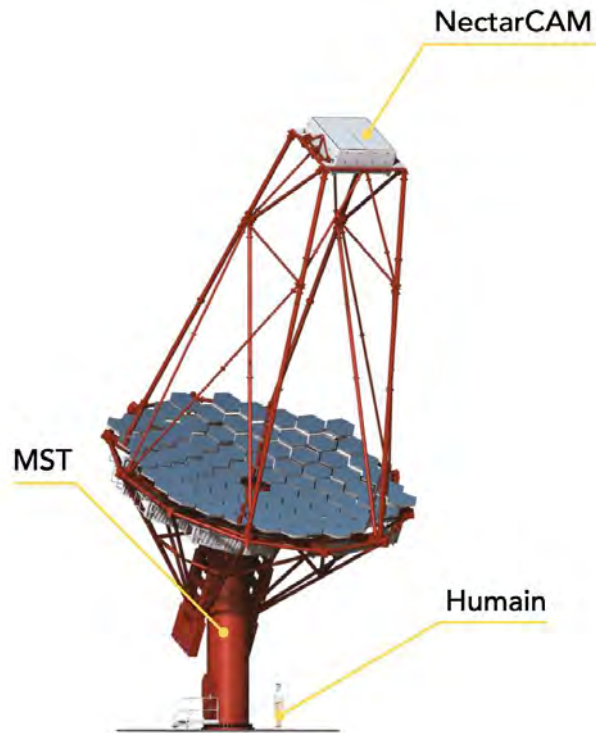


FIGURE 2.3 – La NectarCAM sur la MST (©G. Pérez, IAC, SMM).

La NectarCAM, suspendue au foyer du télescope MST, permet de détecter les rayons gamma de la gamme d'énergie 80 GeV - 50 TeV, la gamme où sa sensibilité est maximale est de ~ 100 GeV - 30 TeV.

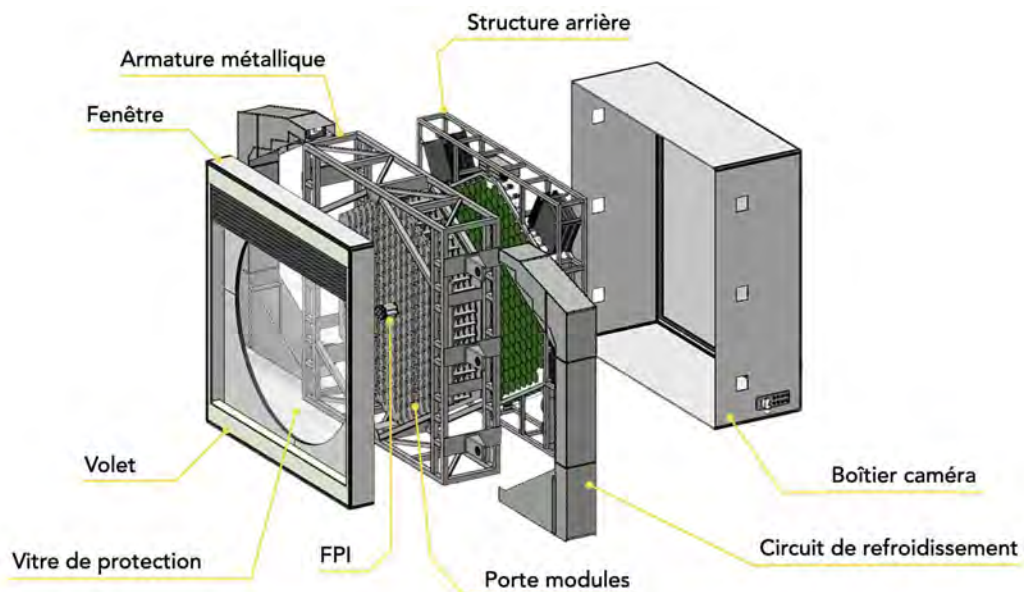


FIGURE 2.4 – Vue éclatée de la NectarCAM (©IRFU/CEA, traduction FR A. Tsiaghina).

L'IRFU basé à Paris Saclay, est le lieu de l'assemblage de la caméra. L'IRFU a la responsabilité de la coordination, du montage de la caméra, de la vérification des performances scientifiques et de la calibration. Ces deux dernières sont faites dans une chambre noire. Elle pèse 1,93 T et a une surface de $\sim 6\text{m}^2$.

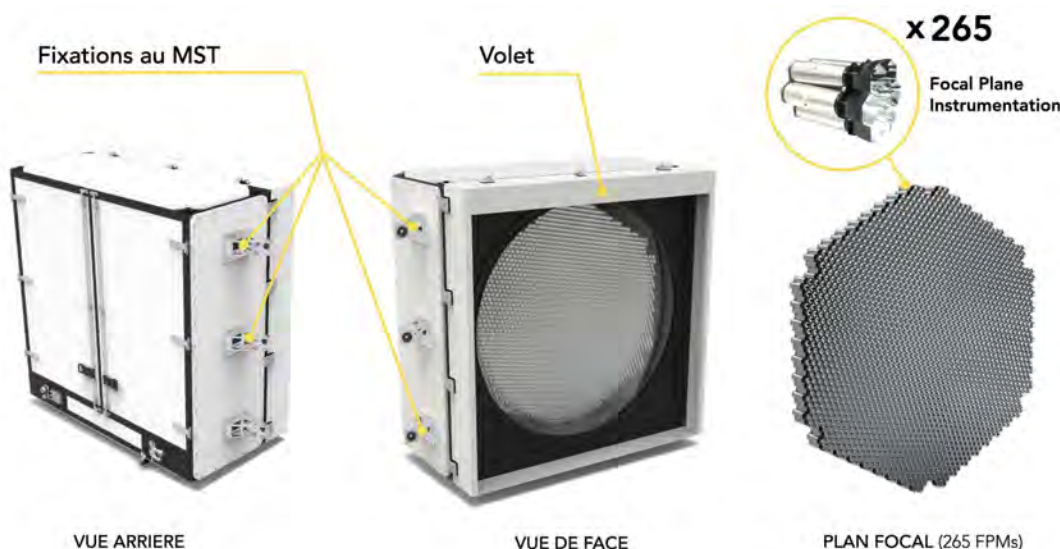


FIGURE 2.5 – Vue 3D de la NectarCAM — type de photodétecteurs : PMT — $L \times l \times h : \sim 3 \times 1,5 \times 3 \text{ m}$ — poids : 1,93 T — (©O. Ferreira, A. Tsiaghina, IRFU/CEA).

2.2 Le signal, de la détection à la digitalisation

Les rayons lumineux constitués des photons issus d'un flash Cherenkov, dans l'atmosphère, sont reflétés par les miroirs du télescope puis vont être dirigés vers les capteurs sensibles du plan focal de la caméra. Les photons reçus créent un signal électrique sur les pixels impactés et constituent ainsi une mémoire d'image. À ce niveau, chaque pixel contient l'information de façon encore analogique. Ensuite, s'opère la conversion de ces signaux électriques en données numériques que l'on appelle *Conversion Analogique-Numérique* (CAN) (et appelé aussi *Analog-to-Digital Conversion* (ADC) en anglais) : c'est la digitalisation. Les données sont par la suite envoyées vers le serveur caméra pour être stockées et analysées.

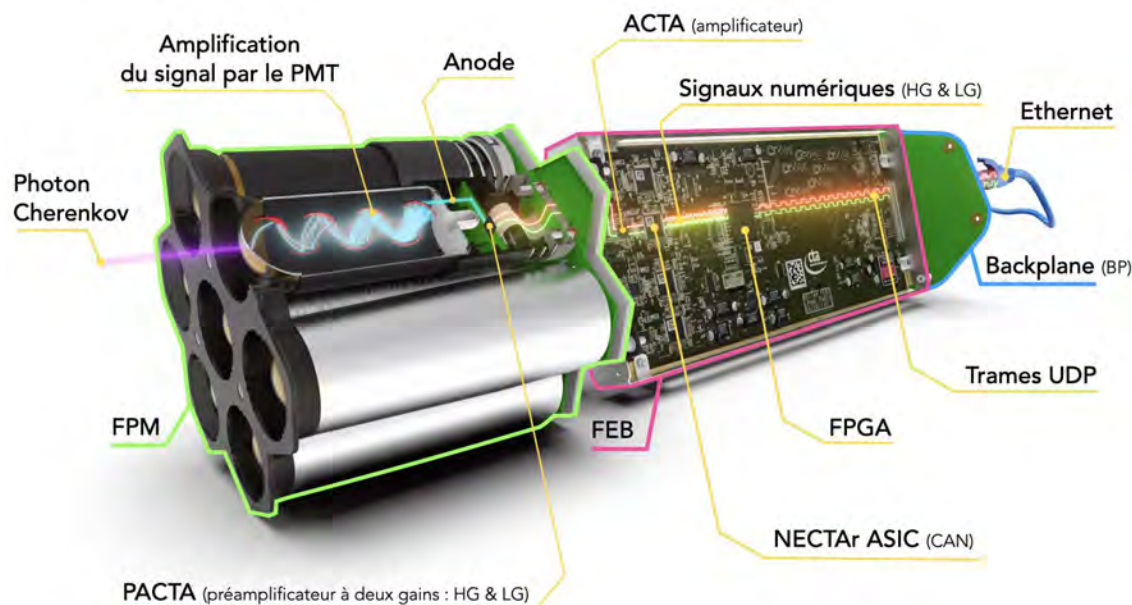


FIGURE 2.6 – Module de la NectarCAM : la détection d'un photon et la digitalisation — vue d'artiste (©A. Tsiaghina, O. Ferreira, IRAP).

La **Figure 2.6** illustre le module de la caméra constitué d'un *Focal Plane Module* (FPM), d'une carte *Front End Board* (FEB) développée par le *Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Energies* (LPNHE) (en collaboration avec l'IRFU) et d'une backplane développée par le laboratoire *Deutsches Elektronen-Synchrotron* (DESY) en Allemagne. L'ensemble du module réalise la détection et la numérisation du signal lumineux. Le photon reçu crée une impulsion en courant à l'anode du photomultiplicateur. Le courant d'anode est pré-amplifié par le PACTA (*Pre-Amplifier for Cherenkov Telescope Array*) qui est un ASICs¹ avec deux gains : *High Gain* (HG) et *Low Gain* (LG) (voir [23]). La voie *High Gain* (HG) est utilisée pour des événements où il y a peu de photons et la voie *Low Gain* (LG) pour des fortes intensités de lumière qui génèrent un signal assez fort nécessitant peu de pré-amplification. Les deux signaux analogiques HG et LG sont ensuite amplifiés au niveau de l'*Amplifier for Cherenkov Telescope Array* (ACTA) (voir [24]). La NectarChip échantillonne et numérise le signal amplifié. C'est un *Conversion Analogique-Numérique* (CAN) à conversion dite "indirecte". Au nombre de 7 unités sur la FEB, elle a été développée et produite sous la responsabilité de l'IRFU. Elle est utilisée comme une région de stockage des signaux analogiques générés par le PMT grâce à un réseau de condensateurs qui agit comme une mémoire tampon circulaire (un buffer analogique dont le début et la fin sont considérés comme connectés) d'une profondeur de 1024 échantillons. Sa fréquence de d'échantillonnage peut être réglée entre 500 MHz et 2 GHz (voir [25]). Après être stockées dans le buffer circulaire, les données sont numérisées par le circuit électronique CAN intégré dans la puce NectarChip (possédant une gamme dynamique de 11,3 bits avec une bande passante de 400 MHz). La puce *Field Programmable Gate Array* (FPGA) traite la numérisation en utilisant la logique *First In First Out* (FIFO) et les convertit en trames *User Datagram Protocol* (UDP) (jusqu'à 64 échantillons maximum selon le débit de la connexion filaire) pour être envoyées par le port Ethernet au serveur caméra.

1. *Application Specific Integrated Circuits*

Elle gère aussi les données de commande et de surveillance ("*slow control*") du FPM qui sont détaillées plus loin dans la section 2.3.5. La backplane gère le signal de déclenchement des acquisitions appelé "*Trigger*". Le système de déclenchement peut détecter un évènement et envoie un signal de lecture pour entamer la numérisation des données vers le serveur caméra. Il existe plusieurs niveaux de Trigger : le Trigger Level 0 (Lo) (qui est situé dans la FEB et est géré par un Lo ASIC) et le Trigger Level 1 (L1). Le Lo est le résultat de la contribution (majorité ou somme) des 7 signaux des PMTs qui déclenche un signal local Lo. Quant au L1, il est divisé en deux types : le L1 analogique (situé dans la FEB) et L1 digital (dans la backplane). Le type retenu pour le fonctionnement de la NectarCAM est le L1 digital. Le principe du L1 est de prendre en compte les 6 FPMs voisins pour produire un signal de déclenchement L1 local (avec une latence de ~ 30 ns) qui pourra être transformé en un signal global afin de le redistribuer à tous les modules de la caméra en même temps. Le retard du signal Trigger L1 global est compensé grâce à la profondeur de la mémoire analogique circulaire de la Nectar-Chip (1024 échantillons). Comme l'évènement a été mémorisé en amont, il suffit de pointer le début de la conversion analogique-numérique du signal dans la fenêtre où le Trigger L1 local a eu lieu. Ce réglage s'effectue en calibrant la caméra avec le paramètre appelé N_d qui positionne le début de la conversion et le paramètre N_F qui est le nombre d'échantillons à prendre (jusqu'à 64 maximum). Ces paramètres, les valeurs d'initialisation de la FEB et les données de surveillance du FPM sont dans un fichier structuré *Extensible Markup Language* (XML) et chargés au démarrage de chaque module de la caméra.

Dans notre utilisation à l'IRAP pour l'étude et la validation des performances des FPMs, le nombre d'échantillons N_F sera fixé à 32 (maximum de 48 avec notre installation voir section 3.3) et la fréquence d'échantillonnage est de 1 GHz. Le signal de déclenchement est un signal analogique d'une fréquence de 5 kHz, transformé en signal digital par des cartes de conversion. Le signal digital est directement envoyé sur le L1 global.

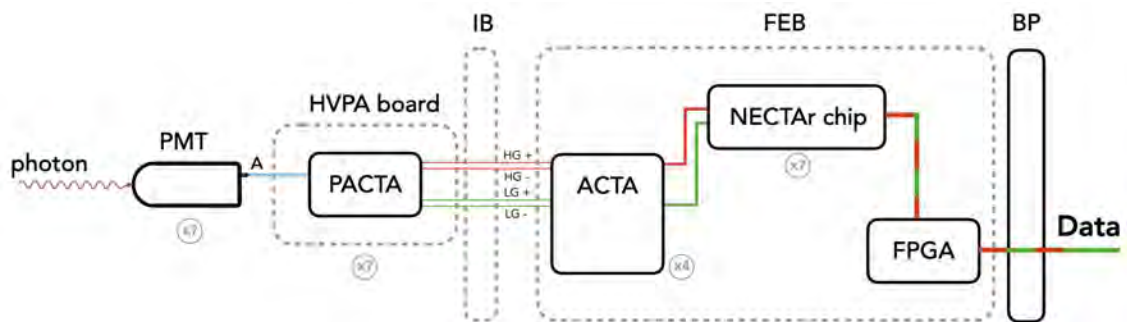


FIGURE 2.7 – Schéma de la chaîne d'acquisition — Le système de lecture permet d'acquérir des données sur 14 canaux, à gain faible et élevé (7 détecteurs à deux gains $HG\pm$ et $LG\pm$). Chaque NECTAr chip est capable de mémoriser des échantillons et de les numériser sur 12 bits sur 2 ports série. Le processus d'acquisition principal suit le signal de déclenchement. Lorsque le signal de déclenchement est transmis, la puce NECTAr fige la mémoire pour lire les échantillons analogiques à une fréquence d'échantillonnage de 1 GHz. Après le déclenchement, le process "READ" est enclenché : la puce NECTAr numérise des échantillons sur 12 bits. Les 12 bits sont divisés en 2 et sérialisés à 125 MHz sur les 2 ports série. Les échantillons à gain faible et élevé sont entrelacés lorsqu'ils sont envoyés au FPGA. Le FPGA envoie enfin les trames de données vers l'ordinateur à travers une carte *backplane* (BP) (©A. Tsiachina, IRAP).

La Figure 2.7 montre le schéma de la chaîne d'acquisition. Le résultat de la numérisation (voir "Data" dans la Figure 2.7) est le courant d'anode converti en tension. Pour 1 ADC_{LSB}

(quantum), la tension mesurée est de 0,4883 mV. La trans-impédance R du PACTA est de 1904 Ω , le gain de l'ACTA G_A est de 5,8. L'équation 2.1 montre le calcul du quantum en ampères.

$$ADC_{LSB} = \frac{0,4883}{R \times 0,5 \times G_A \times 0,8} = 0,1105 \mu A \quad (2.1)$$

Les facteurs 0,5 et 0,8 sont dues aux impédances des lignes entre le PACTA et l'ACTA respectivement. Avec la chaîne d'acquisition de la caméra (voir Figure 2.7), la variation de courant minimale qui fait incrémenter (ou décrémenter) de 1 la valeur de l'ADC est donc de 0,1105 μA .

2.3 Le module de plan focal

Le plan focal de la caméra NectarCAM est constitué de 265 modules de 7 pixels. Chaque regroupement est appelé un FPM. L'IRAP est responsable de la production et de la validation des modules de plan focal de la caméra.

2.3.1 La structure générale du FPM

Un FPM possède plusieurs éléments dont 7 unités de détection *Detector Unit* (DU) équipées de 7 tubes photomultiplicateur *Photomultiplier Tube* (PMT) soudés sur leur cartes d'alimentation et de pré-amplification *High Voltage Pre-Amplifier* (HVPA). Les 7 DUs sont connectés sur une carte interface *Interface Board* (IB) pour contrôler les DUs. Tout est assemblé dans une mécanique dédiée pour pouvoir être modulaire. Ses connecteurs à l'arrière permettent de véhiculer les 14 signaux analogiques (7 x HG et 7 x LG) vers la FEB, l'alimentation et le contrôle des détecteurs.



FIGURE 2.8 – Le *Focal Plane Module* (FPM) version v2 — L x l x h : 15,9 × 14,4 × 14,4 cm — poids : 1309 g — consommation nominale : ~ 150 mA (©photo A. Tsiachina, IRAP).

2.3.2 Le fonctionnement d'un tube photomultiplicateur

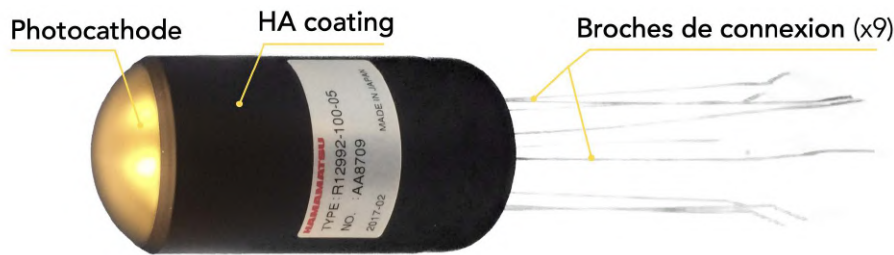


FIGURE 2.9 – Le *Photomultiplier Tube* (PMT) R12992-100-05 Hamamatsu Photonics — 7 dynodes — $\varnothing \times L$: 4 × 8,7 cm — poids : 65 g (©photo A. Tsiaghina, IRAP).

Le tube photomultiplicateur PMT est le capteur de lumière de la caméra. C'est une ampoule en verre possédant à son extrémité une photocathode sensible aux photons (voir partie dorée de la Figure 2.9). Le PMT est alimenté à haute tension (~ 1 à 2 kV). La **Figure 2.10** schématise le fonctionnement d'un tube photomultiplicateur. Même si la réponse spectrale de la photocathode, le nombre et le type de dynodes, le temps de réponse, la forme et le diamètre varient, le principe est le même pour d'autres types de PMTs.

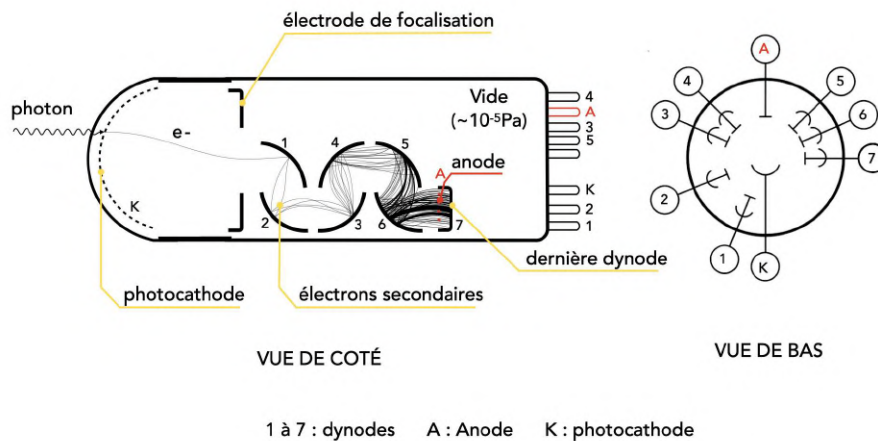


FIGURE 2.10 – Fonctionnement d'un tube photomultiplicateur : le PMT R12992-100-05 (©Hamamatsu, illustration A. Tsiaghina).

Le photon incident détecté par le tube photomultiplicateur est converti en un paquet d'électrons, collecté sur l'anode, suffisant pour constituer un signal sous forme de courant mesurable. Cela se passe en plusieurs étapes. Le photon passe d'abord par la fenêtre en verre du tube. Il atteint un matériau (appelé photocathode) capable de libérer des électrons lorsqu'il est soumis à un rayonnement lumineux (matériau *Super Bi-alkali* pour le PMT que nous utilisons). Le photon incident produit dans la photocathode un électron par effet photoélectrique. Cet électron qui est appelé photoélectron est ensuite accéléré dans le tube et focalisé par l'électrode de focalisation pour atteindre la première dynode (voir figure 2.10, dynode n°1) où il sera multiplié en électrons secondaires. Cette émission secondaire d'électrons se

répète ainsi de suite au niveau des dynodes suivantes (voir figure 2.10, dynodes n°2 à n°7).

Il se produit donc, de dynode en dynode, un effet "d'avalanche". Une anode collecte les derniers électrons secondaires émis. L'anode est une électrode parallèle à la dernière dynode qui collecte les électrons secondaires pour pouvoir véhiculer le signal proprement puisque toutes les dynodes sont alimentées par un circuit de haute tension combiné à pont diviseur capacitif pour distribuer des dividendes de tension à chaque dynode. Ce sont les différences de potentiel entre les dynodes qui accélèrent les électrons pour produire, par collision, des électrons secondaires et définissent le gain du PMT.

Le tube photomultiplicateur utilisé pour la NectarCAM a été développé spécialement par Hamamatsu pour les télescopes de nouvelle génération pour l'astronomie gamma de très haute énergie (CTA/MST). Il s'agit du modèle *R12992-100-05* (voir [26] la version améliorée du *R12992-100* [27, 28]) à 7 dynodes muni d'un "*HA coating*". Le *HA coating* (voir figure 2.9) est un terme et une technique de Hamamatsu Photonics pour améliorer un défaut du PMT. Lorsqu'une haute tension est appliquée à la photocathode, il y a un potentiel électrique environnant à l'extérieur du tube en verre (induction électrique) qui crée du bruit. Pour éliminer ce défaut, une peinture conductrice est appliquée autour du tube et reliée à la HT négative (même potentiel que la photocathode). Ensuite une deuxième couche d'isolant est rajoutée pour la sécurité. Le tube est entouré d'un autre blindage en mu-métal pour réduire l'intensité du champ magnétique ambiant qui, sinon, agit sur la trajectoire des photoélectrons dans le tube. Enfin, on applique une dernière couche de gaine thermorétractable (voir Figure 2.9 en noir). L'épaisseur du *HA coating* est de 0,2 mm (peinture conductrice + isolant + métal). Dans notre utilisation, et notre application, pour optimiser le blindage, le PMT est entouré d'un tube en aluminium connecté à la masse (équipotentialité) lors de son intégration dans un FPM.

2.3.3 La carte d'alimentation des détecteurs et de pré-amplification

La carte *High Voltage Pre-Amplifier* (HVPA) comme son nom l'indique, permet d'alimenter le PMT en *Haute Tension* (HT) et de pré-amplifier le signal d'anode.

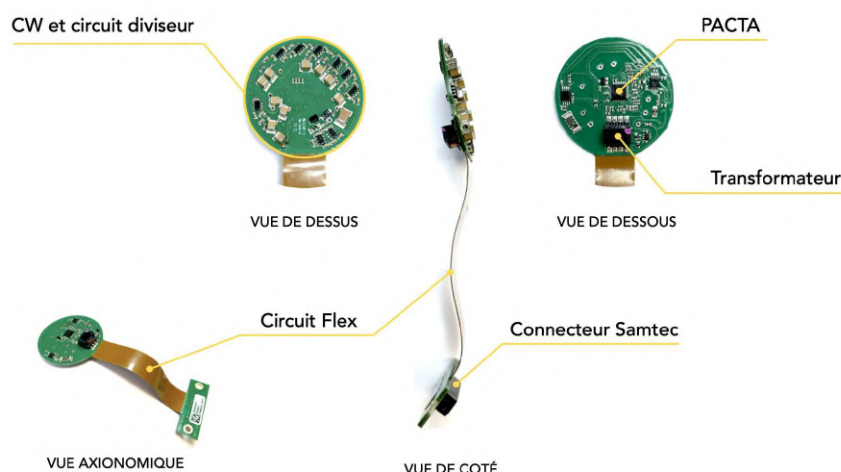


FIGURE 2.11 – La carte *High Voltage Pre-Amplifier* (HVPA) version v4 — $\varnothing$: ~ 4 cm — dimensions flex L x l : $7 \times 1,2$ cm — dimension carte support connecteur L x l : $\sim 3,6 \times 1,2$ cm — poids : 9 g (©photo A. Tsiachina, IRAP).

Pour avoir un gain stable, l'utilisation d'un PMT nécessite une source de haute tension stable (~ 1 à 2 kV) pour une distribution optimale des tensions dans chaque dynode. Une tension négative ou positive est habituellement utilisée pour alimenter les PMTs. Dans notre application, l'alimentation sera une tension négative (~ -0.9 à -1.55 kV) fournie par un circuit *Cockcroft-Walton* (CW). Au niveau de l'anode, le courant généré étant faible, il est nécessaire de le pré-amplifier; c'est le rôle du PACTA (voir section 2.2 et [23]), et donne lieu à deux signaux analogiques différentiels, deux composantes pour chaque gain : $HG \pm$ et $LG \pm$. La carte HVPA est compacte, flexible afin de pouvoir être insérée dans un DU (voir section 2.3.4), tropicalisée (enduite d'une couche de vernis isolant) pour être protégée des poussières et éviter le risque d'apparition d'arcs électriques dus à la HT que la carte produit avec le circuit CW.

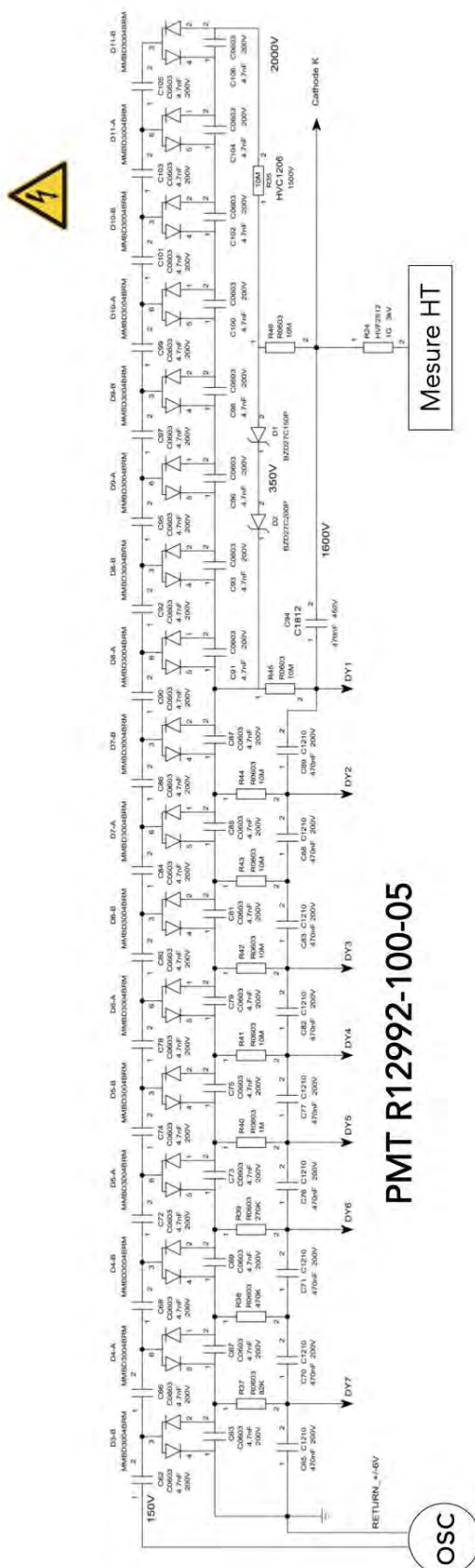


FIGURE 2.12 – Schéma du circuit *Cockcroft-Walton* (CW) combiné au pont diviseur capacitif (carte HVPA v4 ©IRAP).

La Figure 2.12 représente le schéma d'alimentation du PMT R12992-100-05 implémentée sur la carte HVPA v4. Un circuit constitué d'un oscillateur (qui contient un transformateur) avec une fréquence d'environ 80 kHz en moyenne permet d'alimenter le CW. Une mesure de la tension (*CTRL_HT*) permet de contrôler et asservir la tension pour une meilleure stabilité. La haute tension est une des données de surveillance et de contrôle du détecteur qu'on appelle *Housekeeping* (HK) ou donnée de *SLow Control* (SLC). Parmi les SLCs sur la carte HVPA, on a *REF_HT* et *CTRL_HT*, qui sont respectivement les valeurs de commande et de lecture de la tension appliquée. L'asservissement de la haute tension est fait sur la carte HVPA et c'est l'IB qui envoie la commande (la consigne de tension *REF_HT*).

2.3.4 L'unité de détection

Un PMT en fonctionnement nécessite un blindage pour une meilleure compatibilité électromagnétique. Le *Detector Unit* (DU) est constitué d'un PMT soudé à une carte HVPA et assemblé dans un tube (voir Figure 2.13).



FIGURE 2.13 – Le *Detector Unit* (DU) version v4 — $\varnothing \times L$: $4,96 \times 13,95$ cm — poids : 152 g (©photo A. Tsiachina, IRAP).

Cette unité de détection devient un bloc cylindrique qui facilite son intégration dans un FPM. Le PMT n'ayant pas de point de fixation à son extrémité sensible (photocathode), un ressort (voir Figure 2.13) le pousse contre la couronne noire en plastique du FPM et permet son maintien en position. La section sensible dorée en demi sphère du PMT est alors réduite en un hexagone incurvé (voir Figure 2.8).

2.3.5 La carte d'interface vers l'électronique front-end

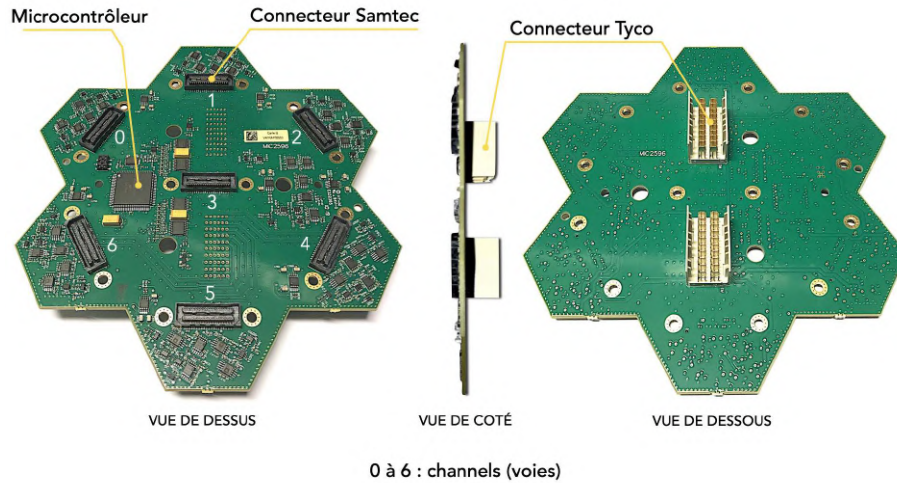


FIGURE 2.14 – La carte *Interface Board* (IB) version v4 — L x l : 14,9 × 14,5 cm — poids : 73 g (©photo A. Tsiaghina, IRAP).

La carte *Interface Board* (IB) est conçue pour contrôler 7 DUs connectés sur les voies (*channel* 0 à 6) et transporter le signal du PACTA (14 paires de signaux analogiques différentiels, voir section 2.3.3). L'IB est équipée d'un microcontrôleur qui communique avec la FEB par le bus *Serial Peripheral Interface* (SPI) (avec une horloge *SPI_SCK* pouvant être cadencée jusqu'à 2 MHz). Chaque DU est connecté à l'IB par un connecteur Samtec femelle (voir Figure 2.14) qui reçoit le Samtec mâle de la carte HVPA. Les tensions de consigne (*REF_HT_DU_x* avec *x* le numéro de la voie en lecture/écriture) et de contrôle (*CTRL_HT_DU_x* en lecture seule) de l'alimentation des PMTs sont lues et écrites par l'IB. De cette manière, l'IB contrôle la tension de consigne (*REF_HT*) de chaque voie. Pour chaque voie, un convertisseur analogique-numérique numérise en même temps le courant de consommation du CW, ainsi que la consommation totale de la carte HVPA. Ces courants sont nommés respectivement *HK_I_A_x* et *HK_I_HVPA_x*. Elles font partie des données de surveillance *SLow Control* (SLC) ou *House-keeping* (HK).

Pour protéger l'électronique des 7 PMTs d'un accidentel fort taux d'illumination, la carte IB intègre un circuit de sécurité, pour chaque voie, qui coupe l'alimentation du CW lorsque la tension *HK_I_A_x* (proportionnel au courant d'anode) est supérieure à un seuil. La valeur de seuil (commande analogique générée par l' IB pour couper la HT_x) est appelée *THRS_I_A_DU_x* ou *Current Trip* (CT)_x. Chaque circuit de sécurité possède en entrée des commandes numériques (*ON/OFF_x* et *UNLOCK_x*) et donne en sortie une valeur de l'enclenchement de la sécurité (*DEFAULT_x*) lue par le microcontrôleur (voir Figure 2.14). Toutes les données de surveillance SLC (voir Tableau 2.1) sont numérisées par le microcontrôleur de l'IB. Elles sont ensuite envoyées sous divers formats et noms par SPI au FPGA de la carte FEB. La FEB est connectée à l'IB par les deux connecteurs Tyco (voir Figure 2.14). Ces derniers fournissent les alimentations nécessaires à l' IB (± 6 V ; + 3.3 V et GND fournis par la FEB) et transmettent les messages du bus SPI ainsi que les 14 paires des signaux des PACTA ($7 \times \text{HG} \pm$ et $\text{LG} \pm$).

TABLE 2.1 – Tableau des SLOW Controls (SLCs).

VARIABLE	DESCRIPTION	TYPE	MODE
REF_HT_DU _x	Tension de référence pour le <i>channel x</i> en <i>V</i>	float	r/w ²
CTRL_HT_DU _x	Tension mesurée pour le <i>channel x</i> en <i>V</i>	float	r
HK_I_A_x	Courant de consommation du CW en μA pour le <i>channel x</i>	float	r
HK_I_HVPA_x	Mesure du courant de consommation totale de la carte HVPA en μA pour le <i>channel x</i>	float	r
THRS_I_A_DU _x	Courant de seuil de sécurité en μA pour le <i>channel x</i>	float	r/w
ON/OFF_x	Commande numérique de sécurité pour le <i>channel x</i>	binaire	r/w
UNLOCK_x	Commande numérique de sécurité pour le <i>channel x</i>	binaire	r/w
DEFAULT_x	État de la sécurité pour le <i>channel x</i>	binaire	r
RS	Vitesse de montée en tension en <i>V/sec</i> pour les 7 <i>channels</i>	type	r/w
SN	Numéro de série de l'IB	int32	r
SWV	Mode de fonctionnement de la haute tension (SWitch Voltage) pour les 7 <i>channels</i> qui vaut Low : 0 (< 400V), High : 1 (HT nominale) ou Wait : 2 (0 V)	int16	r/w
VSL	Basse tension pour le mode de fonctionnement "Low" pour les 7 <i>channels</i> (Voltage Set Low)	float	r/w
Temp	Tepérature de la FEB en degrés Celsius	float	r
suite du tableau à la page suivante			

2. MODE — r : lecture (*read*) — w : écriture (*write*).

TABLE 2.1 – Tableau des SLCs (suite)

VARIABLE	DESCRIPTION	TYPE	MODE
MS	Module Status : statut des 7 <i>channels</i> du module en hexadécimal	int32	r
CS_x	Channel Status : statut du <i>channel</i> x du FPM en hexadécimal	int32	r

2.4 La production des FPMs

Les modules de plan focal sont produits chez l'industriel Microtec. Pour ce faire, un cahier des charges a été établi. Les tests des sous-ensembles du FPM (HVPA, DU et IB) sont faits dans le flux de production avant d'être assemblés.

2.4.1 Industrialisation de la fabrication

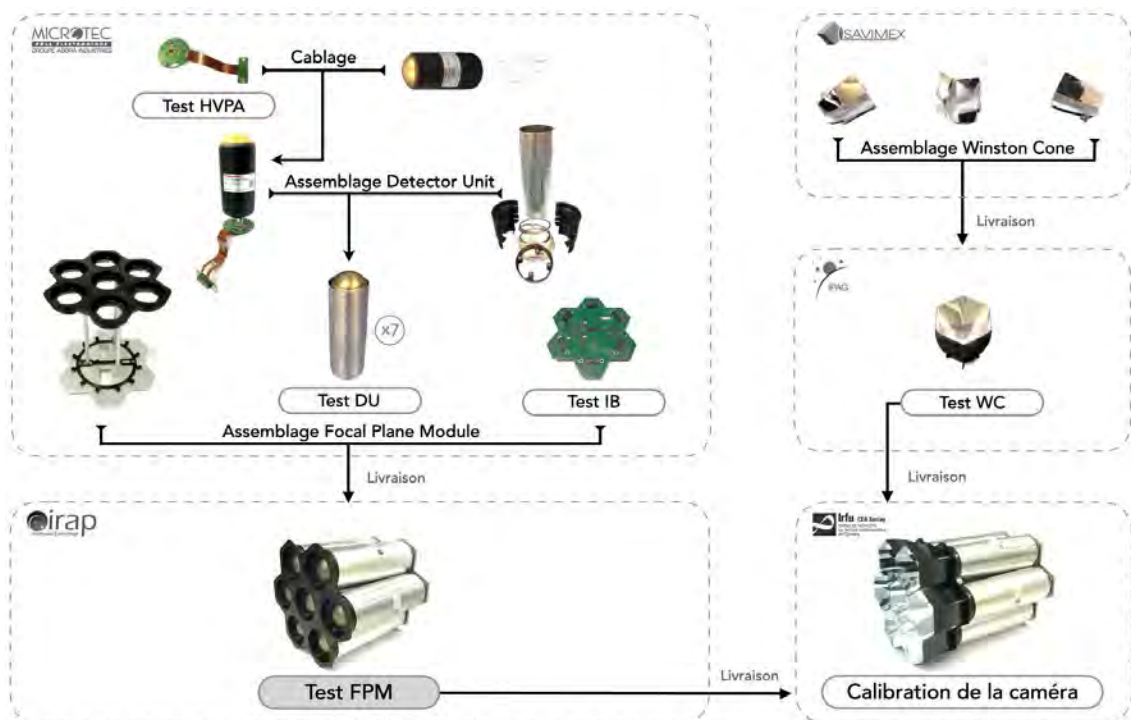


FIGURE 2.15 – Diagramme de production des FPMs (©A. Tsiaghina, IRAP).

La Figure 2.15 montre le diagramme de production des FPMs de la NectarCAM. Une carte HVPA est soudée au PMT après avoir été testée et validée. L'ensemble forme alors un DU

qui est assemblé dans sa mécanique. Le DU et la carte IB sont testés et 7 DUs valides sont connectés à la carte IB valide. Le FPM est ensuite monté dans sa mécanique avant d'être livré à l'IRAP. Tous les tests des sous ensembles du FPM sont faits chez l'industriel (Microtec). Nous effectuons des séries de tests sur les FPMs livrés à l'IRAP. Si leurs performances sont validées, ils sont envoyés à l'IRFU où ils vont être intégrés dans la caméra. Les cônes de Winston (WCs, voir [29, 30]) sont produits et testés chez SAVIMEX et un échantillon de cônes est testé à l'IPAG. Ils sont ensuite livrés à l'IRFU une fois validés. Le rôle de notre équipe à l'IRAP est de valider le fonctionnement et vérifier les performances de ces FPMs. Pour la production de masse, les tests des FPMs se feront chez l'industriel.

2.4.2 La traçabilité de la production

À part le PMT qui a sa propre numérotation Hamamatsu, chaque sous-élément possède un numéro PN³/SN⁴ afin de pouvoir le suivre à partir de leur début de fabrication jusqu'à la fin de vie. Le PN est constitué du code d'identification "7.3N." suivi par le numéro *Product Breakdown Structure* (PBS) de l'élément (par exemple 1.1.1.2 pour la carte HVPA) et de sa version "/V". Le SN est le numéro de série, un entier à 4 digits pour les FPMs et à 5 digits pour les autres éléments. Ils sont sous forme d'étiquettes 2D datamatrix (similaire à un QR code). Les PN/SN des produits sont :

- AAXXXX pour le PMT, code alphanumérique (par exemple AB9290), collé sur sa gaine protectrice noire.
- 7.3N.1.1.1.2/4/XXXXXX pour la carte *High Voltage Pre-Amplifier* (HVPA), collé sur le circuit flex et derrière le connecteur Samtec.
- 7.3N.1.1.1/4/XXXXXX pour le *Detector Unit* (DU), collé à mi-hauteur du tube en aluminium.
- 7.3N.1.1.2/4/XXXXXX pour l'*Interface Board* (IB), collé au centre de la carte.
- 7.3N.1.1/2/XXXX pour le *Focal Plane Module* (FPM), collé sur le flanc de la couronne noire en plastique.

Chez l'industriel, ces marquages permettent un suivi de production pour l'inspection *Automatic Optical Inspection* (AOI) (inspection de la présence et de la qualité des soudures des composants, vérification de leur placement en X-Y et à l'aide d'un laser, réalisation des mesures de hauteur et coplanarité des composants et de leurs pattes, détection systématique de la moindre patte légèrement relevée) et *Automatic X-ray Inspection* (AXI) (plusieurs vues angulaires rayons-x pour obtenir des vues sur les couches internes ainsi qu'une visualisation 3D de l'objet analysé avec une très grande définition) pour les cartes câblées. Aussi, les PN/SNs sont très utiles pour le dépannage, le diagnostic rapide, la réparation et le suivi à distance de tous les éléments, testés sur les trois bancs de test (HVPA, IB et DU), depuis l'IRAP grâce à un système d'échange Microtec-IRAP par un serveur sécurisé.

3. *Product Number*

4. *Serial Number*

2.4.3 Les trois bancs de test dans la production industrielle



FIGURE 2.16 – Photo des 3 bancs de test — de gauche à droite le banc DU, IB et HVPA — L x l x h : 0,7 × 0,7 × 1,2 m (©photo C. Marty, A. Tsiachina, propriété IRAP-Microtec).

Avant la phase de production, mon travail a été de participer à la conception de trois bancs de test, de les piloter, calibrer et de concevoir pour chacun leur interface homme-machine respectifs afin qu'ils puissent être utilisés par un opérateur chez l'industriel. La présente section décrit leur architecture, les tests et leurs diagrammes de fonctionnement.

Les 3 bancs de test (voir Figure 2.16) ont pour but de valider les tests fonctionnels des cartes HVPA, IB et des DU lors de leur production chez l'industriel. Les tests fonctionnels sont les seuls qui permettent d'évaluer la fiabilité fonctionnelle. Ainsi les bancs de test sont absolument nécessaires pour évaluer les éléments produits. Cependant, l'ensemble des défauts des sous ensembles des FPMs, ne sont pas détectés par ces seuls test des bancs. En l'associant avec une inspection optique automatique (AOI) et aux rayons X (AXI) chez l'industriel, nous obtenons des performances de tests élevées.

Depuis mi-2018, ces trois bancs ont été utilisés chez l'industriel pour la production des 61 FPMs qui ont été utilisés pour les tests à Adlershof en Allemagne (voir à la **conclusion**) ainsi que pour les 265 FPMs du modèle de qualification de la caméra après une maintenance à l'IRAP entre les deux productions. Quelques pièces mécaniques ont été changées, ajustées et des petites modifications des connecteurs, comme la mise en place de *savers* (connecteur épargnant) sur le banc de test des DUs pour éviter d'user les connecteurs principaux. Mon travail pendant la phase de maintenance a été de mettre des codes de tests à jour, de recalibrer les bancs suite à l'expérience de la production des 61 FPMs, d'implémenter des nouveaux tests fonctionnels (voir tableau 2.2) et des outils de diagnostic des pannes pour l'opérateur (voir Figure 2.18). La production des 265 modules a commencé mi-2019 et s'est terminée en janvier 2020.

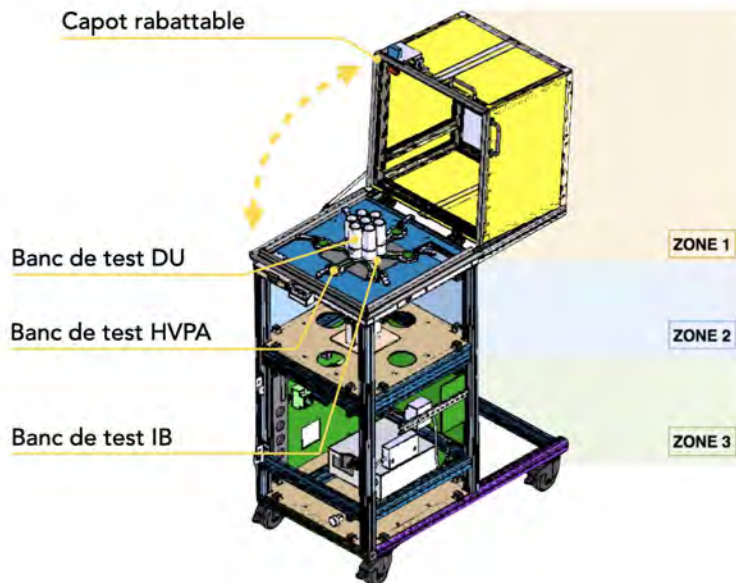


FIGURE 2.17 – Image 3D du banc de test générique des éléments du FPM — le banc générique comptabilise l'ensemble des contraintes mécaniques de chaque banc de test (HVPA, DU et IB) — $L \times l \times h : 0,7 \times 0,7 \times 1,2$ m (©O. Ferreira, A. Mouly, R. Mathon, C. Jarnot, T. Ravel, A. Tsiachina, IRAP).

La Figure 2.17 présente le banc générique de test permettant de vérifier le fonctionnement des cartes HVPA, IBs et les photodétecteurs DUs pendant la phase de production chez l'industriel. Une seule et même mécanique est faite pour les 3 bancs qui est la mécanique du banc générique qui prend en compte l'ensemble des contraintes mécaniques de chaque banc de test. Ces bancs ne se distinguent que par leur ZONE 1 et par l'instrumentation de la ZONE 3.

La ZONE 1 est la zone de test, elle accueille les cartes HVPA (x6), les DUs (x7), ou l'IB (x1) à tester. Elle est hermétique à toute pollution lumineuse extérieure (capot rabattable étanche). Le banc de test DU est équipé d'une LED pulsée fournie par le LPNHE avec son électronique de pilotage, pour vérifier que le DU fonctionne correctement. Cette LED pulsée est dans le couvercle (voir Figure 2.17). La distance minimale entre la LED pulsée et le haut des DUs (photocathode) est de ~ 20 cm pour éclairer la totalité des photodétecteurs à tester.

Le banc est stable et posé sur des roulettes verrouillables. L'architecture interne du banc de test est divisée en 3 zones distinctes. Nous allons définir ces 3 zones et également leurs interfaces.

2.4.3.1 Architecture mécanique interne des bancs de test

ZONE 1 : zone munie de connecteurs qui servent à accueillir les 6 cartes HVPA, les 7 DUs, ou l'IB à tester. C'est la zone de mesure. L'ensemble de cette zone est fermé. Un accès est possible par le dessus à l'aide du capot ouvrable. Les hautes tensions sont présentes sur les DU et les cartes HVPA lors des tests. Il est nécessaire de sécuriser l'accès à cet espace lorsque les cartes sont sous tension. La sécurité consiste en un système automatique de verrouillage du capot dès l'alimentation des cartes. Les matériaux dans l'environnement proche des hautes

tensions sont isolants afin de ne pas provoquer de court-circuit et supporter au minimum 1600 V. Des repères de positionnement (détrompeurs) sont présents dans cette zone 1.

ZONE 2 : Elle contient la carte Front End Board (FEB), juste en dessous de la première zone. Celle-ci permet de communiquer entre l'ordinateur et les DU. Elle nécessite une configuration particulière pour son fonctionnement.

ZONE 3 : Elle contient la carte backplane qui est connectée à la FEB, les alimentations, un Raspberry Pi (RPI), le Flash LED Pulser (l'électronique de pilotage de la LED pour tester les DUs) ou le *Générateur de Basses Fréquences* (GBF) (test des IBs et HVPAs), un hub Ethernet, et une carte de gestion de signaux pour l'alimentation, la sécurité et la fermeture du capot (Raspberry breakout interface RPiBK).

2.4.3.2 Tests fonctionnels

Les tests fonctionnels (voir Tableau 2.2) permettent de valider le bon fonctionnement des sous ensembles d'un FPM. Ces séries de tests durent ~ 3 min pour les HVPAs (x6), ~ 4 min pour les cartes IB (x1) et ~ 5 min pour les DUs (x7). Le flux de production a changé à l'issue de la pré-production (61 FPMs), le microcontrôleur de l'IB (réf. MCF51AG128CLK de chez NXP) est maintenant pré-flashé (pré-programmé) avant son report sur la carte. L'option "Flashage Firmware" sur le banc de test est gardée dans tous les cas pour des anomalies imprévues ou la réparation.

Test fonctionnel	HVPA	DU	IB
Flashage Firmware	-	-	Oui si microcontrôleur non pré-flashé
Test de montée à 1550 V	✓	-	-
Contrôle des SLCs	✓	✓	✓
Contrôle HG $\pm$ & LG $\pm$	✓	✓	✓
Caractéristique des impulsions	-	✓	-

TABLE 2.2 – Tests fonctionnels des éléments du FPM. Les SLCs désignent les SLow Controls (données de surveillance).

Le résultat de ces tests sera "GO" (HVPA, IB ou DU valide) ou "NoGO" (défaillant) selon les valeurs seuils appliquées à chacun des tests fonctionnels. Les éléments "NoGO" devront être stockés pour une analyse à l'IRAP (recherche du type de panne). Les résultats des analyses sont sous forme de fichier (texte et/ou XML). Ils sont stockés et diffusés (envoi automatique d'une base de données sur un serveur *File Transfert Protocol* (FTP)). L'opérateur du banc de test peut aussi consulter sur place les résultats des tests avec une interface utilisateur intuitive sous forme de logiciel de diagnostic automatique des diverses défaillances possibles (voir Figure 2.18). Le manuel d'utilisation des 3 bancs de test se trouve en **Annexe A**.

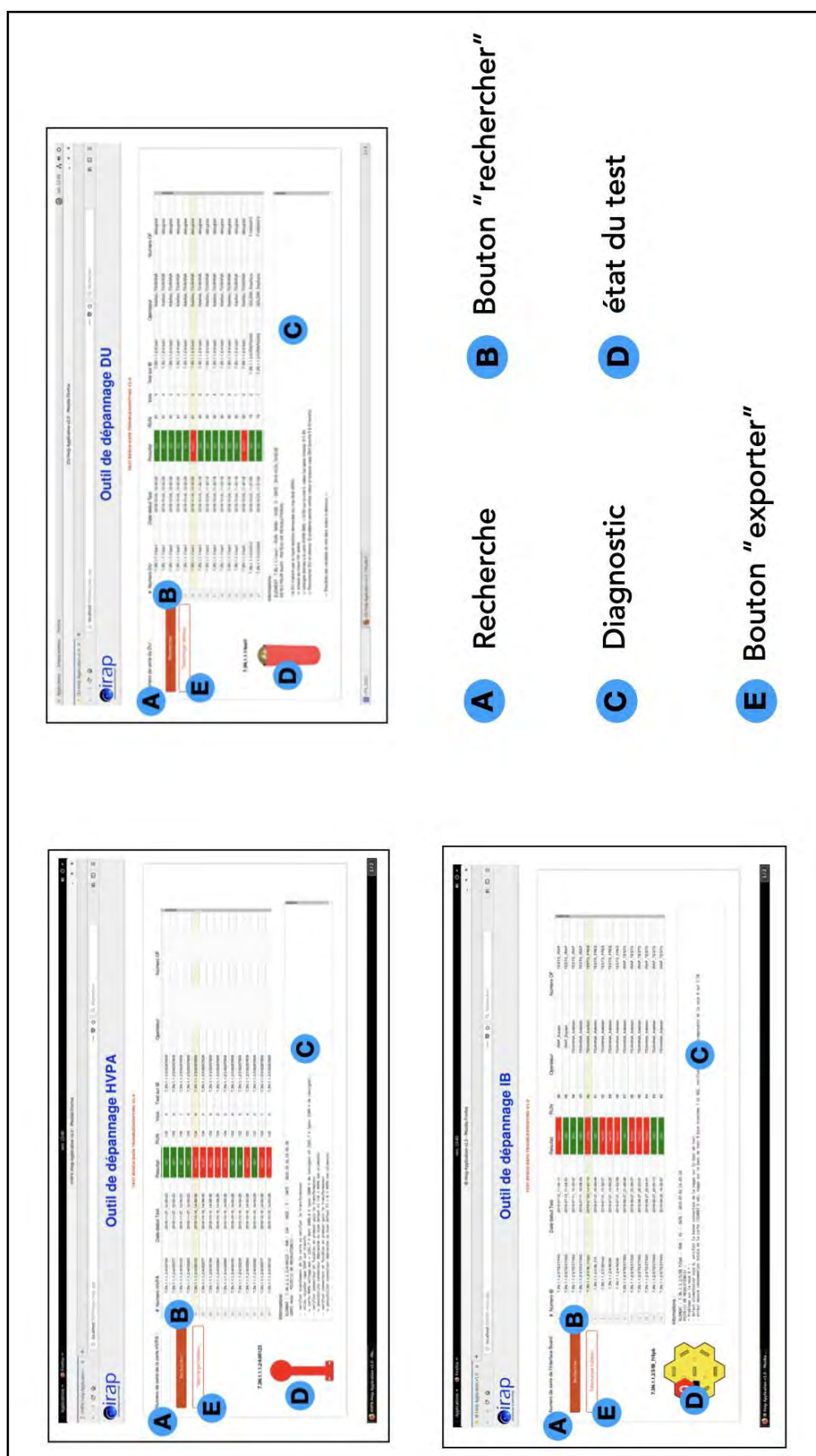


FIGURE 2.18 – Logiciels de diagnostic HVPAs DUs et IBs (©A. Tsiaghina, IRAP).

2.4.3.3 Fonctionnement du banc de test HVPA

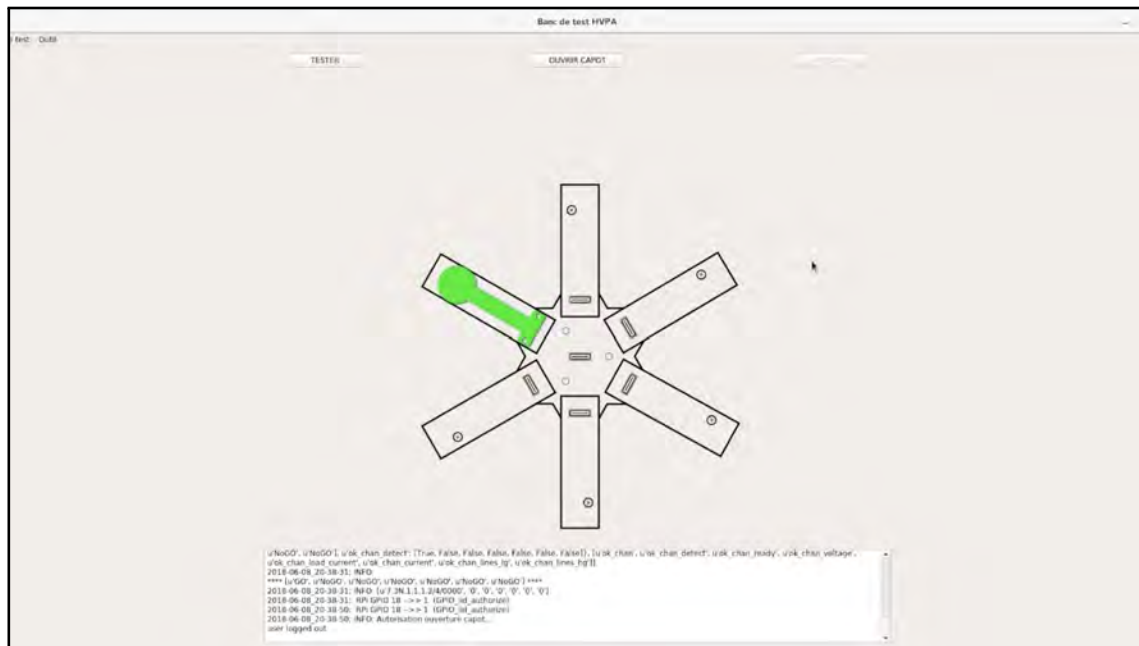


FIGURE 2.19 – Interface homme-machine du banc de test HVPA (©A. Tsiaghina, IRAP).

6 cartes HVPA à tester vont être placées sur l'IB du banc. Un GBF génère le signal de déclenchement de la FEB pour faire des acquisitions afin de mesurer le bruit des cartes HVPA. Le Raspberry Pi contrôle le système de verrouillage du capot (Lid Lock System) et contrôle aussi le système de décharge des hautes tensions des cartes HVPAs (HVPA discharger system) après un test. Une multiprise pilotable (drivable power strip) sert à couper les alimentations ou à les redémarrer par exemple dans le cas où la FEB ne répond pas ou bien s'il est nécessaire de couper urgemment les alimentations pour la sécurité de l'opérateur. L'ensemble des systèmes sont connectés par Ethernet à un HUB connecté à l'ordinateur (voir Figure 2.20). Tous les éléments sont pilotables avec Python 2.7 via le port ethernet. Le scanner de codes barres est relié à l'ordinateur par USB et est utilisé pour la traçabilité des HVPAs. Un rapport de test est ensuite généré (voir en annexe les fichiers générés et les mesures lors des tests).

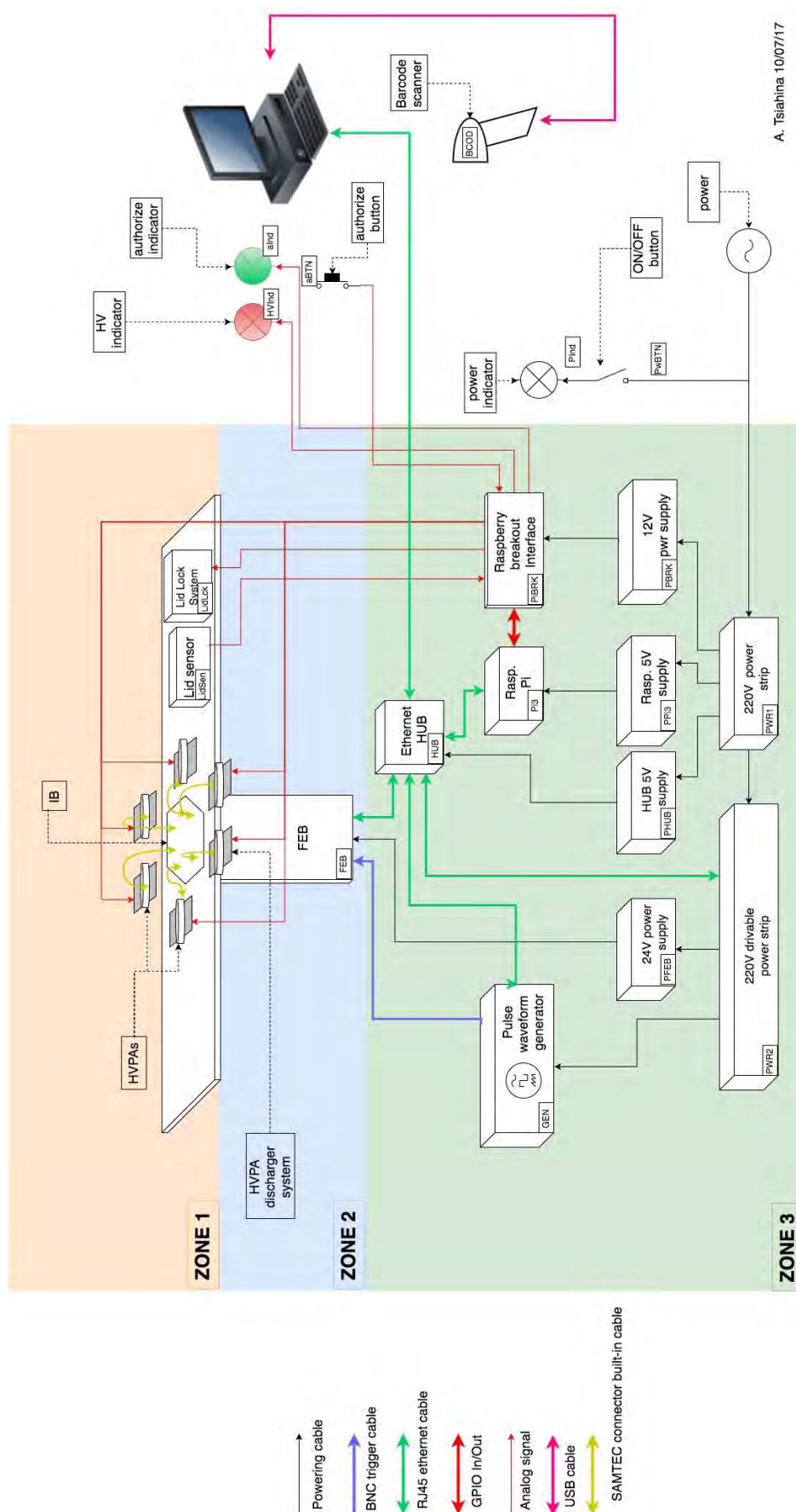


FIGURE 2.20 – Diagramme du banc de test HVPA (©A. Tsiachina, IRAP).

2.4.3.4 Fonctionnement du banc de test DU

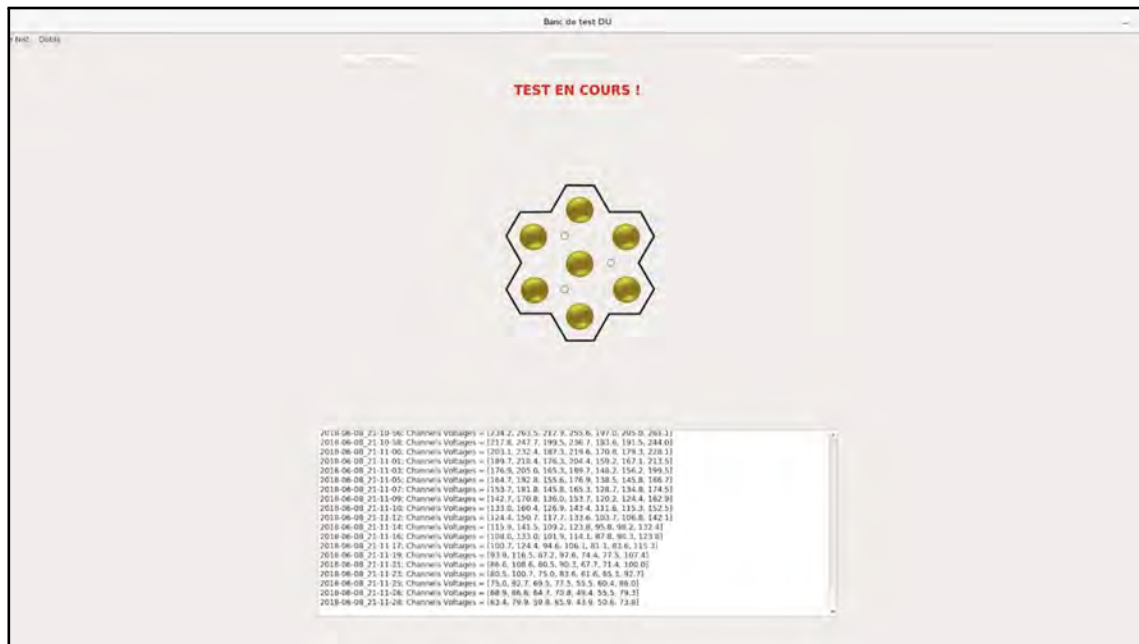


FIGURE 2.21 – Interface homme-machine du banc de test DU (©A. Tsiachina, IRAP).

Les 7 DUs sont placés sous une source de lumière pulsée pour pouvoir vérifier qu'ils détectent correctement les impulsions. La lumière pulsée ($< \text{ns}$) est produite par une LED connectée au Flash LED Pulser qui génère l'impulsion de commande de la LED ainsi que le signal de déclenchement qui est envoyé à la FEB via la backplane. Le Raspberry Pi contrôle le système de verrouillage du capot (Lid Lock System) et contrôle aussi la lampe de décharge (Lamp) qui sert à accélérer la décharge de la haute tension des DUs après un test. Une multi-prise pilotable (drivable power strip) sert à couper les alimentations ou à les redémarrer par exemple dans le cas où la FEB ne répond pas ou bien s'il est nécessaire de couper urgemment les alimentations pour la sécurité de l'opérateur. L'ensemble des systèmes sont connectés par Ethernet à un HUB connecté à l'ordinateur (voir Figure 2.4.3.5). Tous les éléments sont pilotables avec Python 2.7 via le port ethernet. Le scanner de codes barres (Barcode scanner) est relié à l'ordinateur par USB. Il est utilisé pour la traçabilité des DU. Un rapport de test est ensuite généré.

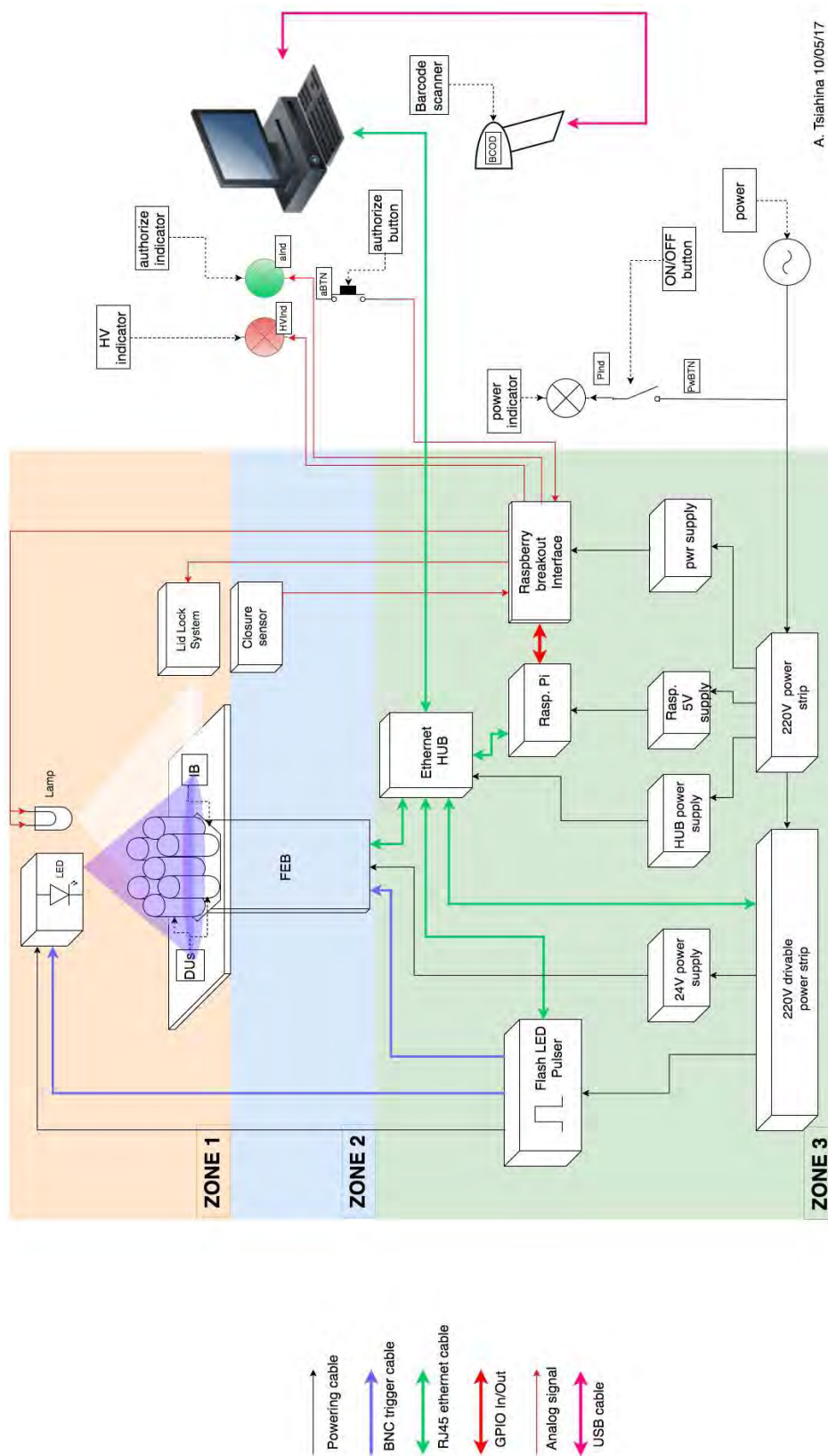


FIGURE 2.22 – Diagramme du banc de test DU (©A. Tsihina, IRAP).

2.4.4 Résumé des caractéristiques techniques de la NectarCAM

Après avoir vu les différents sous-ensembles des modules de la NectarCAM, nous présentons ci-dessous dans le Tableau 2.3 le résumé des caractéristiques techniques de la caméra.

NectarCAM	Paramètre	Unité
Dimensions	3 x 1,5 x 3	m ³
Poids	1,93	T
Nombre de pixels	1855	-
Nombre de modules	265	-
Fenêtre d'intégration	1 - 60	ns
Fréquence d'échantillonnage	0.5 - 2 (nominal 1 GHz)	GHz
Taux maximal de déclenchement	~ 11	kHz
Gains	2 gains sur 12 bits	-
Champ de vue caméra	8	degrés
Analogue bandwidth	> 250	MHz (mesuré)
Trigger threshold	80	GeV
Plage dynamique (< 5% non linearity)	0,5 - 2000	ph.e.
Seuil de déclenchement	> 5 photoélectrons	ph.e
Temps mort	< 3 % à 4,5 kHz	%
Puissance de consommation (partie télescope)	7,7 (pic à 8)	kW
Puissance de consommation (partie sol)	3	kW

TABLE 2.3 – Caractéristiques techniques de la NectarCAM.

Moyen de caractérisation scientifique de l'instrumentation du plan focal de la NectarCAM

Sommaire

3.1	Caractérisation à l'aide de bancs de test	57
3.2	Mode opératoire	57
3.3	Description de la baie de test pour les modules de la caméra QM	58
3.3.1	Diagramme de fonctionnement	60
3.3.2	Les <i>drawers</i> et les <i>channels</i>	61
3.3.3	Protocoles des tests unitaires	62
3.3.4	Caractérisation des sources lumineuses	67

3.1 Caractérisation à l'aide de bancs de test

Pour analyser et valider les performances des FPMs, nous avons développé deux versions de banc de test à l'IRAP. La première implémentation du banc intitulé *Banc de Test FPM v1* (BTFFPM1) a servi à l'étude des performances des 61 FPMs pour le quart de caméra NectarCAM prototype (voir au chapitre 4, section 4.2, partie 3). Ces 61 FPMs serviront de rechange pour le modèle de qualification de la NectarCAM QM. La deuxième version BTFFPM2 a servi pour tester les performances des 265 FPMs de la caméra QM à l'IRAP. C'est une version améliorée du banc de test v1. Il possède exactement la même instrumentation que son prédécesseur. Les améliorations que nous y avons apportées comprennent une structure métallique robuste, un hub Ethernet plus performant et des mises à jour et des améliorations des codes de tests. Les deux versions (v1 et v2) des bancs sont utilisées avec le même mode opératoire.

3.2 Mode opératoire

Un FPM est connecté au banc et maintenu en place par le système rotatif de verrouillage¹. Les numéros de série des FPMs sont mis en paramètre avant de lancer le test pour leur suivi. La phase de test, appelée un "RUN", se déroule en deux parties distinctes : (i) des séries d'acquisitions spécifiquement paramétrées pour chaque test unitaire et (ii) une partie analyse des données des tests unitaires. Cette dernière génère les différents fichiers des résultats des tests unitaires. C'est le seuillage des valeurs des performances, générées pour chaque FPM,

1. Système de bridage uniquement présent sur le BTFFPM2

qui les classe ensuite comme "GO" si les performances sont respectées, et "NoGO" dans le cas contraire. Un FPM NoGO sera réparé et re-testé. Le BTfPM1 possédant les mêmes éléments que la v2, la description du BTfPM2 expliquera aussi son fonctionnement. Les détails des tests du BTfPM1 sont indiqués au chapitre 4 qui montre les résultats des performances des 61 FPMs de la caméra prototype.

3.3 Description de la baie de test pour les modules de la caméra QM

Le banc de test des FPMs pour le QM (BTfPM2) comprend 7 FEBs connectées à 7 back-planes, qui sont les cartes électroniques du système de lecture de la caméra (voir section 2.2, Figure 2.6) et sont assemblées dans une structure en métal pour permettre la bonne connexion et le maintien des FPMs grâce au système rotatif de bridage. À cela s'ajoute deux sources de génération de lumière : la première source est un générateur de flashes (appelé flash LED pulser, fourni par le LPNHE) munie d'une *Nano Light-Emitting Diode* (LED) qui émet des flashes violets ($\lambda = 400 \text{ nm}$) d'une durée $< 1 \text{ ns}$ pour la simulation de la lumière Cherenkov et la deuxième source est constituée de 8 unités de LED et d'un diffuseur pour simuler le bruit du fond du ciel appelé *Night Sky Background* (NSB). Une photodiode (réf. PD300-3W) connectée à son instrumentation (VEGA, Ophir optics) permet mesurer la puissance lumineuse (en Watt) et de suivre de près l'intensité d'éclairage des LEDs NSB.

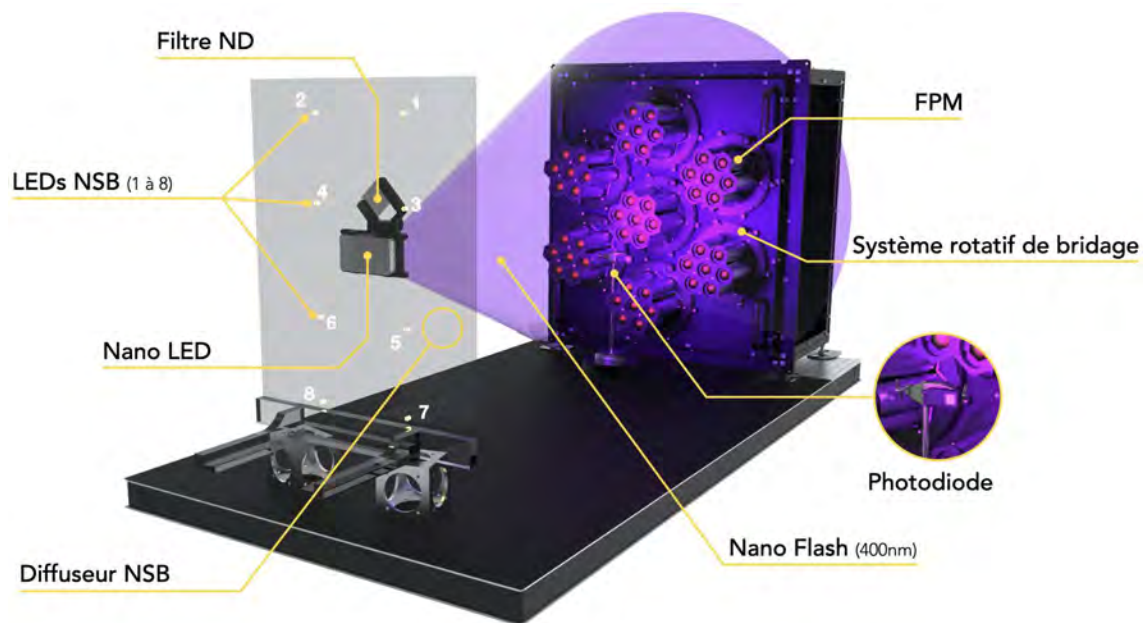


FIGURE 3.1 – Vue 3D du banc de test BTfPM2 pour les modules de la caméra QM (©A. Tsiachina, O. Ferreira, IRAP).

L'ensemble du système est placé dans une salle noire dédiée, régulée en température, à l'IRAP pour pouvoir être hermétique à l'éclairage provenant de la lumière du jour ou des lampes de la pièce de contrôle annexe, afin d'avoir comme seules sources d'illumination les deux dispositifs du banc de test. Jusqu'à 7 FPMs peuvent être testés simultanément pour

suivre une succession de tests de performances.

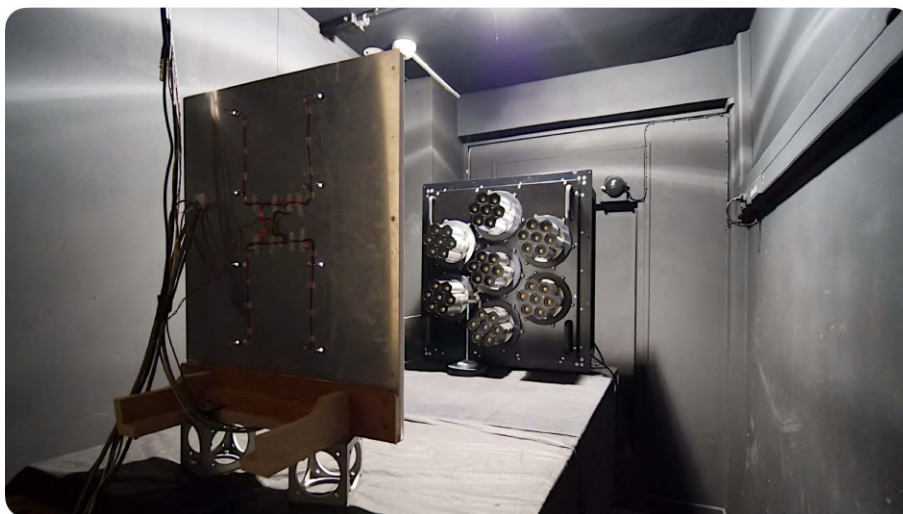


FIGURE 3.2 – Photo du banc de test BTFFPM2 (vue de devant). Voir Figure 3.1 pour les différents éléments le constituant — le banc se trouve dans une salle noire dédiée à l'IRAP (©photo A. Tsiachina, IRAP).



FIGURE 3.3 – Photo du banc de test BTFFPM2 (vue de derrière). Voir Figure 3.1 pour les différents éléments le constituant — à gauche, les 8 LEDs NSB sont allumés et le Flash LED Pulser est au centre — à droite, nous pouvons apercevoir deux modules (voir Figure 2.6 pour plus de détails sur le module) (©photo A. Tsiachina, IRAP).

Le poste de contrôle du banc de test est un ordinateur *DELL PRECISION T1700*. Différents appareils de mesure sont reliés au *Personal Computer* (PC) (voir Figure 3.4). Ils servent à l'alimentation (24 V pour les FEBs, et 3,3 V pour les cartes de conversion ou d'adaptation du signal de déclenchement), la mesure de la puissance lumineuse du NSB (VEGA), le contrôle de la nano LED et le signal de déclenchement de la caméra (Flash LED Pulser), le pilotage du filtre à densité neutre ND (*Neutral Density*) et enfin un scanner de codes barres 2D pour la traçabilité des FPMs à tester. Les câbles de connexion (commande et alimentations LEDs NSB, nano LED et filtre ND) passent par une canalisation étanche à la lumière (voir haut des

Figures 3.3 et 3.4) en tube PVC. Deux autres trous rectangulaires et obturés, dans la paroi entre le poste de contrôle et la salle noire, laissent passer les câbles Ethernet, les alimentations nécessaires au boîtier contenant les modules (7 ensembles backplane-FEBs + 4 cartes de translation contenant chacune 2 sorties de trig digital) et le signal global de déclenchement (*trig caméra*) émis par le boîtier Flash LED Pulser (voir plan de la Figure 3.5).

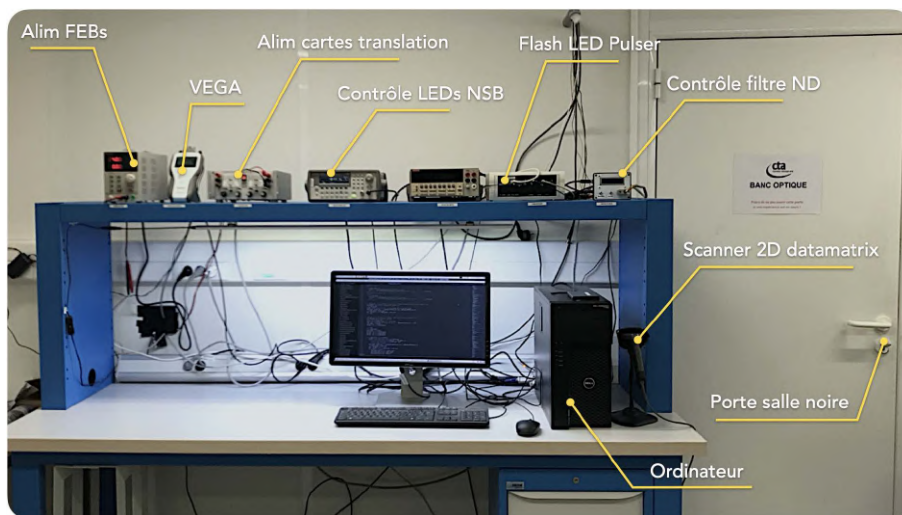


FIGURE 3.4 – Photo du poste de contrôle — salle de contrôle (©photo A. Tsiachina, IRAP).

La salle CTA-IRAP (Figure 3.5) est aussi en parallèle dédiée aux développements et aux tests des FPMs de la caméra NectarCAM et de leurs sous ensembles. D'autres bancs de test s'y trouvent aussi (banc de test de vieillissement, banc HVPA, et un banc de test préliminaire prototype pour le développement des futurs tests FPMs chez l'industriel).

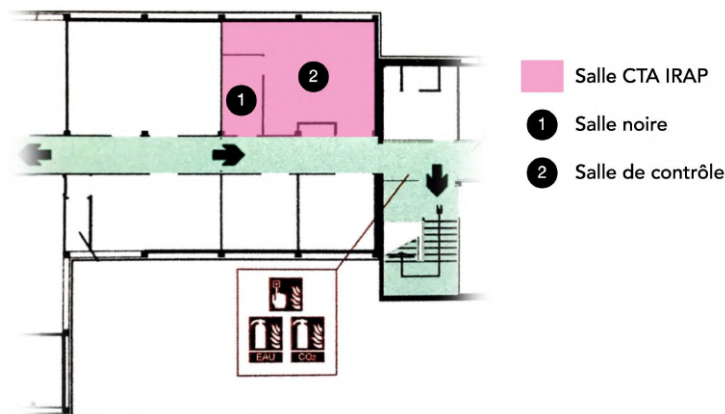


FIGURE 3.5 – Plan de la salle de test (salle CTA IRAP en rose) — étage : sous-sol (©A. Tsiachina, IRAP).

3.3.1 Diagramme de fonctionnement

La Figure 3.6 schématise le banc de test des FPMs et montre comment les différents éléments le composant sont connectés entre eux. De gauche à droite : la génération de lumière, la détection des photons et la numérisation.

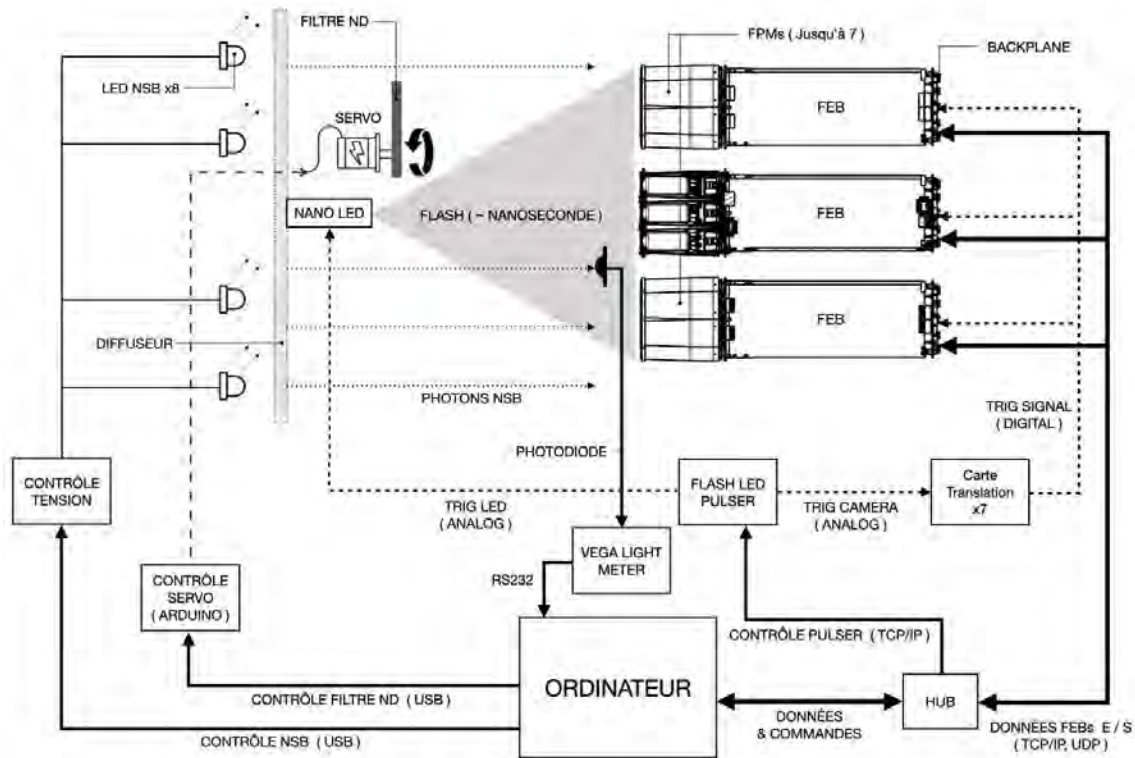


FIGURE 3.6 – Diagramme du banc de test BTFPM2 (©A. Tsiaghina, IRAP).

3.3.2 Les *drawers* et les *channels*

Le *drawer* (tiroir en français) est le terme utilisé pour un FPM connecté à une FEB, voir chapitre 2 Figure 2.6 sur la caméra. Comme son nom l'indique, pour son intégration, il se glisse tel un tiroir dans l'armature métallique du plan focal. Un *drawer* possède un identifiant qui est un numéro allant de 0 à 264 pour la NectarCAM.

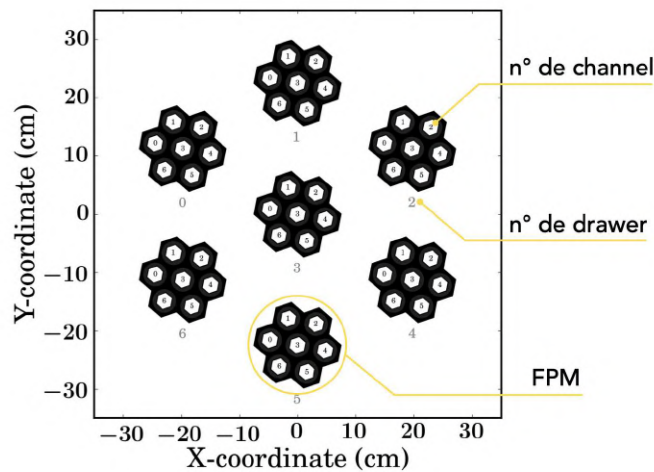


FIGURE 3.7 – Positions des FPMs et positions des pixels dans le banc de test BTFPM2 — point de vue : depuis la nano LED (©A. Tsiaghina, IRAP).

Pour notre banc de test, ce numéro va de 0 à 6. Les *channels* sont les positions des pixels sur un FPM et sont numérotés de 0 à 6. La Figure 3.7 représente la numérotation des *drawers* et des *channels* dans le banc de test. Un photomultiplicateur (ou pixel) en test est donc identifiable par le couple [*drawer*, *channel*].

3.3.3 Protocoles des tests unitaires

3.3.3.1 Le pilotage

Un test se lance à l'aide une commande *shell* depuis le terminal d'un ordinateur sous Scientif Linux 6.9 qui est équipé de paquets de logiciels *Red Hat Package Manager* (RPM), nécessaires au pilotage, développés par le LPNHE. Les scripts de pilotage sont en langage Python 2.7 (Anaconda 2). Les tests unitaires et les analyses s'enchainent pendant ~ 6 heures (dont 1 h de pré-chauffe). Les deux sources de lumières nano LED et 8 LEDs NSB sont paramétrables respectivement par TCP/IP et par USB pour produire dans les PMT des événements allant de 0 à ~ 4000 photoélectrons (ph.e) par événements avec la nano LED et de 0 à ~ 15 Gph.e./s en continu avec les 8 LEDs NSB. Le filtre ND atténue la lumière de la nano LED pour définir la plage basse d'événements (de 0 à ~ 200 ph.e.). Le filtre est fixé sur un servomoteur (Futaba S3003) qui se contrôle à l'aide d'un Arduino UNO en *Recommended Standard 232* (RS232) pour être en position fermée (devant la nano LED) ou ouverte (hors de la nano LED). La photodiode PD300-3W de monitoring du NSB de chez Ophir Optics est reliée à son terminal de lecture *Vega* qui communique avec l'ordinateur en RS232. Les modules (ensembles FEB + FPM) sont pilotés en utilisant un mode de communication orienté objet, l'*Open Platform Communications - Unified Architecture* (OPC-UA) qui fournit l'accès aux données de la caméra par le biais d'un serveur et préserve le contact entre le client et le serveur grâce à un système de correction des erreurs. Il utilise deux protocoles de transport : l'OPC/TCP et SOA/HTTPS. Pour la sécurité des données et la protection contre les accès non autorisés, OPC-UA se sert des technologies *Secure Socket Layer* (SSL), *Advanced Encryption Standard* (AES) et *Transport Layer Security* (TLS). Les langages binaires et *Extensible Markup Language* (XML) sont les deux modes pris en charge par l'*Open Platform Communications - Unified Architecture* (OPC-UA). Dans notre utilisation le langage XML est utilisé au démarrage du serveur pour régler les paramètres initiaux et le binaire sera utilisé pour les opérations suivantes. La communication binaire est faite à l'aide des librairies du projet *Python bindings for the Unified Architecture Framework* (PyUAF) disponible sur Linux et Microsoft Windows.

3.3.3.2 L'acquisition

Pour faire une acquisition, le signal de déclenchement est envoyé à la FEB (voir "TRIG CAMERA" dans la Figure 3.6) par le *Flash LED Pulser* et la nano LED illumine le pixel. Le retard entre le "TRIG CAMERA" et le "TRIG LED" est paramétré pour que la NectarChip puisse enregistrer le signal d'anode associé au flash lumineux au bon moment. Ce délai dépend de la longueur des câbles utilisés pour les déclenchements, du paramètre *ND* (voir section 2.2) et des retards induits par la transmission des cartes électroniques. La fréquence de déclenchement est réglée pour que la puce FPGA située dans la FEB puisse envoyer sans encombre par le port *Data Acquisition* (DAQ) les trames des données du flash générées au serveur caméra, qui seront stockées enfin dans l'ordinateur dans un ou plusieurs fichiers (si la quantité de données est grande), au format ASCII, avec comme nom d'extension un ".dat". La vitesse d'envoi des données dépend du hub Ethernet utilisé, de la carte réseau et de la nature du câblage (RJ45 ou fibre optique). La Figure 3.8 montre la numérisation de l'impulsion de courant

généré par un ou plusieurs photon(s) ayant réagi(s) avec le photodétecteur : nous appelons cela **un évènement**. Il existe aussi des évènements de bruit, qui sont mesurés et enregistrés en déclenchant une acquisition sans générer de lumière avec le Flash LED pulser.

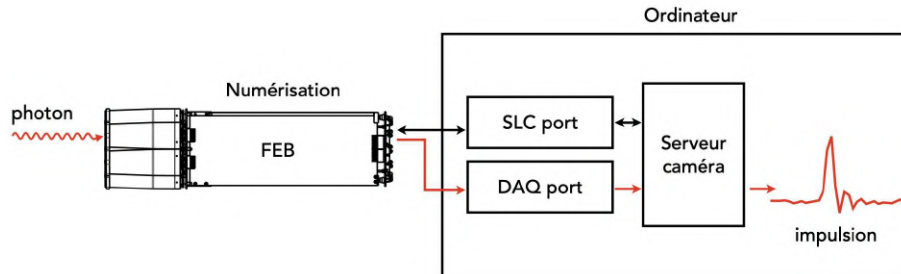


FIGURE 3.8 – L'impulsion : la numérisation d'un évènement de photon détecté par un pixel. En rouge, à droite, la forme de l'impulsion numérisée par la FEB (©A. Tsiachina, IRAP).

Pendant la période d'acquisition, pour chaque DU (pixel), on enregistre plusieurs évènements (de 1000 à 4 millions) selon le type de test qu'on souhaite effectuer. Le signal est digitalisé à 1 GHz et le nombre d'échantillons pour chaque évènement est fixé à 32 (i.e. une durée de 32 ns). Le signal de déclenchement est envoyé à une fréquence de ~ 5 kHz. Il y a donc un délai entre chaque évènement. Ce temps est nécessaire à l'envoi des données, au vidage des mémoires tampons et pour la synchronisation de la numérisation du prochain évènement. Le système d'acquisition de la NectarCAM peut être déclenché, sans perte de trames, jusqu'à une fréquence maximale de ~ 11 kHz, mais notre installation ne permet pas d'atteindre ces taux de déclenchement. En guise de pré-analyse et de réglage des délais des déclenchements, on regarde globalement après que les évènements soient sauvées, où est situé l'impulsion moyenne dans une fenêtre NF de temps donnée (par exemple de l'échantillon n°9 à l'échantillon n°25 : 16 ns de fenêtre).

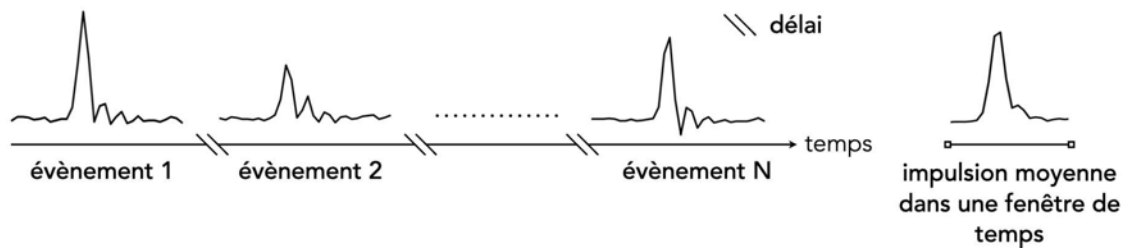


FIGURE 3.9 – Les évènements enregistrés (©A. Tsiachina, IRAP).

3.3.3.3 Calcul de la charge à l'anode

On mesure la charge qui est proportionnelle à la quantité de photon incident, à partir du courant d'anode. Pour un évènement, la charge brute générée est l'intégrale du courant (aire sous la courbe) dans la durée de l'impulsion. On exprime cette relation par l'équation suivante :

$$i = \frac{dq}{dt} \implies Q = \int i dt \quad (3.1)$$

La fenêtre d'intégration NF est définie par la durée entre le début (t_0) et la fin (t_f) de l'impulsion. La charge est obtenue en additionnant le signal numérisé (ADC) $Q = \sum_{t=t_0}^{t_f} i(t)$ dans la fenêtre d'intégration, avec $i(t)$ le courant (issue de la conversion courant-tension valant $0,1105 \mu A/ADC$) au temps $t \in [t_0; t_f]$ (voir fin de la section 2.2 au chapitre 2). La charge nette $\bar{Q}$ est ensuite estimée après avoir soustrait la charge moyenne des événements de bruit obtenue à partir d'une acquisition sans lumière. La Figure 3.10 montre l'algorithme d'estimation de la charge nette Q_{evt} pour un événement de photon.

La numérisation se fait sur une plage de 12 bits. Le niveau de la ligne de base est configuré et est réglée à ~ 250 ADC pour permettre la caractérisation des fluctuations de bruit et aussi afin de ne pas écrêter les sous-dépassements des réflexions des impulsions qui sont dues aux impédances caractéristiques des lignes (HG et LG). Ces oscillations (voir les petites bosses et vallées qui suivent l'impulsion numérisée dans la Figure 3.9) peuvent être considérées comme un défaut de la ligne de mesure mais elles améliorent le comptage des photons. Comme les impulsions durent quelques nanosecondes, si le système est trop amorti, le résultat serait une forme d'impulsion à chute lente et sa largeur serait donc plus grande. Un circuit RC mis à la sortie de l'anode est un filtre passe-haut conçu pour éviter que le courant d'obscurité de l'anode (appelé *dark current*²) ou le courant d'anode produit par une illumination continue, ne charge le signal d'anode à quelques centaines de volts (potentiel de la dernière dynode). Cela évite, avec aussi des diodes de protection, d'endommager l'entrée du pré-amplificateur PACTA et aide à mettre fin rapidement aux réflexions.

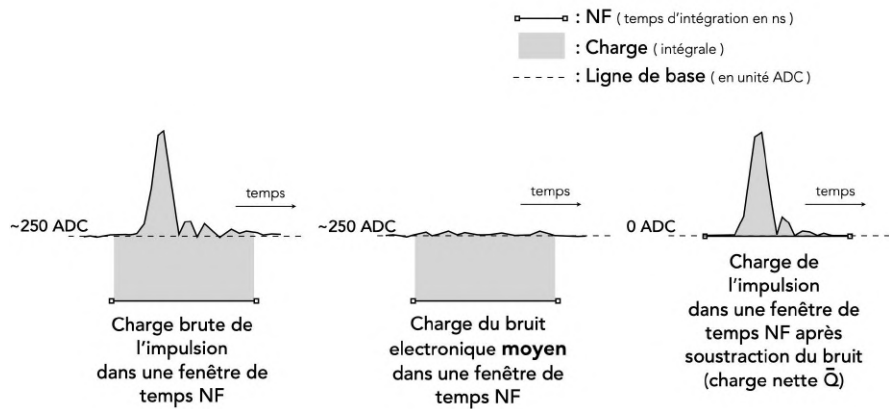


FIGURE 3.10 – Algorithme d'intégration de la charge nette pour un événement de photon. NF représente la durée de la fenêtre en temps, sous la forme d'une valeur entière en ns (©A. Tsiachina, IRAP).

La charge délivrée au niveau de l'anode est le gain du PMT multiplié par la charge élec-

2. Dans le noir complet, puisque les matériaux de la photocathode et des dynodes travaillent à très faibles conditions, il y a un courant d'obscurité produit par plusieurs phénomènes. (i) Il est produit en majorité par des électrons thermoïoniques qui génèrent des impulsions sombres d'une durée de quelques nanosecondes (*dark pulse*). (ii) Le rayonnement de fond, y compris celui dû aux matériaux du tube est aussi une cause d'impulsions sombres. (iii) Il y a ensuite des courants de fuites sur les surfaces vitrées du PMT (*leakage currents*) et (iv) des émissions électrons dues à un effet de champ (émission froide) à cause de la rugosité des dynodes. (v) Le courant d'obscurité est abondant lorsque le PMT est, lors de son stockage, exposé à la lumière du jour. Dans ce cas, ce dernier est minimisé après avoir stocké le PMT dans le noir pendant plusieurs heures. (vi) Enfin, lorsque la photocathode est alimentée avec une tension négative, le courant d'obscurité a une valeur plus élevée que la normale et peut prendre plus d'une demi-heure pour se stabiliser. Il faut donc un temps de chauffe du PMT.

tronique élémentaire e en Coulomb au niveau de la photocathode. Cette charge produit un courant d'anode qui est pré-amplifié par le PACTA sur la carte HVPA (voir Figures 2.11, 2.6 et 2.7), transmise et amplifiée par la puce ACTA et ensuite numérisée et échantillonnée sur la FEB. Dans ces conditions, pour un photo-électron unique (*Single Photo-Electron* ou SPE), nous obtenons la valeur numérique de la charge amplifiée avec l'équation 3.2 suivante :

$$SPE = \frac{e \times G}{ADC_{LSB} \times \Delta t} \quad (3.2)$$

$ADC_{LSB} = 0,1105 \mu A$ (voir eq. 2.1), $e = 1,6 \cdot 10^{-19} C$ et $\Delta t = 1 ns$, la période d'échantillonnage. Lorsque le gain G du PMT est de 40000, la charge amplifiée est de **58 ADC**.

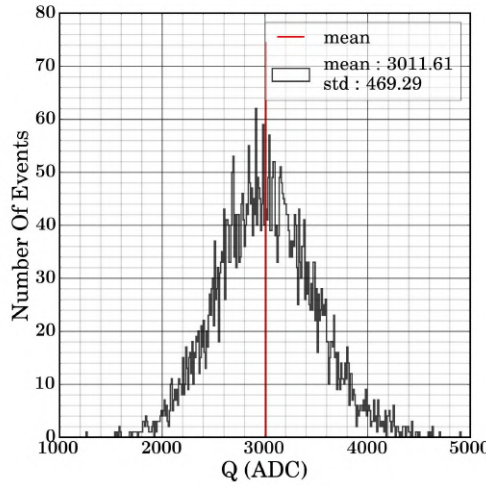


FIGURE 3.11 – Spectre des charges nettes d'une acquisition à haut régime d'intensité de flashes mesuré avec un gain de 40000. La ligne rouge est la charge nette moyenne $\bar{Q} = 3011 \text{ ADC} \approx 52 \text{ ph.e.}$ avec un écart-type de $469 \text{ ADC} \approx 8 \text{ ph.e.}$ — nombre d'évènements : 5000 — nombre d'échantillons par évènements : 32 — temps d'intégration NF : 16 ns.

La charge moyenne $\bar{Q}$ est estimée avec les N évènements générés pendant une acquisition. Pour ce faire, l'amplitude des flashes reste constante pendant la totalité de l'acquisition. La distribution des charges nettes par évènement (spectre Figure 3.11) montre que la plupart des observations se regroupent autour du pic central et les probabilités pour des valeurs plus éloignées de la moyenne diminuent également dans les deux directions. Les impulsions d'un PMT ont une variation d'amplitude due à la statistique du processus de multiplication des charges. De plus, le nombre de photons détectés suit une loi de Poisson. Enfin, la quantité de photons émis par la nano LED fluctue également autour d'une valeur moyenne (6 % rms, voir section 5.2.2). Ces trois phénomènes expliquent l'élargissement de la distribution des charges nettes (voir Figure 3.11).

3.3.3.4 L'arborescence des fichiers générés

La série de tests que l'on exécute pour un FPM est appelé **un RUN**. Un RUN est sauvegardé sous forme d'un dossier portant le préfixe "RUN_" suivi d'un numéro unique (5 digits)

et contient plusieurs sous-dossiers de tests unitaires. Les données d'acquisitions des événements y sont sauvegardés. Les données SLCs et les résultats des analyses sont sauvés au format ASCII, avec comme nom d'extension un ".txt". Les paramètres d'un RUN (fréquences de déclenchement des divers types d'acquisitions, fichier XML, adresses IP, critères de sélection, etc...) sont sauvés dans un fichier python de constantes qui est réutilisable pour pouvoir relancer un RUN avec les mêmes constantes. Tous les RUNs sont sauvés dans un *Network Attached Storage* (NAS) de 16 To, qui est un boîtier de stockage en réseau et un serveur de fichiers autonome, connecté au réseau interne de l'IRAP, et dont la principale fonction est de stocker les données en un volume centralisé pour pouvoir être lues en réseau pour des réanalyses ou des analyses supplémentaires. La Figure 3.12 montre l'arborescence d'un dossier de RUN.

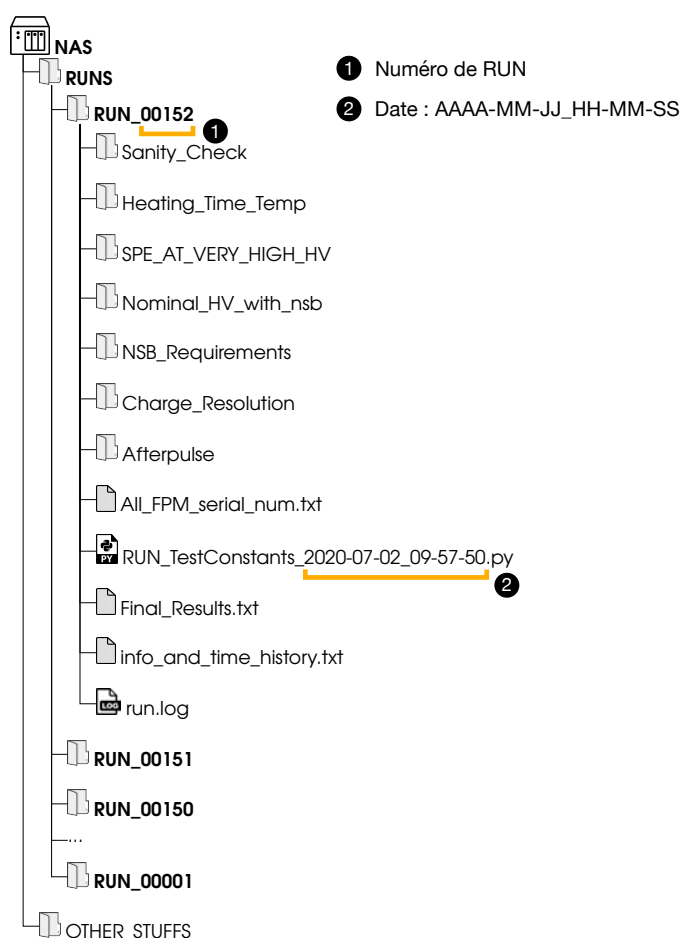


FIGURE 3.12 – Arborescence des fichiers générés lors d'un RUN (©A. Tsiachina, IRAP).

- Dossier **Sanity_Check** : contient les données et analyses de vérification des FPMs avant leur test.
- Dossier **Heating_Time_Temp** : contient les informations de préchauffe du banc de test.
- Dossier **SPE_AT_VERY_HIGH_HV** : contient les données et analyses du SPE à très haute tension (1400 V).

- Dossier *Nominal_HV_with_nsb* : contient les données et analyses de la recherche de la haute tension nominale des DUs de chaque FPM en test.
- Dossier *NSB_Requirements* : contient les données et analyses de la tenue au NSB.
- Dossier *Charge_Resolution* : contient les données et analyses de la résolution en charge.
- Dossier *Afterpulse* : contient les données et analyses des afterpulses.
- Fichier *All_FPM_serial_num.txt* : contient les numéros de série rentrés par l'utilisateur pour chaque FPM en test.
- Fichier *RUN_TestConstants_XXXX-XX-XX_XX-XX-XX.py* : contient les variables utilisées lors du RUN.
- Fichier *Final_Results.txt* : contient la liste des résultats des critères de sélection faites lors du RUN.
- Fichier *Infol_and_time_history.txt* : contient les dates de début et de fin de chaque test unitaire.
- Fichier *run.log* : fichier de debug qui contient le déroulé détaillé du RUN.
- Dossier *OTHER_STUFFS* : contient les fichiers de traçabilité, les données sur les PMTs et diverses bases de données.

3.3.3.5 Le déroulé des analyses

Mis à part l'analyse des spectres de charges nettes mesurées à très haute tension et la calibration du gain nominal (*SPE_AT_VERY_HIGH_HV* et *Nominal_HV_with_nsb*), les analyses sont faites dans un second temps, une fois que toutes les acquisitions de chaque test unitaire sont terminées. Un RUN se divise donc en une partie acquisition et une partie analyse pour aboutir à la synthèse des résultats des tests. La Figure 3.13 montre la proportion des acquisitions et des analyses lors d'un RUN.

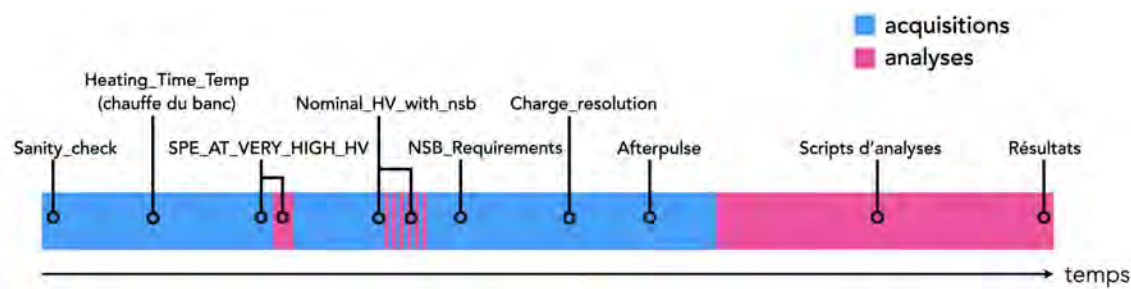


FIGURE 3.13 – La répartition des acquisitions et des analyses dans un RUN (©A. Tsiaghina, IRAP).

Les analyses ne peuvent pas être réalisées parallèlement avec les acquisitions pour ne pas perturber la communication avec le serveur caméra qui peut entraîner des pertes de données ou des dysfonctionnements.

3.3.4 Caractérisation des sources lumineuses

3.3.4.1 Les 8 LEDs NSB

Les 8 LEDs NSB émettent de la lumière jaunâtre. Son spectre possède deux pics : un faible pic à ~ 480 nm (vert) et un pic prépondérant à ~ 590 nm (jaune). Dans la gamme de sensibilité des PMTs (~ 300 - 450 nm) fournie par Hamamatsu, les deux pics sont détectés (voir

Figure 3.14). Les positions des LEDs sont numérotées de 1 à 8 (voir Figure 3.1 pour la numérotation).

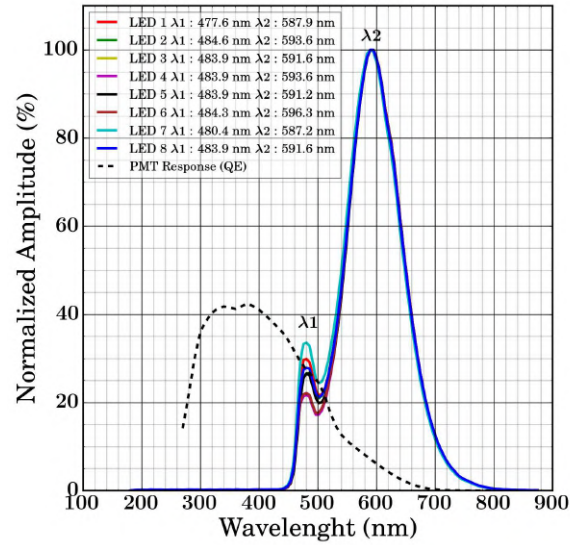


FIGURE 3.14 – Spectre des 8 LEDs NSB — mesuré avec le spectromètre Flame UV-VIS (Ocean Insight). La réponse spectrale typique (efficacité quantique en fonction de la longueur d'onde) de la photocathode des PMTs de CTA est présentée en % (la courbe avec des tirets).

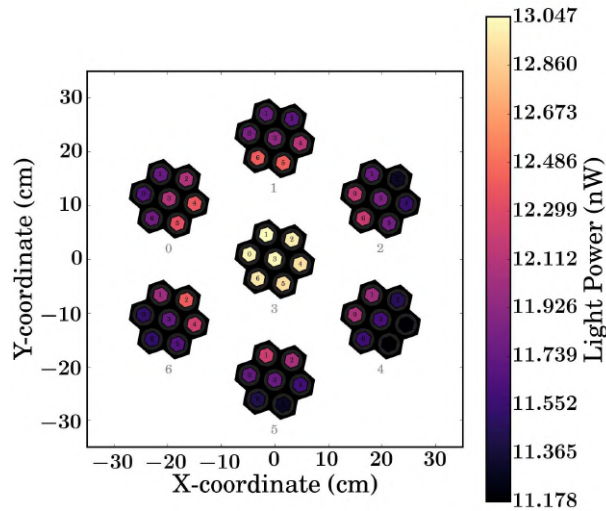


FIGURE 3.15 – Mesure de l'intensité des 8 LEDs NSB sur le banc de test (point de vue : depuis la nano LED) — mesurée avec la photodiode PD300-3W (Ophir optics) placée aux 49 positions des pixels. L'intensité correspond à un taux de NSB de ~ 10 ph.e./ns.

La lumière NSB (LEDs x8) éclaire plus au centre des 7 FPMs placés dans le BTFPM2 (voir

Figure 3.15). Cependant la différence entre les niveaux moins éclairés et plus éclairés est de $\sim 1,68$ nW. En effet, le barycentre des 8 LEDs se trouve au milieu, il y a donc plus de flux au centre qu'aux bords.

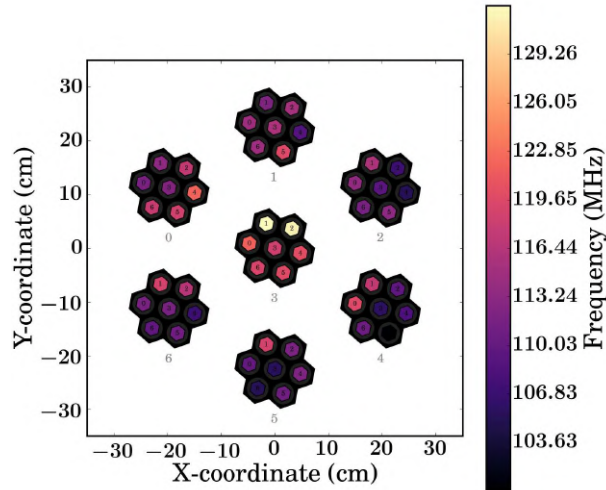


FIGURE 3.16 – Carte des fréquences de NSB sur le BTfPM2 avec les 8 LEDs à 1391 mV (point de vue : depuis la nano LED) — fréquences mesurées avec 257 FPMs en faisant une moyenne pour chaque position de pixel.

3.3.4.2 La nano LED

La nano LED du Flash LED Pulser émet une impulsion lumineuse pour simuler les flashes Cherenkov. Elle émet dans une longueur d'onde de 400 nm (violet). La linéarité de la mesure des charges par la chaîne d'acquisition, garantie par le PACTA, va de 0 à ~ 3000 ph.e. ($[0, 200]$ ph.e. pour le HG et $[100, 3000]$ ph.e. pour le LG). La nano LED doit être capable de délivrer cette gamme d'intensité en photo-électrons. Pour ce faire, nous utilisons un filtre à densité neutre (Neutral Density ou ND) pour la génération en régime bas ($[0, 200]$ ph.e.) et les flashes de haut régime ($[100, 3000]$ ph.e.) se font sans le filtre. La commande des intensités de flashes est codée sur 8 bits ($[0, 255]$) et la conversion numérique analogique du flasher n'est pas linéaire, ce qui fait que l'on peut atteindre cette large gamme de génération de photo-électrons (voir Figure 3.17). Nous nous servons de la voie HG pour avoir plus de précision de la mesure de la charge pour le régime bas (courbe bleue en pointillés dans la Figure 3.17) et la voie LG pour ne pas saturer dans le haut régime (courbe verte dans la Figure 3.17)

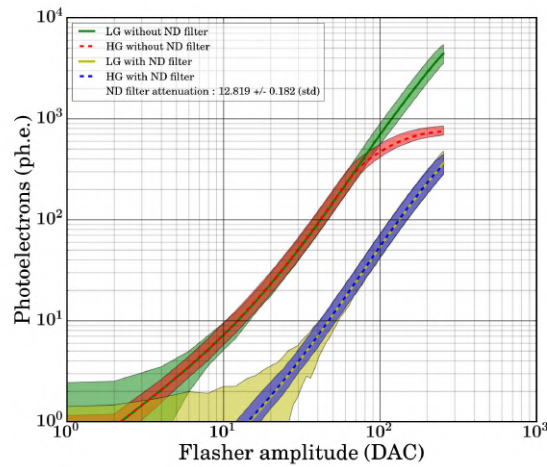


FIGURE 3.17 – Nombre de photo-électrons en fonction de la commande du Flash LED Pulser — mesures avec et sans le filtre ND pour les deux voies HG et LG, les bandes colorées définissent les écarts maximaux des quantités de photo-électrons mesurées — le changement de pente de la courbe en rouge montre la saturation de la voie HG — les mesures ont été réalisées avec 249 FPMs.

Le filtre ND est un filtre carré de densité neutre absorbant (réf. FSQ-OD100) de 2 x 2 pouces (50,8 x 50,8 mm) qui a une densité optique de 1,0 à 546,1 nm et fournit une atténuation à large bande pour la région du visible au proche infrarouge (400-900 nm). La Figure 3.18 montre sa courbe de transmission.

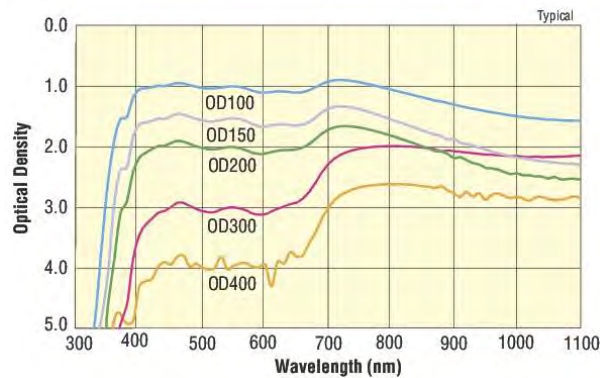


FIGURE 3.18 – Densité optique du filtre FSQ-OD100 en fonction de la longueur d'onde (courbe bleue OD100) ©Newport.

La Figure 3.19 montre qu'en combinant le filtre avec la nano LED, on réduit d'un facteur ~ 12.6 l'intensité lumineuse. Ces résultats sont en concordance avec l'estimation de la transmission du filtre avec les PMTs (voir Figure 3.17).

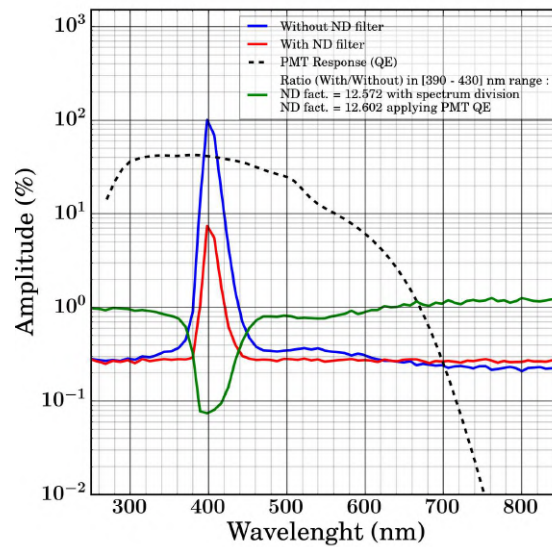


FIGURE 3.19 – Atténuation du filtre ND FSQ-OD100 avec la Nano LED — mesurée avec le spectromètre Flame UV-VIS (Ocean Insight).

Nous avons aussi effectué les mesures avec une lampe étalon H3-P-CAL de Ocean Insight. On retrouve la même courbe que dans la Figure 3.18 en faisant le ratio des données avec et sans le filtre ND devant la lampe étalon.

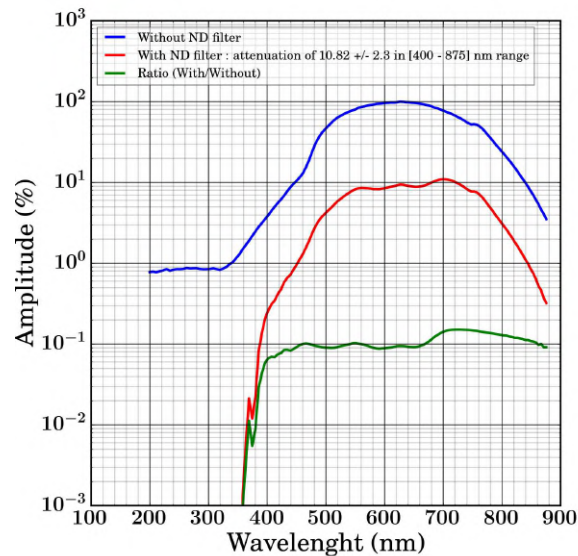


FIGURE 3.20 – Atténuation du filtre ND FSQ-OD100 avec la lampe étalon HL-3P-CAL — mesuré avec le spectromètre Flame UV-VIS (Ocean Insight).

Quand on compare le spectre de la raie émise par la nano LED, avec et sans le filtre, on remarque que le filtre atténue très légèrement la partie gauche de la raie (voir courbe

en rouge de la Figure 3.21). Ceci s'explique par la coupure en transmission observée (voir Figures 3.18 et 3.19). Cependant la longueur d'onde du maximum du pic reste inchangée. Ce faible décalage de la raie n'a pas d'impact sur nos mesures.

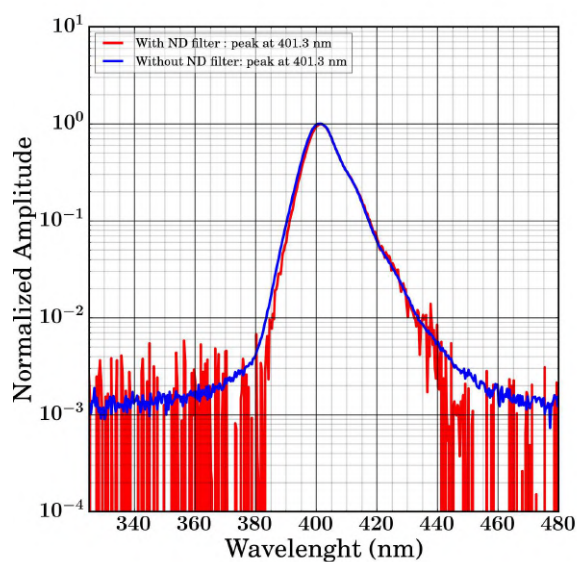


FIGURE 3.21 – Effet du filtre ND FSQ-OD100 sur la nano LED — mesuré avec le spectromètre Flame UV-VIS (Ocean Insight).

CHAPITRE 4

Analyse et Validation des performances des photodétecteurs d'un prototype de NectarCAM

Sommaire

4.1	Résumé de la publication "Measurement of performance of the NectarCAM photodetectors"	73
4.2	Measurement of performance of the NectarCAM photodetectors	74

De façon concise, je présente ici les méthodes utilisées et les résultats des performances des photodétecteurs d'un prototype de NectarCAM. Ce prototype, constitué de 61 FPMs correspond à un 1/4 de caméra. Il a été testé à Adlershof en 2019 sur un prototype de télescope MST. Ces résultats ont été reportés dans une publication soumise à NIM, après avoir été corrigée et validée par la collaboration NectarCAM et par le service *Speakers And Publication Office* (SAPO) de CTA.

4.1 Résumé de la publication "Measurement of performance of the NectarCAM photodetectors"

La publication montre les différents sous ensemble des modules de plan focal pour la caméra NectarCAM qui équipera les télescopes de tailles intermédiaire MST de l'observatoire CTA ainsi que le banc de test BTFFPM1 que nous avons implémenté à l'IRAP. Ensuite, avec mes co-auteurs, nous avons détaillé les méthodes de caractérisation des performances des 61 FPMs de la caméra prototype en commençant par la calibration du gain nominal des pixels. Nous prouvons que les gains des tubes photomultiplicateurs sont stables dans les conditions d'observations de la caméra. Puis, nous montrons que les performances telles que la largeur des impulsions générées par des photons uniques captés par les photodétecteurs, la dispersion du temps de transit des photo-électrons, l'afterpulse et la résolution respectent le cahier des charges scientifique de la NectarCAM et sont en accord avec les mesures réalisés par d'autres équipes.

Toutes ces performances mesurées sont discutées dans le contexte des exigences CTA [20, 21, 22]. A l'issue de leur validation, ces FPMs ont été installés dans la NectarCAM prototype à Adlershof (Allemagne) pour un test d'un mois (mai-juin 2019) en conditions réelles. Fort de cette expérience, le banc de test a été amélioré pour caractériser les performances des pixels du modèle de qualification de la caméra QM (265 FPMs).

4.2 Measurement of performance of the NectarCAM photodetectors

1 Measurement of performance of the NectarCAM photodetectors^{*}

A. Tsiaghina^{a,*,1}, P. Jean^a, J.-F. Olive^a, J. Knödseder^a, C. Marty^a, T. Ravel^a, C. Jarnot^a,
B. Biasuzzi^b, J. Bolmont^c, F. Brun^d, S. Caroff^c, E. Delagnes^e, S. Fegan^f, G. Fontaine^f,
D. Gascon^g, J.-F. Glicenstein^d, D. Hoffmann^h, S. Karkar^c, J.-P. Lenain^c, J. Paredes^g,
P.-O. Petrucciⁱ, J. Prast^j, M. Ribó^g, S. Rivoire^k, A. Sanuy^g, P. Sharma^b, T. Suomijarvi^b,
L.A. Tejedor^l, F. Toussenel^c, for NectarCAM and CTA

^aInstitut de Recherche en Astrophysique et Planétologie, CNRS-INSU, Université Paul Sabatier, 9 avenue Colonel Roche, BP 44346, 31028 Toulouse Cedex 4, France

^bLaboratoire de Physique des 2 infinis, Irene Joliot-Curie, IN2P3/CNRS, Université Paris-Saclay, Université de Paris, 15 rue Georges Clemenceau, 91406 Orsay, Cedex, France

^cSorbonne Université, Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, CNRS/IN2P3, Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Energies, LPNHE, 4 Place Jussieu, F-75005 Paris, France

^dIRFU, CEA, Université Paris-Saclay, Bât 141, 91191 Gif-sur-Yvette, France

^eIRFU/DEDIP, CEA, Université Paris-Saclay, Bât 141, 91191 Gif-sur-Yvette, France

^fLaboratoire Leprince-Ringuet, École Polytechnique (UMR 7638, CNRS/IN2P3, Institut Polytechnique de Paris), 91128 Palaiseau, France

^gDepartament de Física Quàntica i Astrofísica, Institut de Ciències del Cosmos, Universitat de Barcelona, IEEC-UB, Martí i Franquès, 1, 08028, Barcelona, Spain

^hAix Marseille Univ, CNRS/IN2P3, CPPM, 163 Avenue de Luminy, 13288 Marseille cedex 09, France

ⁱUniv. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, 414 rue de la Piscine, Domaine Universitaire, 38041 Grenoble Cedex 9, France

^jLAPP, Univ. Grenoble Alpes, Univ. Savoie Mont Blanc, CNRS-IN2P3, 9 Chemin de Bellevue - BP 110, 74941 Annecy Cedex, France

^kLaboratoire Univers et Particules de Montpellier, Université de Montpellier, CNRS/IN2P3, CC 72, Place Eugène Bataillon, F-34095 Montpellier Cedex 5, France

^lEMFTEL department and IPARCOS, Universidad Complutense de Madrid, 28040 Madrid, Spain

ARTICLE INFO

Keywords:
Gamma-ray astronomy
Cherenkov telescope
Photo Multiplier Tube

ABSTRACT

NectarCAM is a camera for the medium-sized telescopes of the Cherenkov Telescope Array (CTA), which covers the energy range of 100 GeV to 30 TeV. The camera is equipped with 265 focal plane modules (FPMs). Each FPM comprises 7 pixels, each consisting of a photo-multiplier tube, a preamplifier, an independently controlled power supply, and a common control system. We developed a dedicated test bench to validate and qualify the industrial FPM production and to measure the performance of each FPM in a dark room before its integration in the camera. We report the measured performance of 61 FPM prototypes obtained with our experimental setup. We demonstrate that the gains of the photo multiplier tubes are stable and that pulse widths, transit time spreads, afterpulse rates and charge resolutions are within the specifications for NectarCAM.

1. Introduction

The Cherenkov Telescope Array (CTA) Observatory will provide a leap forward in sensitivity in the 0.02-300 TeV gamma-ray domain compared to the existing imaging atmospheric Cherenkov telescopes (IACT) such as H.E.S.S., VERITAS and MAGIC. The CTA Observatory will improve our understanding of particle acceleration processes in the Universe through the observation of very-high-energy gamma-ray sources (such as active galactic nuclei, supernova remnants, pulsar wind nebulae, see [1]). It will also allow us to probe the interstellar and intergalactic media and to explore physics beyond the standard model by searching for signatures of dark matter or effects of quantum gravity.

The CTA Observatory will be composed of Cherenkov telescopes of three sizes. These telescopes will be installed at the Instituto de Astrofísica de Canarias (IAC) site on La Palma (Canary Islands, Spain) and at the European Southern Observatory (ESO) site at Paranal (Chile), with up to eight large-sized telescopes (LST; 4 at La Palma, and 4 at

^{*} This document is the result of a research project funded by the Occitanie region and Microtec.

^{*}Corresponding author

✉ atsiaghina@irap.omp.eu

NectarCAM detectors performances

Paranal), 40 medium-sized telescopes (MST; 15 at La Palma and 25 at Paranal), and 70 Small-Sized Telescopes (SST; all at Paranal). CTA is about to complete its pre-construction phase, and will soon enter the construction phase. A prototype LST was constructed at the La Palma site and is currently under commissioning. Completion of the array is foreseen in 2025, and the science operations are expected to last over 30 years. CTA will use the IACT technique to image atmospheric air showers produced by gamma and cosmic rays when interacting with the Earth's atmosphere. For general reference about the CTA project and the IACT techniques, see [2].

Two types of cameras are currently developed for the MSTs: NectarCAM [3] and FlashCam [4, 5]. Both cameras are optimized for the detection of gamma-ray showers in the 0.1 - 30 TeV energy range with a field of view of 8° and a pixel size of 0.18° . NectarCAM cameras are designed, developed, tested and commissioned by a consortium of 16 European institutes under French leadership. Among the participating institutes, the Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (IRAP) laboratory is responsible for the development and provision of the focal plane instrumentation composed of photomultiplier tubes (PMTs) and their associated electronics, providing the power, the signal amplification and the control. The focal plane is divided into 265 independent modules, each equipped with seven PMTs and the electronics to drive them. In mid-2018, a batch of 61 prototype modules were produced. These have been extensively tested with a dedicated test bench developed and built at IRAP. The aim of these tests was to validate the functioning of the modules produced by an industrial partner, verify that their performance meets the NectarCAM specifications, and to perform an initial calibration before their integration into the NectarCAM camera at Institut de recherche sur les lois fondamentales de l'Univers (IRFU), Saclay. The tests also allowed us to evaluate the test bench itself for later use by an industrial partner, where it will serve for validation of mass-produced modules in the CTA construction phase.

In section 2, we describe the design of a NectarCAM focal plane module (FPM). The design of our test bench, which allows functional tests and performance measurements on seven FPMs in parallel, is described in the next section. In section 4, we present the methods and the results of the most important performance tests obtained with the 61 focal plane module prototypes, namely: the stability of PMT gains, the charge resolution, the single photo-electron pulse shape (width and transit-time spread) and the afterpulse rate. The measured performance is compared with previous measurements and discussed in the context of the CTA requirements [6, 7, 8].

2. The Focal Plane Module of NectarCAM

NectarCAM has a total of 1855 pixels, sensitive to individual photons, organised in 265 individual FPMs (see (A) in Figure 1). Each FPM contains seven detector units (DU, (E)), connected to an interface board (IB, (F), (G)) equipped with a micro-controller. Each DU is composed of a PMT ((C)) soldered to a High-Voltage Pre-Amplifier board (HVP, (D)) and enclosed in a grounded metal tube. The detectors are seven-dynode PMTs (R12992-100 from Hamamatsu [9]) specially designed for CTA in order to optimize the performance of the CTA imaging cameras (see [11]). These PMTs have a good quantum efficiency (up to 40%), a high photo-electron collection efficiency, a short pulse width, a short transit time spread and low after-pulse probability. Finally, for astrophysical observations, Winston cones (WC, (B)) are placed in front of each DU as a light guide in order to maximize the light collection at the photocathode. Since the aim of our tests is to characterise the FPMs, we do not use the WCs in our test bench; they are tested independently at Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG) laboratory (see [12] and [13]), and the full NectarCAM detector chain is subsequently tested at IRFU.

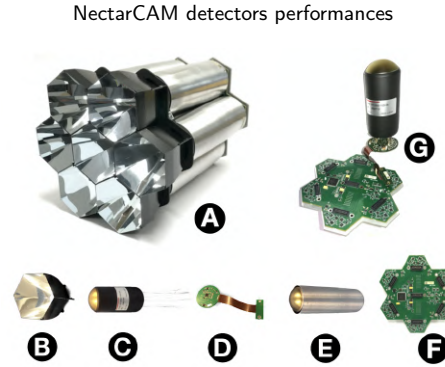


Figure 1: Overview of a Focal Plane Module (FPM). (A) is the FPM equipped with 7 Winston Cones (WC), (B) is a WC, (C) a PMT from Hamamatsu, (D) is a HVPA board, (E) is a Detector Unit (DU), (F) is the Interface Board (IB) and (G) is a PMT soldered to a HVPA board and connected to the IB.

The HVPA boards that are soldered to every PMT provide high voltage to the dynodes and the photocathode through a Cockcroft-Walton (CW) type electronic circuit. The CW provides a high voltage of up to 1550 V. It has been designed so that the high voltage stability (offset and ripple) is smaller than 1 V to ensure that the PMT gain fluctuations will not affect the charge resolution. In addition to providing high voltage to the PMT, the HVPA also amplifies the anode signal through a dedicated PACTA (pre-amplifier for CTA) ASIC developed by the University of Barcelona (see [14]). In order to accommodate a dynamic range from 1 up to 3000 photo-electrons, PACTA splits the anode signal into two lines: a high-gain (HG) line with typical trans-impedance of 1200 Ω with a maximum deviation of $\pm 60 \Omega$ and a low-gain (LG) line with typical trans-impedance of 79 Ω with a maximum deviation of $+3/-5 \Omega$. The mean and standard deviation of the HG/LG ratio have been measured to be 15 and 2, respectively.

Each HVPA is connected to the IB that sets the seven desired high voltages with a closed-loop control system. The IB also routes the HG and LG signals to the front-end electronic board (FEB) on 100 Ω impedance lines. Furthermore, the IB digitalizes the load currents (total current of the HVPA) and the CW current consumption. The latter is a measure of the anode current and, therefore, of the photocathode illumination. The CW current is compared via an analog circuit on the IB to a pre-defined, tunable threshold level in order to protect the PMTs in case of high levels of illumination. Such high levels may arise, for example, if a very bright star passes through the field of view, or if the camera is accidentally exposed to light. If the CW current exceeds the defined threshold, the IB will automatically shut down the PMT high voltage in less than ~ 100 ms. The IB communicates with the FEB via a SPI protocol. The FEB remotely controls the IB in order to get/set slow control data such as PMTs voltages, ramp speed voltage (high voltage increment per second), status, HVPA current consumption, CW current consumption and CW threshold currents.

Each FPM is connected to a FEB provided by Laboratoire de Physique Nucléaire et de hautes Énergies (LPNHE). The FEB functionalities include the triggering system of the camera ¹, final amplification of the signal through an ACTA (amplifier for CTA) ASIC (see [15]), analog to digital conversion of amplified anode signals, data packet assembly and transmission to the computer that controls the module. The readout system of the FEB is based on the NECTAR chip, which performs the sampling, storage of the analog signal and digitization of two differential lines with a 12-bit Analog to Digital Converter (ADC) and a sampling rate from 0.5 to 2 GHz (see [16]). For each triggered event, the FEB delivers 14 waveforms which are the digitized anode currents of each HG/LG lines sampled with a nominal period of 1 ns (i.e. a sampling rate of 1 GHz). The FEBs were developed by IRFU, LPNHE, Laboratoire Univers et Particules de Montpellier (LUPM), Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie (LPSC) and Institut de Ciències del Cosmos, University of Barcelona (ICCUB).

3. The FPM test bench

The FPM test bench is composed of a light generation and a readout system which are connected to the FPM under test (see Figure 2). Both systems are controlled by a central computer. The light generation system is composed

¹ The FEB generates the trigger signals that will be transferred to the digital trigger board in order to elaborate the camera trigger.

NectarCAM detectors performances

of a LED (called nano LED hereafter) that produces nanosecond duration UV flashes ($\lambda = 400$ nm) and a set of LEDs emitting continuous white light to simulate the night sky background (NSB) noise. The nanosecond flashes are produced by a LED (HERO HUVL400-510) that is driven by a LED pulser system designed by LPNHE. The light intensity is adjustable by a 8-bit DAC (with a non-linear scale); the measured light pulse intensity resolution is $\sim 4\%$. We add a controlled motorized neutral-density filter in front of the nano LED to have an extended dynamic range in pulse intensity, in particular to produce flashes at the level of a single photo-electron (ph.e.) per PMT. Without the filter, the maximum flash intensity (obtained with the LED pulser tuned to its maximum value) produces ~ 5000 ph.e. in the PMT photocathode. With the filter, the minimum flash intensity (obtained with the LED pulser tuned to its minimum value) produces ~ 0.03 ph.e. The attenuation factor of the filter is 12.5^2 . The flash LED pulser provides two analog triggering signals: one to drive the LED and the other one to trigger the readout system. The delay between the two analog signals is set remotely in order to fine tune the signal position in the readout window relative to the corresponding trigger signal. Eight white LEDs, behind a diffuser frame (see ① in Figure 3) and powered by a controlled DC power supply, simulate the NSB with rates ranging from 0.003 to 15 ph.e./ns produced in PMT photocathodes. The NSB level is monitored by a Vega light meter (Vega model 7Z01560 from Ophir Photonics) equipped with a NIST photodiode sensor installed in the plane of the FPM photocathodes. The Vega light meter is controlled by the computer via an RS232 port.

We use seven NectarCAM FEBs as the readout system of our test bench, allowing us to test seven FPMs (49 PMT DUs) simultaneously. Each FEB amplifies, samples and digitizes the anode signals of FPMs (see section 2) and transmits the resulting waveforms to the computer. The backends of the FEBs are connected to NectarCAM digital trigger board backplanes (DTB) that link the FEBs to the computer via ethernet cables and a hub (see [17]). The backplanes also transmit the external trigger signal produced by the flash LED pulser to the FEBs. The seven DTBs, produced by Deutsches Elektronen-Synchrotron (DESY), Zeuthen, convert the analog triggering signal to digital triggering signals which are delivered to the FEBs. The trigger frequency theoretically ranges up to 156 kHz although we are limited by the communication protocols to 500 Hz for measurements with 7 FPMs.

The computer communicates with the FEB via UDP and TCP/IP protocols. It receives the digitized pulse currents of each PMT and the slow control data (see section 2). The computer sends control commands to the FEB to manage waveform acquisitions and to tune the high voltage of each PMT. It also controls the flash LED via a TCP/IP protocol, the filter wheel via an Arduino and the DC power that supplies the eight white LEDs via USB connection.

Our FPM test bench is installed in a dark room (1.8×3.6 m²) with a controlled average air temperature of 18 °C with an uncertainty of 2 °C (see Figure 3). The distance between the light generation system and the photocathodes plane is 103 cm. The computer that controls all the elements of the test bench with Python 2.7 scripts is installed outside the dark room.

²The attenuation factor was measured with an optical spectrometer and verified with PMTs using photon pulses.

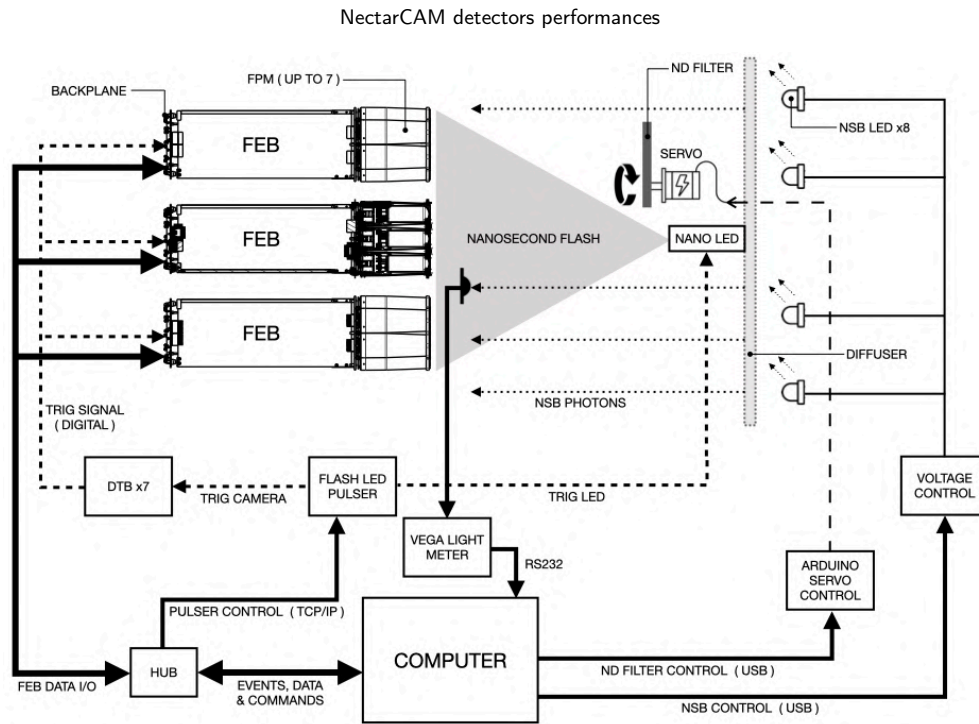


Figure 2: The FPM test bench diagram.

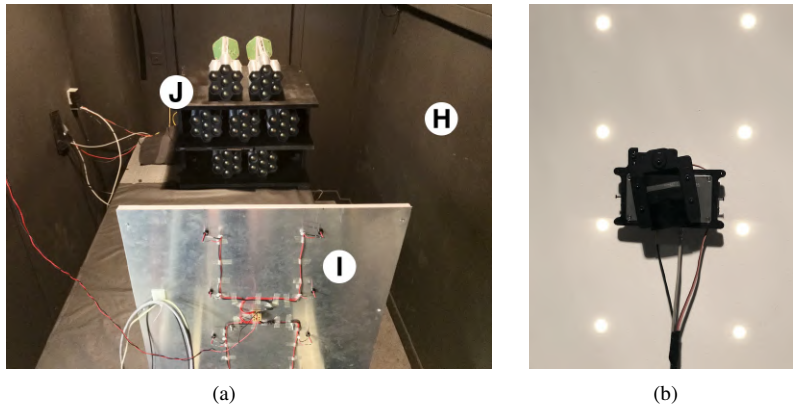


Figure 3: Picture of the FPM test bench. In (a) (H) is the dark room at IRAP laboratory, the frame (I) is the light generation system and (J) is the module rack. In (b) is the other side of the frame (I) with the 8 white NSB LEDs fully powered and at the center the flash LED covered by the motorized ND filter.

4. Measurements

In order to validate the proper functioning of the FPMs after their assembly and prior to their integration into NectarCAM we perform a series of measurements on each of them using the IRAP test bench. These measurements verify that their performance meets a series of NectarCAM targets concerning, for example, the PMT gain, the stability of the high-voltage supply, the signal-to-noise ratio, and the afterpulsing rate. The measurements also yield a series

NectarCAM detectors performances

of “start-of-life” calibrations for each DU, which can then be used as a reference throughout its lifetime; these include the initial gain versus voltage curve, afterpulsing fraction, single photo-electron spectrum, and impulse response. In this section, we report the measurement methods and the results of the tests used to verify the NectarCAM detector properties with our experimental setup. These results are compared with those presented in previous studies and with the NectarCAM requirements.

4.1. PMT gain measurements, tuning and stability with NSB rate

The PMT gain is the multiplication factor of one photo-electron charge. CTA plans to operate the PMTs with a nominal gain of 40000 in order to guarantee a detector lifetime that is compliant with an observatory lifetime of 30 years while achieving a sufficient signal-to-noise ratio that still allows the detection of individual photo-electrons. CTA requires the systematic uncertainty in the determination of the gain to be less than 3% (see [18]). A first series of tests therefore ensures that a gain of 40000 can be achieved for each PMT within the allowable voltage range for its CW supply, and that the gain is sufficiently stable over the range of night-sky background photon rates expected in operation.

Several methods are used to measure the gain of PMTs for Cherenkov telescopes (e.g. see [19], [20], [21], [22]). The method adopted in the present study is the single photo-electron fitting which is widely used in high-energy astrophysics instrumentation. Its main advantage is that, regardless of the flash LED pulser metrological characteristics (i.e. thermal stability, flash fluctuations), the number of photo-electrons can be determined in the fit. During operations, with NectarCAMs mounted on MST structures, an integrated single photo-electron calibration system will measure the gains with the same method (see [23]). The single photo-electron fitting method is based on fitting the position in ADC counts of the single photo electron peak in charge spectra accumulated at low luminosity of incident light. The charges are obtained by integrating the anode currents in the time window where the pulses are expected. Since the anode currents are digitized (see section 2), the charges are estimated with a simple sum of the samples in the given time window (see Figure 4). The charge unit is measured in ADC counts. It contains the baseline, also called pedestal (which fluctuates due to electronic noise) and the possible photo-electron induced pulse contributions. The latter contribution to the charge is called the net charge; it is estimated by subtracting the baseline value from the measured charge. For illustration, a typical charge spectrum is shown in Figure 5. The first peak, situated around 3350 ADC counts, is produced by events without any photo-electron; its mean value represents a programmable “pedestal” offset, while its width is determined by the noise level of the PMT and its acquisition chain. The second peak, at around 3420 ADC counts, corresponds to the case that a single photo electron was produced in the photo cathode due to the incidence of a photon. This second peak is called the Single Photo-Electron (SPE) peak. A third peak, corresponding to two photo-electrons, expected at 3490 ADC counts, is not seen in Figure 5 because the source luminosity is very low.

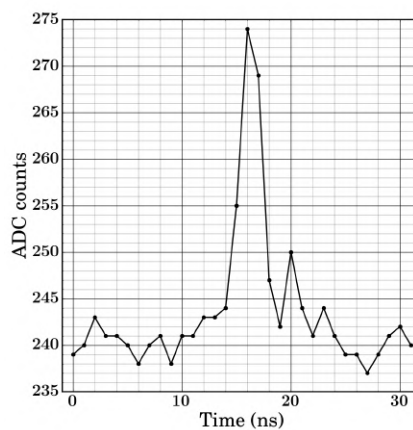


Figure 4: Example of a digitized single photo-electron anode current pulse measured with the FPM test bench.

NectarCAM detectors performances

188 The measurement, with the FPM test bench, is performed in a low-intensity regime of the pulsed nano-LED, such
 189 that one photo-electron is produced in the photocathode for every five light flashes, on average. The number of collected
 190 events is 50000 and the charges are estimated by integrating the anode signal in a 14 ns time window (see section 4.3).
 191 Before starting the measurement, FPMs are warmed up for about one hour to ensure stability of the electronics and
 192 PMT responses. The gain is derived by fitting the charge spectrum to the analytical model adopted by [23] and [24],
 193 using a downhill simplex method (Nelder-Mead). The analytical model is the same as the one used by [23] and [24], for
 194 the NectarCAM project. It consists of a Gaussian, parametrized by its centroid and its width (σ_{ped}), to account for the
 195 pedestal peak and a single photo-electron distribution convolved with a Poisson law to account for the distribution of
 196 the number of photo-electrons produced per light pulse. The single photo-electron distribution is based on a Gaussian
 197 centered to the SPE peak and a half Gaussian³ to account for the low-charge component. This model is suggested
 198 by simulations of photomultiplier response to single photo-electron ([25]). The half Gaussian could be attributed to
 199 events with a lower electron multiplication at the first dynodes, such as when the photo-electron is produced at the
 200 first dynode instead of at the photocathode or when the photo-electron misses the first dynode or when electrons are
 201 backscattered from the dynode (see [19], [22] and [26]). The fraction of the single photo-electron events in the half
 202 Gaussian is called the low charge fraction. In our analyses, the low-charge fraction is fixed to a value of 0.17 per single
 203 photo-electron. This value is an average derived from measurements at high gain with few PMTs (see the conclusion
 204 for further discussions of the low-charge component fraction). The width of the low charge component distribution is
 205 related to the gain and SPE resolution using the relationship described in [24]. The single photo-electron distribution
 206 is convolved with a normal distribution with a width of σ_{ped} to account for the charge dispersion due to electronic noise
 207 fluctuations. A sample spectrum and its best-fit parameters are shown in Figure 5. Among the fitted parameters of the
 208 model, we obtain the mean single photo-electron charge which is the mean value of the best fitting single photo-electron
 209 distribution relative to the mean pedestal⁴. Considering the camera measurement chain (signal pre-amplification by
 210 the PACTA, line impedances and amplification by the ACTA), a single photo-electron amplified with a gain of 40000
 211 corresponds to a mean net charge of $\tilde{Q}_{SPE} \equiv 58$ ADC counts. The other parameters provided by the fit are the pedestal
 212 characteristics (mean and standard deviation σ_{ped}), the single photo-electron rms and the intensity (mean number of
 213 photo-electrons per light pulse). The total number of free parameters is 7.

³The normalized distribution of a half Gaussian centered on the origin is given by $f(y) = \frac{\sqrt{2}}{\sigma\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma^2}\right)$ $y \geq 0$ and $f(y) = 0$ when $y < 0$.
 σ is the standard deviation of the normal distribution.

⁴A charge value relative to the mean pedestal is called a net charge.

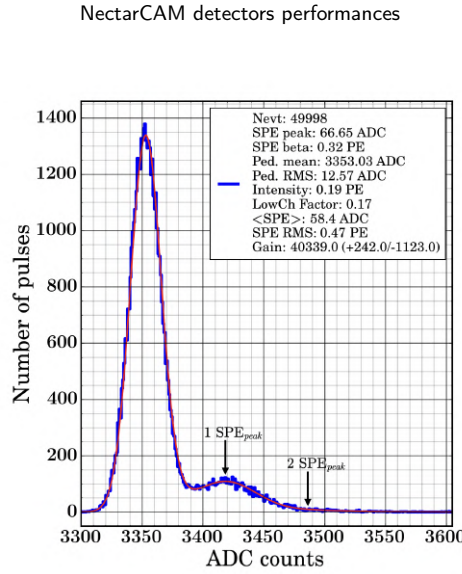


Figure 5: Example of a charge spectrum recorded with 50000 events. The blue curve shows the measured spectrum, the red curve shows the best fitting model. The best fitting parameters are included as a legend.

A PMT gain of 40000 (nominal gain) is obtained by tuning the high voltage such that the mean single photo-electron charge is 58 ADC. In such a condition, the high voltage is called the nominal high voltage. In principle this nominal high voltage could be found iteratively by taking SPE spectra, fitting the parameters, and adjusting the voltage using some ad-hoc gain vs voltage function. However, the large number of required events (the spectrum is made with 50000 events to get a best fit of the mean single photo-electron charge with a statistical uncertainty of $\sim 0.5\%$) and the computing time of the model fit (around 1 minute per spectrum in our i7 8 core computer) prevent us from using this method for a large number of FPMs due to the long acquisition and analysis durations. The high voltage tuning method has to be fast because, during the mass production phase, FPMs have to be calibrated quickly along the production flow to reduce the operation costs in industry. Instead, we implemented an iterative two-step method that uses the mean charge produced by intense light pulses (measurement in a high-intensity regime) as a tracer of the gain variation as a function of high voltage. The intensity of the flash LED pulser is tuned such that the mean number of photo-electrons is about 60 ph.e. per event. With such an intensity, the signal from the HG line is strong enough while staying far from saturation (at ~ 200 ph.e.). The mean charge is measured with 4000 events by integrating the anode pulses in a 16 ns time window. In this condition the accuracy of the resulting mean net charge is better than 0.5%. We estimate the gain assuming that the mean net charge is the sum of individual photo-electron charges, i.e. the gain is the measured mean net charge divided by the known number of photo-electrons. In a first step, the number of photo-electrons produced in each PMT photocathode is derived from three first acquisitions performed at an initial high voltage: (i) a single photo-electron spectrum measured in the low-intensity regime to estimate the initial PMT gain, (ii) a mean charge measurement in the high-intensity regime that produces about 60 ph.e. per light pulse and (iii) a measurement without light pulse to estimate the electronic pedestal with 4000 events. The mean net charge $\bar{Q}_{init}$ is obtained by subtracting from the mean charge the mean electronic pedestal value and the number of photo-electrons is the mean net charge divided by the initial gain G_{init} . With those values, we derive $\bar{Q}_{nom}$, the mean net charge expected when the gain is 40000 : $\bar{Q}_{nom} = \bar{Q}_{init} \times 40000 / G_{init}$. The second step is an iterative process that tunes the high voltage to the nominal value HV_{nom} until the measured mean net charge reaches the $\bar{Q}_{nom}$ value. This step consists of consecutive high-intensity and pedestal acquisitions (as the previous cases (ii) and (iii)) at several high voltages. The change in high voltage between each iteration is based on the observation that the gain varies as a power-law of the high voltage (e.g. see Figure 7 of [11] and Figure 4 of [27]). The iterations are stopped once the difference between the measured mean net charge and the $\bar{Q}_{nom}$ target value is less than 0.5%. This accuracy limit is determined by our precision limit of the high-voltage measurement on the IB that was designed to have a setting and measurement accuracy of better than 1 V. Finally the last step consists of measuring the photo-electron spectrum with 50000 events in the low-intensity

NectarCAM detectors performances

regime in order to fit the final gain with its uncertainty as well as other parameters which characterize the performance of the PMT (mean and rms values of the electronic noise and single photo-electron rms). This method is faster than the interpolation method in the SPE regime. We need only a few thousand events to get a reliable mean net charge value. However its drawback is that we have to know the mean number of photo-electrons with an initial single photo-electron fit so the error of the initial gain measurement propagates through the other measurements. The nominal voltages are all between 920 V and 1150 V, well within the range that can be generated by the CW supply (see section 2), leaving considerable room to increase the voltages during the lifetime of the PMTs to compensate for gain decrease with time, or should CTA wish to take data with a higher gain value.

The nominal high voltage determination method has been developed and extensively tested on 7 FPM prototypes. For a batch of 49 PMTs, the total process duration is about 50 min. Nominal high voltages are reached in less than 5 iterations (see Figure 6). Figure 7 shows the histogram of the resulting nominal gains. The mean value of the gain is 40012 and its standard deviation is 355. The standard deviation is $\sim 0.9\%$ of the mean. This quantifies the accuracy of the iterative method used to determine the nominal high voltage.

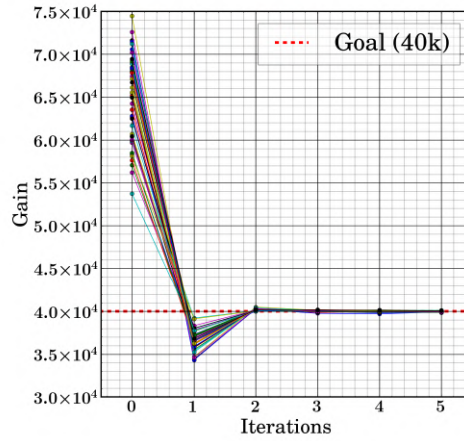


Figure 6: Nominal high voltage tuning iterations for 7 FPMs (49 PMTs). The dashed red line shows the goal value of 40000. The gain estimations are done with the methods described in section 4.1.

The nominal high voltage values of the 427 PMTs measured with our test bench are in agreement with those provided by Hamamatsu (see Figure 8), the mean of the differences is 0.5%, and the standard deviation of the differences is 1%. At their nominal gain, the excess noise factor⁵ (ENF) of the 427 PMTs derived from the best fitting photo-electron spectrum models, has a mean value of 1.106 and a standard deviation of 0.005, with minimal and maximal values of 1.096 and 1.131, respectively. This is in good agreement with the previous measurements (ENF ranging from 1.05 to 1.12) made by [27] with the same kind of 7-dynodes PMTs. The mean and the standard deviation of the RMS of the electronics noise pedestal obtained with the best fitting parameters of the photo-electron spectrum model are 20.5% and 0.6% of the single photo-electron peak, respectively. The measurements made in the high-intensity regime offer the opportunity to estimate the PMT gain with the photo-statistics (or F-factor) method (see [21], [28], [29], [30]) for comparison. This method uses the Poissonian-law based relation between the mean number of photo-electrons and the variance of the measured charges. The gains obtained with the photo-statistics method are similar to the ones obtained with the single photo-electron fitting method; the mean ratio of the photo-statistics gains to the single photo-electron gains is 0.981 with a standard deviation of 0.025.

⁵This factor is $ENF = \sqrt{1 + \sigma_{SPE}^2}$, see equation 1 of [27], with σ_{SPE} the best fitting single photo-electron rms (i.e. SPE RMS in Figure 5). It describes the effect of the charge dispersion caused by the dynode amplification system.

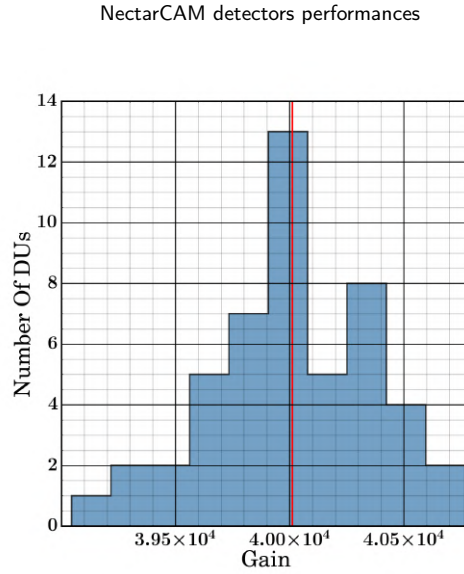


Figure 7: Distribution of the gain at nominal high voltage for 7 FPMs (49 PMTs). The red line shows the mean gain value of 40012. The standard deviation of the distribution is 355.

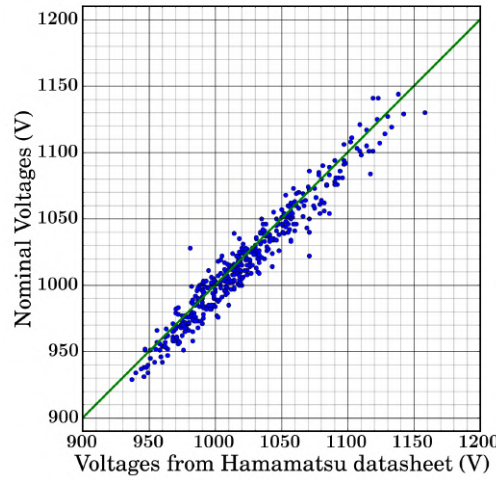


Figure 8: The nominal high voltages for 427 PMTs from our test bench vs nominal high voltages from Hamamatsu data. The green line shows the one-to-one relation between the two voltages.

It has been observed that PMT gain increases with increasing photo-cathode current, which in an IACT is largely determined by the night-sky background (NSB) level, due to the impedances of the last dynodes (e.g. see [31]). Indeed, at high photo-electron rate, the current in the last stages of the voltage divider circuit is so large that it enhances the potential difference between the last dynodes, leading to an enhancement of the global PMT gain. That effect has been minimised by design, using low-impedance resistors in the last stages of the voltage divider. For NectarCAM we require that the gain variation with NSB rate should be below 2% up to NSB rates of ~ 1 GHz, which corresponds to

NectarCAM detectors performances

the maximum NSB rate expected during observations at CTA sites.

For the whole batch of 61 FPMs, we did multiple pedestal and high-intensity regime (with 60 ph.e. pulses) acquisitions with NSB rates ranging from $\nu_{nsb} = 4$ MHz to 15 GHz. For each PMT and each NSB rate, we estimated the gain with the measurement of the mean net charge using the method described above. We estimate the NSB rate from the variation of the pedestal width with illumination. Such a variation is expected due to the single photo-electron pulses induced by NSB photons, which produce fluctuations of the electronic baseline. The NSB rate is derived from pedestal acquisitions with the formula indicated in Eq. 1 where $\sigma_{ped}(\nu_{nsb})$ is the standard deviation of measured charges with a NSB rate ν_{nsb} , $\sigma_{ped}(\nu_{nsb} = 0)$ is the standard deviation of measured charges without NSB (i.e. the rms of electronic noise), G is the gain of the PMT, T is the duration of the integration window (in our case we choose $T = 32$ ns). The subtraction of 2 ns from the duration T accounts for time window edge effects since, with a width of ~ 2.3 ns FWHM (see section 4.3), the anode pulses produced by NSB induced photo-electrons, that start within ≤ 2 ns of the end of the time window are not fully integrated.

$$\nu_{nsb} = \frac{\sigma_{ped}^2(\nu_{nsb}) - \sigma_{ped}^2(\nu_{nsb} = 0)}{G^2 * ENF^2 * (T - 2)} \quad (1)$$

This formula is based on the fact that the variance of the baseline (σ_{ped}^2) increases with the intensity of random background light (see [28]). Its validity has been verified at low NSB rate by comparing the rates obtained with Eq. 1 with the photo-electron counting rates; the differences between the two rates are $< 10\%$ for NSB rates ranging from 2 MHz to 200 MHz. We compute the relative gain with a reference at $\nu_{nsb} = 0.3$ GHz which is representative of the NSB rate expected during observations with a MST telescope pointing towards the Galactic plane. Figure 9 shows the distribution of the relative gain variation versus NSB rate of the 427 PMTs. As expected, the gains increase at high NSB rates. However, below 1 GHz most of the relative gain variations are below 2%, which is compliant with the NectarCAM requirements.

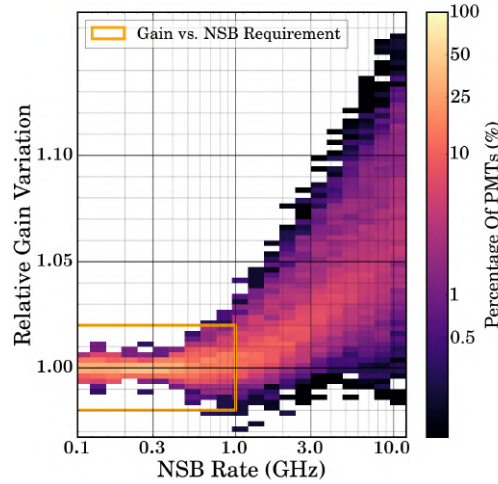


Figure 9: Distribution of the relative gain variation of the 61 FPMs (427 PMTs). The sum of entries in each vertical column is 100%. The orange line shows the limit on PMT gain variation of 2%, below a NSB rate of 1 GHz.

4.2. Charge resolution

The relative charge resolution is the relative dispersion of the measurement of the number of photo-electrons detected with a PMT when it is illuminated with light pulses of known intensity. The charge resolution is an important characteristic for CTA since it directly influences the final energy resolution for gamma-ray observations. Definitive

NectarCAM detectors performances

measurements of the NectarCAM charge resolution will be done at the integration site at IRFU, once the full system is assembled, as this requires a realistic in-camera temperature profile and RFI (Radio-Frequency Interference) environment, which can only be achieved when the full system is assembled and operated in realistic conditions.

In this section, we describe the method we developed to evaluate the charge resolution of the FPMs with our test bench. The charge resolution is measured in the presence of simulated NSB light in order to reproduce some of the conditions expected during observations. The charge resolution tests verify that the signal-to-noise ratio (SNR) is within specification over almost four orders of magnitude of pulse amplitude. This SNR test serves as a "system test" for the FPM, verifying the integrity of the signal chain, and that there are no unexpected sources of noise present (pickup from the CW supply, ringing in the pre-amplifier, etc). In the production phase, failure of these SNR tests would require the manufacturer to diagnose and repair the faulty DU or FPM boards.

The charge resolution is measured with PMT high voltages set to their nominal values (i.e. a gain of 40000 – see section 4.1) and with the NSB simulation system tuned to produce a rate of ~ 0.125 ph.e./ns (i.e. a NSB rate of ~ 125 MHz⁶), as specified by CTA ([8]). During a data taking run, the PMTs are illuminated with 4000 light pulses at a given intensity emitted by the nano LED. Several runs are performed with light pulse intensities ranging from ~ 1 to ~ 5000 ph.e. per light pulse. An additional acquisition is made without light pulses to estimate the pedestal characteristics and to control the NSB rate. For each set of 4000 events, we extract the charges by integrating the anode pulses in a 16 ns time window and calculate the mean net charge value $\bar{Q}$ and the standard deviation of the distribution σ_Q . The charge resolution is then given by $r = \sigma_Q/\bar{Q}$. At nominal PMT gain, the anode signal of the HG line is near saturation when $\bar{Q} \gtrsim 160$ ph.e. Consequently, for larger pulses, the charge is measured with the anode signal from the LG line. In the overlap range when the anode signal of the LG line is significant enough and the one of the HG line does not saturate (from $\bar{Q} = 70$ to $\bar{Q} = 150$ ph.e.), we measured an average HG/LG mean net charge ratio of $\langle r_{hg/lg} \rangle = 13.58$ with a standard deviation of 0.29 for all the data of the 427 PMTs. As expected, this mean net charge ratio is in quite good agreement with the ratio of the PACTA⁷ gains (see section 2).

Figure 10 shows the distribution of the charge resolutions measured with the 427 PMTs as a function of the mean net charge of the pulse $\bar{N}_{pe}$ expressed in photo-electron unit; i.e. $\bar{N}_{pe} = \bar{Q}/\bar{Q}_{SPE}$ for charges measured with the HG line and $\bar{N}_{pe} = \bar{Q}/\bar{Q}_{SPE} \times r_{hg/lg}$ for charges measured with the LG line. The dashed curve is the theoretical lower limit corresponding to the Poissonian statistics ($1/\sqrt{\bar{N}_{pe}}$), broadened by the ENF of the PMT. The blue curve shows the limit on charge resolution for acceptance of the DU/FPM for use in NectarCAM for a NSB rate of 125 MHz, while the green curve shows the goal for a NSB rate of 125 MHz. The measured charge resolutions for all of the 427 DUs are within the acceptable bounds. As expected, for high mean net charges (above 100 ph.e.), the measured charge resolution asymptotically tends toward the Poissonian limit broadened by the ENF because, in that case, the main source of fluctuations is the number of photo-electrons, well above other sources such as the electronic noise or NSB. This is not the case for low mean net charges whose fluctuations are due to a combination of Poissonian, electronic noise and NSB fluctuations. The drop of the charge resolution for charges $\gtrsim 4000$ ph.e. (see Figure 10) is not an improvement of the charge resolution. It originates from an underestimation of charges due to the saturation of the anode signal in the LG line. Indeed, the electronics chain (PACTA, ACTA and ADC) was designed to process anode current pulses up to ~ 3000 ph.e. when the PMT gain is 40000 (see section 2). The presented charge resolution does not take into account the possible systematic effects that could deteriorate the overall charge resolution when the PMTs are installed in the camera, such as e.g. the variations of the pedestal levels and PMT gains with temperature, which lead to inaccurate estimation of charges. The impact of those systematic effects on the charge resolution at the camera level will be presented elsewhere, in a dedicated publication.

⁶Actually, the NSB rates measured with our PMTs had a mean of 124 MHz with a standard deviation of 15 MHz depending on their position on the FPM test bench.

⁷The delays of the second and third pulse peaks, as well as the ratio of the amplitude of the main pulse peak to the amplitude of the second pulse peak are similar.

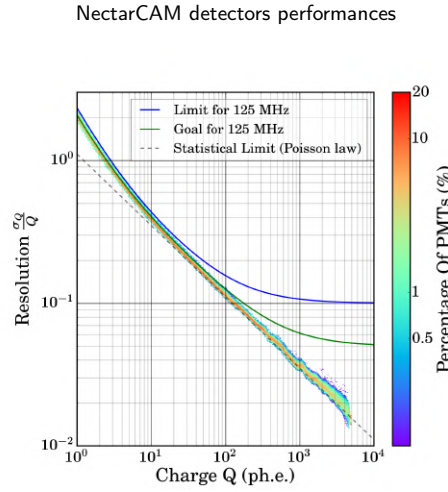


Figure 10: Charge resolution distribution measured with a NSB rate of ~ 125 MHz for 61 FPMs (427 PMTs). The sum of entries in each vertical column is 100%

4.3. Pulse shape

The first level of trigger (so called level 0) of the NectarCAM electronics is set to the level of ~ 5 ph.e. amplitude of the anode signal. The timing performance of this trigger is directly related to the impulse response function of the system for a single photo-electron. Due to the limited bandwidth of the detection chain, the impulse response function is Gaussian-like with a finite rise time and a delay (transit time) after the photo-electron generation. The transit time is affected by fluctuations that are determined by the point of illumination on the photocathode and the propagation of the electron cascade within the PMT. In this section, we present measurements of the single photo-electron pulse shape as well as its timing properties.

We measured the single photo-electron pulse shapes of the 427 PMTs with the data acquired for the single photo-electron measurements at nominal gain (see section 4.1). In order to avoid events from pedestal or low-charge components and events produced by two photo-electrons, we selected pulses with net charges Q of ± 2 ADC counts around the single photo-electron peak $\bar{Q}_{peak}$ of the photo-electron spectrum: i.e. $Q \in [\bar{Q}_{peak} - 2, \bar{Q}_{peak} + 2]$ with $\bar{Q}_{peak} \simeq 1.14 \cdot \bar{Q}_{SPE} \simeq 66$ ADC counts. To get a better timing resolution in order to determine the mean pulse shape from the acquisition, we re-binned each pulse from the sampled resolution of 1 ns to a resolution of 0.1 ns by quadratically interpolating the measured values. Before the quadratic interpolation, the arrival time of each pulse is estimated by fitting each measured pulse with an analytical model composed of three Gaussian functions, where the first Gaussian accommodates the main pulse, and the two other Gaussians model oscillations that occur in the trailing wing of the pulse. The position of the first Gaussian is used to estimate the arrival time of the pulse within the sampling window. The arrival time is the time delay with respect to the trigger signal from the Flash LED pulser. The interpolated pulses, with their sampled resolution of 0.1 ns, are shifted by their respective time delays. The resulting shifted pulses are stacked together and then averaged. Figure 11 shows the resulting averaged single photo-electron pulses of the 427 PMTs. The shape of mean pulses is in agreement with that measured directly at the output of the PACTA with an oscilloscope (internal NectarCAM note [10]). The pulse is characterized by a first impulse with an amplitude of about 23 ADC counts, followed by damped oscillations with a frequency of about 280 MHz. The total duration of the pulse is about 12 ns when the second oscillation is accounted for. Figure 12 presents the distribution of the single-photo-electron pulse widths (FWHM) of the 427 PMTs measured with the extracted pulse shapes of Figure 11. The average width of the primary pulse is 2.29 ns FWHM with a standard deviation of 0.05 ns. This value is smaller than the mean value of $\simeq 3$ ns measured by [11] and the value of 2.86 ns with a standard deviation of 0.05 ns provided by Hamamatsu which can be explained by the fact that we average the pulses after charge selection and time delay correction. Without selection and time delay correction we measure an average pulse width of 3.09 ns with a standard deviation of 0.10 ns, in agreement with [11] and the values measured by Hamamatsu. The dispersion in time delays is attributed to differences in the electron path lengths within the PMT for different incident photon locations on the photocathode. Electrons generated at the center of the photocathode have different trajectories to the first dynode

NectarCAM detectors performances

than electrons generated at the outer parts. The time delay dispersion is characterized by the transit time spread (TTS) which is the FWHM of the time delay distribution. Figure 13 shows the distribution of the TTS values measured with the 427 PMTs. We measure TTS values with a mean of 1.76 ns and a standard deviation of 0.28 ns, in agreement with the Hamamatsu technical notes (< 2 ns) but not with the initial requested specifications for the PMTs of CTA (< 1.5 ns FWHM, see [11]).

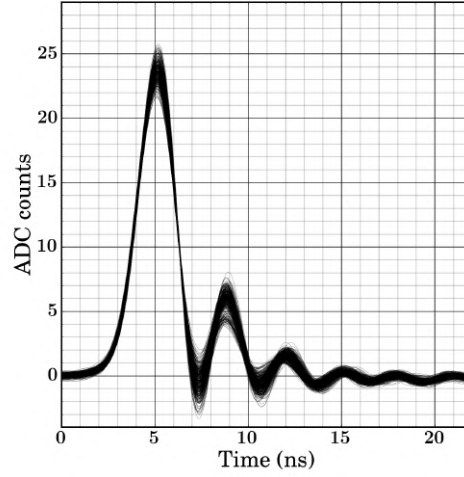


Figure 11: Mean single photo-electron pulses of the 427 PMTs measured with a gain of 40000. One curve is plotted for each PMT.

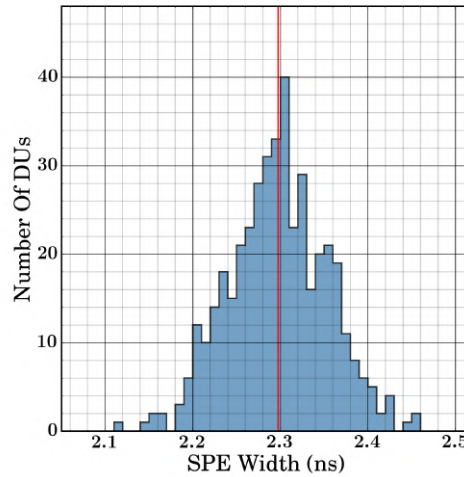


Figure 12: Distribution of the single photo-electron pulse width of the 427 PMTs at a gain of 40000. The average and standard deviation of the distribution are 2.29 ns and 0.055 ns, respectively.

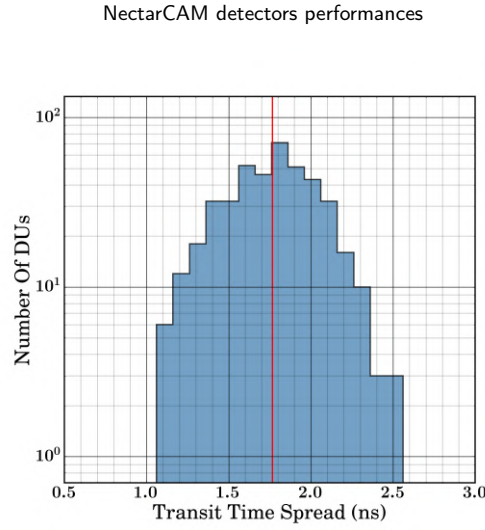


Figure 13: Distribution of the TTS values measured with the 427 PMTs at a gain of 40000. The average and standard deviation of the distribution are 1.76 ns (red line) and 0.28 ns, respectively.

4.4. Afterpulses

Afterpulses are produced by residual ions within the PMT that can release up to ~ 50 ph.e. when they interact with the photocathode or with a dynode. They degrade the performance of the Cherenkov camera in several ways. During observations, these spurious pulses mimic the signal of Cherenkov photons and may increase the electronics dead-time of a camera due to an increased trigger and read-out rate. If their rate is too high the trigger threshold level has to be increased to reduce the dead-time, resulting in an increase of the energy threshold of gamma rays; afterpulses have a direct impact on the energy threshold of a Cherenkov camera (see [32]). Moreover, afterpulses affect the separation of events due to gamma from the (background) events due to hadrons in the shower image analyses. The PMTs were designed by Hamamatsu, in collaboration with CTA, to have an afterpulse probability of $< 2 \times 10^{-4}$ when the pulse threshold is set to 4 ph.e. (see [11]). Here we verify that the PMTs furnished to NectarCAM meet this specification.

With the FPM test bench, the afterpulse rate was measured by illuminating a FPM with a continuous rate of simulated NSB photons. The simulated NSB photons produce afterpulses which might occur by chance in the acquisition windows. The distribution of the net charges measured in the acquisition windows allows highlighting the contribution of afterpulses since the accelerated residual ions produce on average more photo-electrons per interaction than the NSB photons. The NSB rate was set to a value that allows for a clear detection of individual photon pulses from the NSB and the characterization of their waveforms, while producing enough afterpulses. The acquisition system was triggered at a frequency of 800 Hz. We used PMT gains of 100000, which is the same setting that is also used by Hamamatsu to determine the afterpulse probabilities. Adoption of such a gain improves the pulse detection and the accuracy of the amplitude and net charge measurements. The number of afterpulses is obtained by counting the number of pulses with amplitude and net charge larger than a given number of photo-electrons. To estimate the afterpulse probability, the resulting number counts are divided by the total number of photo-electrons which is derived from the measured NSB rate. Figure 14 presents the event probability as a function of the threshold net charge in units of photo-electrons, obtained from 1.5×10^6 waveforms with a duration of 48 ns each⁸ and a mean NSB rate of ~ 20 MHz. The shape of the distribution shows the contributions of NSB pulses and afterpulses in the event counts. The probability distribution is dominated by NSB pulses in the low charge range (up to ~ 3.5 ph.e.) and by afterpulses in the high charge range. The afterpulse probability ranges from 0.6×10^{-4} to 0.9×10^{-4} for charges > 4 ph.e., which is in agreement with the PMT specifications and previous measurements (see [11], [27] and [33]).

⁸48 ns is the maximum duration of an acquisition with our test bench.

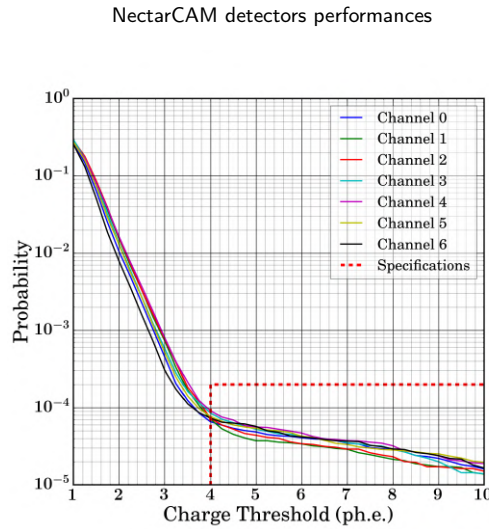


Figure 14: Afterpulse probabilities for the 7 PMTs of a focal plane module prototype measured at a gain of 100k for comparison with Hamamatsu measurements. The dashed line shows the Hamamatsu specifications. The probability distribution is dominated by NSB photons below ~ 3.5 ph.e.

5. Conclusions

We developed a test bench to measure the performance of NectarCAM focal plane instrumentation. The test bench is fully functional and the measurements, performed with 61 FPMs (427 PMTs), show that the performance of the focal plane modules is in agreement with our expectations, and with measurements done previously on individual PMTs. Our tests validate the design of the FPMs for use with NectarCAM and CTA. For each PMT we find high-voltage values producing a nominal gain of 40000 that are similar to those determined by Hamamatsu. We measured excess-noise factors with a mean of 1.106 with a standard deviation of 0.005. At nominal gain, the dark pedestal RMS values of $\sim 20\%$ of the photo-electron peak are compliant with NectarCAM requirements. The gains are stable within $\pm 2\%$ when PMTs are subject to NSB rates ranging from a few MHz up to ~ 1 GHz. The charge resolutions measured from 1 to ~ 3000 ph.e., with a NSB rate of 125 MHz, are within specification. The mean single photo-electron pulse widths and transit time spreads are 3.09 ns with a standard deviation of 0.10 ns and 1.76 ns with a standard deviation of 0.28 ns, respectively, consistent with the values measured by [9], [11], [27] and [33]. After correction of the time delay with respect to the trigger, we obtained a mean single photo-electron pulse intrinsic width of 2.29 ns with a standard deviation of 0.05 ns. The afterpulse rates measured with 7 PMTs are $< 2 \times 10^{-4}$ for charges > 4 photo-electrons, in accordance with the specification of Hamamatsu.

The total bandwidth of the acquisition chain, including PMT, can be obtained by measuring the widths of the auto- and cross correlation of single photoelectron pulses. The Fourier transform of the auto-correlation function is the power spectrum response of the system and the width (FWHM) of the auto-correlation function is directly related to the bandwidth. A preliminary analysis made with the mean auto-correlation of the single photoelectron pulses recorded with the 427 PMTs on the FPM test bench (see section 4.3) yields to an average auto-correlation function width of ~ 3 ns FWHM, resulting in a bandwidth of ~ 74 MHz. More detailed measurements of the bandwidth with auto- and cross correlated pulses of our PMTs will be performed in a future study.

After validation with our test bench, the 61 FPMs were installed in a NectarCAM prototype camera which was mounted on a MST telescope prototype (see [34]) at Adlershof (Germany) during May–June 2019 to perform measurements and tests under realistic operation conditions and to record images of air showers (e.g. see Figure 4 of [36]). The results of that observation campaign will be presented elsewhere ([35]). We upgraded our test bench to allow the characterization of the 265 FPMs that are produced by industry to furnish the NectarCAM Qualification Model (QM), which fully reflects the design of the final model. The 61 FPMs are spare parts of the QM. One of the improvements consists of replacing the wooden shelf on which FPMs are installed up to now (see Figure 3) by a robust mechanical structure. That structure is also designed to enhance the ergonomics for easy and reliable plugging and unplugging

NectarCAM detectors performances

of FPMs by the test operator. With regards to measurements and analyses, we have identified a need to improve the method for estimating the PMT gains. So far we estimate the gains by assuming a low-charge component fraction of 0.17 per single photo-electron for each PMT but our analysis suggests that this fraction may vary significantly among PMTs. This may result in systematic uncertainties of about 1.3% on the gain (see [24]). In order to reduce these uncertainties, we will implement a new method in our test bench, where we will estimate the low-charge component from single photo-electron measurements at high gain.

During the mass production of cameras for CTA, the FPMs of NectarCAM will be produced in industry including a characterization of the modules by the manufacturer using a dedicated test bench before delivery. The fully automated test bench will perform a series of tests per batch of 7 FPMs. That test bench will comprise the same elements as the FPM test bench described in this paper but it will be mounted on a mechanical structure consisting of a dark box with a hinged lid so that it can be used within a production chain during daylight. Moreover, the measurements that will be performed in industry will be optimized to reduce time and cost. In that way, fully qualified and characterized FPMs for the NectarCAM can be delivered by an industrial partner, avoiding the need for costly performance checks at the lab and guaranteeing the delivery of homogeneous, high-quality hardware for NectarCAM on CTA.

Acknowledgement

The authors are grateful for the support of the Région Occitanie and Microtec. The authors want to thank R. Mirzoyan and D. Nakajima for useful discussions. This work was conducted in the context of the NectarCAM Project of CTA. The CTA Consortium gratefully acknowledge financial support from the following agencies and organizations listed on this webpage : https://www.cta-observatory.org/consortium_acknowledgments/.

This paper has gone through an internal review by the CTA Consortium.

References

- [1] Cherenkov Telescope Array Consortium, Acharya, B. S., Agudo, I., et al. 2019, Science with the Cherenkov Telescope Array. Edited by CTA Consortium. Published by World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., ISBN #9789813270091
- [2] The CTA Consortium, Actis, M., Agnetta, G., et al. Design concepts for the Cherenkov Telescope Array CTA: an advanced facility for ground-based high-energy gamma-ray astronomy. *Experimental Astronomy* 32, 193–316
- [3] Glicenstein, J. F. and 66 colleagues 2015. NectarCAM : a camera for the medium size telescopes of the Cherenkov Telescope Array. 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015) 34.
- [4] Pühlhofer, G., Bauer, C., Biland, A., et al. American Institute of Physics Conference Series, 1505, 777 (2012).
- [5] Werner, F., Bauer, C., Bernhard, S., et al. 2017, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 876, 31
- [6] Hermann G., et al. (Internal note), Reference: MAN-TPC/110331a (2011).
- [7] Hermann G., et al. (Internal note), Reference: MAN-TPC/120321 (2012).
- [8] Hinton, J.A. 2014, "MST Requirements", Internal CTA report, MAN-PO/120807
- [9] Hamamatsu 2018, https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/R12992-100_TPMH1371E.pdf
- [10] Jean et al. 2020, "Performance of the FPM v2 prototypes of the NectarCAM module", Internal NectarCAM note, MST-CAM-JF-0372
- [11] Toyama, T., Hanabata, Y., Hose, J., et al. 2015, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 787, 280
- [12] Hénault, F., Petrucci, P.-O., Jocou, L., et al. 2013, *Proceedings of the SPIE*, 8834, 883405
- [13] Hénault, F., Petrucci, P.-O., Jocou, L., et al. 2017, *Proceedings of the SPIE*, Volume 10379, id. 103790B 14 pp
- [14] Sanuy, A., Gascon, D., Paredes, J. M., et al. 2012, *Journal of Instrumentation*, 7, C01100
- [15] Sanuy, A., Delagnes, E., Gascon, D., et al. 2012, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 695, 385
- [16] Naumann, C. L., Delagnes, E., Bolmont, J., et al. 2012, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 695, 44
- [17] Schwanke, U., Shayduk, M., Sulanke, K.-H., et al. 2015, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 782, 92
- [18] Brown, A.M. et al. 2015, "Guidelines for the Calibration of Cameras in the Cherenkov Telescope Array", Internal CTA report, COM-CCF/150128
- [19] Bellamy, E. H., Bellettini, G., Budagov, J., et al. 1994, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 339, 468
- [20] Hanna, D. 2008, International Cosmic Ray Conference, 3, 1417
- [21] Fegan, S. 2014, "Gain estimation with a light pulser", Internal NectarCAM report, MST-CAM-TN-0060
- [22] Takahashi, M., Inome, Y., Yoshii, S., et al. 2018, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 894, 1
- [23] Biasuzzi, B., Pressard, K., Biteau, J., et al. 2020, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 950, 162949
- [24] Caroff, S., Fegan, S., Jean, P., et al. 2019, *Proc. SPIE*. 11119, Optics for EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Astronomy IX.
- [25] Anthony, M., Aprile, E., Grandi, L., Lin, Q., Saldanha, R. 2018. Characterization of photomultiplier tubes with a realistic model through GPU-boosted simulation. *Journal of Instrumentation* 13, T02011.
- [26] Kaether, F., & Langbrandtner, C. 2012, *Journal of Instrumentation*, 7, 9002
- [27] Mirzoyan, R., Müller, D., Hose, J., et al. 2017, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 845, 603
- [28] Bencheikh, B., DeSalvo, R., Hao, W., et al. 1992, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 315, 349
- [29] Biller, S. D., Akerlof, C. W., Buckley, J., et al. 1995, International Cosmic Ray Conference, 3, 412
- [30] Mirzoyan R. 2000, "Conversion Factor Calibration for MAGIC Based on the Use of Measured F-Factors of PMTs", Internal note, Reference: MAGIC 12.04.00

NectarCAM detectors performances

- 482 [31] Zhong, C., Zhengde, H., & Qun, C. 1989, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 281, 384
483 [32] Mirzoyan, R., Lorenz, E., Petry, D., et al. 1997, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 387, 74
484 [33] Mirzoyan, R., Müller, D., Hanabata, Y., et al. 2016, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 824, 640
485 [34] Garczarczyk, M. 2018, Ground-based and Airborne Telescopes VII, 1070023
486 [35] NectarCAM collaboration 2020, in preparation
487 [36] Glicenstein, J. F. 2019, 36th International Cosmic Ray Conference (ICRC2019), 269
488 [37] Ohm S. and Hinton J. (Internal note), Reference: SCI-MC/121113 (2012).

CHAPITRE 5

Analyse et validation des performances des photodétecteurs du modèle de qualification de la NectarCAM

Sommaire

5.1	Les RUNs	93
5.2	Les tests unitaires pour la mesure et la validation des performances	94
5.2.1	Le <i>sanity check</i>	94
5.2.2	La calibration du gain nominal avec injection du NSB	96
5.2.3	Mesure de la réponse à une impulsion photoélectronique unique SPE	105
5.2.4	Mesure du bruit électronique	109
5.2.5	Test de la tenue au bruit de fond du ciel NSB	112
5.2.6	Mesure de la résolution en charge	117
5.2.7	Mesure du taux des afterpulses	124
5.2.8	L'efficacité quantique : estimation via la <i>cathode blue sensitivity index</i>	129
5.3	Récapitulatif des performances	132
5.4	Complications rencontrées	134
5.5	Le devenir des tests	135

5.1 Les RUNs

Les 265 FPMs du QM ont été testés, analysés durant la période de janvier à septembre 2020, après la phase de calibration du banc de test v2. Les FPMs dont les performances étaient en dehors des seuils ont été réparés (ou sont en cours de réparation à la date de la rédaction du manuscrit) puis re-testés. La Figure 5.1 montre la chronologie des FPMs validés à l'IRAP avec notre banc de test BTFPM2 (voir chapitre 3 section 3.1 pour sa description).

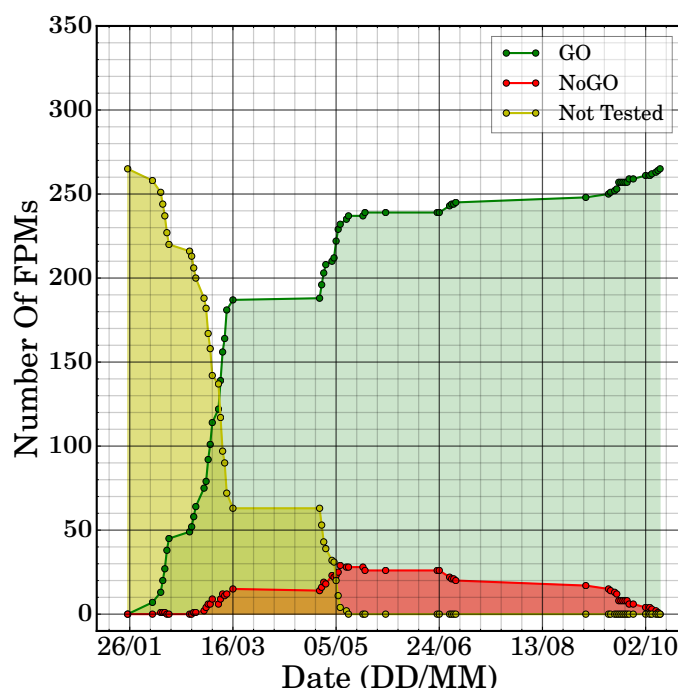


FIGURE 5.1 – Calendrier des résultats des RUNs du BTfPM2 — en vert les FPMs testés GO, en rouge les NoGO et en jaune les non-testés.

Les RUNs durent ~ 6 heures en moyenne. La température de la salle noire est régulée à 18°C avec une limite de contrôle de 2°C et les températures mesurées sur les FEBs sont en moyenne de $29,9^{\circ}\text{C}$ avec un écart-type de $3,2^{\circ}\text{C}$. Pour un fonctionnement stable, un PMT doit être préchauffé pendant 30 à 60 min (voir [31] p. 64). Un RUN commence par une heure de préchauffe où les PMT sont alimentés avec une HT de 1000 V dans le noir complet. Les FPMs ont été livrés par lot de 27 depuis novembre 2019 jusqu'à fin janvier 2020. Identifiés par leur numéro de série unique, les FPMs sont enregistrés et testés par ordre de livraison. Au total plus de 7 To de données sont générées et stockées dans un serveur NAS accessible en réseau par tous les membres de notre équipe CTA/NectarCAM-IRAP.

5.2 Les tests unitaires pour la mesure et la validation des performances

Les sous-sections suivantes décrivent les tests des FPMs effectués avec le banc de test BTfPM2 ainsi que leurs résultats. Successivement, ces tests unitaires permettent de caractériser les performances scientifiques et donc de contrôler puis de valider (après éventuelle réparation) les FPMs du modèle de qualification de la NectarCAM (QM).

5.2.1 Le *sanity check*

Contrairement aux autres tests unitaires, le *sanity check* des FPMs n'est pas d'un test minutieux. C'est un test rapide de l'ensemble des FPMs pour voir s'ils fonctionnent correctement.

Des tests de communication SLCs sont effectués et deux acquisitions de bruit électronique (2000 événements de bruit à HT = 0 V et HT = 100 V) pour évaluer la fluctuation du bruit électronique σ_{ped} (voir section 5.2.4) à basses tensions. Cela permet de détecter une anomalie de fonctionnement ou de prévenir d'une grande fluctuation de bruit électronique avant les tests de performances. Le résultat d'un *sanity check* contient des booléens, des valeurs numériques et hexadécimales, des paramètres SLCs et des résultats des fluctuations du bruit électronique. Ces variables sont sauveées sous deux formats : un fichier XML et un fichier texte *.txt* facilement lisible à l'oeil car il est structuré en un tableau de valeurs. Ces valeurs contribuent au résultat final du test.

	DRAWER_0	DRAWER_1	DRAWER_2	DRAWER_3	DRAWER_4	DRAWER_5	DRAWER_6
drawer_num	0	1	2	3	4	5	6
SerialNum	7.3N.1.1/2/0254	7.3N.1.1/2/0263	7.3N.1.1/2/0267	7.3N.1.1/2/0269	7.3N.1.1/2/0271	7.3N.1.1/2/0272	7.3N.1.1/2/0282
ModStat(hex)	0x7F	0x7F	0x7F	0x7F	0x7F	0x7F	0x7F
Temp(C)	33.2	34.1	33.1	33.8	31.7	30.7	32.1
Expend(V/s)	35.0	35.0	35.0	35.0	35.0	35.0	35.0
LoVol(V)	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0
Hvref(V)	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
NoiseRate	NaIt	NaIt	NaIt	NaIt	NaIt	NaIt	NaIt
Cutri[nk1a0](ua)	12489.8 0.0	12489.8 97.6	12489.8 0.0	12489.8 0.0	12489.8 45.8	12489.8 298.9	12489.8 384.3
Cutri[nk1a1](ua)	12489.8 0.0	12489.8 591.7	12489.8 0.0	12489.8 0.0	12489.8 451.4	12489.8 968.8	12489.8 237.9
Cutri[nk1a2](ua)	12489.8 552.9	12489.8 10.6	12489.8 366.0	12489.8 0.0	12489.8 231.8	12489.8 0.0	12489.8 0.0
Cutri[nk1a3](ua)	12489.8 0.0	12489.8 0.0	12489.8 680.1	12489.8 1046.2	12489.8 0.0	12489.8 0.0	12489.8 0.0
Cutri[nk1a4](ua)	12489.8 0.0	12489.8 308.0	12489.8 0.0	12489.8 105.9	12489.8 713.7	12489.8 0.0	12489.8 0.0
Cutri[nk1a5](ua)	12489.8 0.0	12489.8 823.5	12489.8 51.8	12489.8 1401.6	12489.8 378.2	12489.8 0.0	12489.8 533.8
Cutri[nk1a6](ua)	12489.8 0.0	12489.8 0.0	12489.8 0.0	12489.8 350.8	12489.8 85.4	12489.8 0.0	12489.8 439.2
Sta[H0](V)	0x3 0.0	0x3 0.0	0x3 0.0	0x3 0.0	0x3 1.2	0x3 0.0	0x3 0.0
Sta[H1](V)	0x3 0.0	0x3 1.2	0x3 0.0	0x3 0.0	0x3 0.0	0x3 0.0	0x3 0.0
Sta[H2](V)	0x3 0.0	0x3 0.0	0x3 0.0	0x3 0.0	0x3 0.0	0x3 0.6	0x3 0.0
Sta[H3](V)	0x3 0.0	0x3 0.0	0x3 0.0	0x3 0.0	0x3 0.0	0x3 0.0	0x3 0.0
Sta[H4](V)	0x3 0.0	0x3 0.0	0x3 0.0	0x3 0.0	0x3 0.0	0x3 0.0	0x3 0.0
Sta[H5](V)	0x3 0.0	0x3 0.0	0x3 0.0	0x3 0.0	0x3 0.0	0x3 0.0	0x3 0.0
Sta[H6](V)	0x3 0.0	0x3 0.0	0x3 0.0	0x3 0.0	0x3 1.2	0x3 0.0	0x3 0.0
mped_H0(adc)	3641.1	3794.3	3642	3621.1	3729.5	3835.4	3534.9
mped_H01(adc)	3759.7	3691.7	3878.8	3736.4	3647	3765.1	3842.4
mped_H02(adc)	3737	3786.6	3718.5	3827.5	3539.3	4138	3558.6
mped_H03(adc)	3781.1	3862.9	3768.1	3548.2	3736.2	3587.8	3676.4
mped_H04(adc)	3594.4	3649.3	3662.4	3838.9	3583.8	3720.3	3889.1
mped_H05(adc)	3631.8	3692.1	3681.1	3818.7	3764.5	3778.5	3657.4
mped_H06(adc)	3758.3	3795.6	3795.4	3825.1	3748.5	3661.1	3798
mped_H08(adc)	3581.9	3647.1	3630.6	3744.6	3848	3843.1	3780.8
mped_L01(adc)	3650.5	3594.9	3675.9	3561.2	3811.3	3829.8	3772.1
mped_L02(adc)	3636.8	3568	3612.4	3861.5	3861.3	3855.7	3597.3
mped_L03(adc)	3596.6	3829.9	3659.5	3667	3693.7	3799.4	3714.8
mped_L04(adc)	3751.1	3625.9	3768.3	3759.2	3887.5	3835.9	3656.4
mped_L05(adc)	3839.7	3586.3	3761.2	3698.9	3897	3831.6	3775.4
mped_L06(adc)	3761.7	3793.6	3723.7	3648.2	3742.9	3771.8	3886
stopPed_H00(adc)	12.9	13.6	13.5	12.9	14.1	12.7	13.4
stopPed_H01(adc)	13.6	13.6	13.1	13.7	13.9	13.4	12.9
stopPed_H02(adc)	13	13.8	13.4	13.1	13	13.7	13.3
stopPed_H03(adc)	13.3	13.5	13.3	13.3	13.7	13.2	14.2
stopPed_H04(adc)	13.3	13.7	14.2	12.9	13.3	13.6	13.3
stopPed_H05(adc)	13.2	13.7	13.1	12.9	13.7	13.1	13.2
stopPed_H06(adc)	13.3	13.2	13.2	13.4	13.2	13.5	13.1
stopPed_L00(adc)	14.7	14.8	14.7	14.6	14.6	14.5	14.7
stopPed_L01(adc)	14.7	14.3	15.2	14.7	14.5	14.7	14.9
stopPed_L02(adc)	14.1	14.4	14.4	14.3	14.6	14.7	14.3
stopPed_L03(adc)	14.5	14.1	15	15	14.3	14.5	14.6
stopPed_L04(adc)	14.3	14.5	15	14.1	14.3	14.9	15.1
stopPed_L05(adc)	14.3	14.8	14.8	14.8	14.5	14.5	15
stopPed_L06(adc)	14.7	14.6	14.6	14.4	14.5	14.2	14.9
OK_mPed_H00	True	True	True	True	True	True	True
OK_mPed_H01	True	True	True	True	True	True	True
OK_mPed_H02	True	True	True	True	True	True	True
OK_mPed_H03	True	True	True	True	True	True	True
OK_mPed_H04	True	True	True	True	True	True	True
OK_mPed_H05	True	True	True	True	True	True	True
OK_mPed_H06	True	True	True	True	True	True	True
OK_mPed_L00	True	True	True	True	True	True	True
OK_mPed_L01	True	True	True	True	True	True	True
OK_mPed_L02	True	True	True	True	True	True	True
OK_mPed_L03	True	True	True	True	True	True	True
OK_mPed_L04	True	True	True	True	True	True	True
OK_mPed_L05	True	True	True	True	True	True	True
OK_mPed_L06	True	True	True	True	True	True	True
OK_stopPed_H00	True	True	True	False	True	True	True
OK_stopPed_H01	True	True	True	True	True	True	True
OK_stopPed_H02	True	True	True	True	True	True	True
OK_stopPed_H03	True	True	True	True	True	True	True
OK_stopPed_H04	True	True	True	True	True	True	True
OK_stopPed_H05	True	True	True	True	True	True	True
OK_stopPed_H06	True	True	True	True	True	True	True
OK_stopPed_L00	True	True	True	True	True	True	True
OK_stopPed_L01	True	True	True	True	True	True	True
OK_stopPed_L02	True	True	True	True	True	True	True
OK_stopPed_L03	True	True	True	True	True	True	True
OK_stopPed_L04	True	True	True	True	True	True	True
OK_stopPed_L05	True	True	True	True	True	True	True
OK_stopPed_L06	True	True	True	True	True	True	True
OK_sanCheck	True	True	True	False	True	True	True

FIGURE 5.2 – Aperçu du résultat d'un sanity check — HT = 0 V (version *.txt*).

Un pixel ayant des anomalies de fonctionnement (incapacité à monter en haute tension, statuts incohérents, etc ...) ou un niveau de bruit électronique trop important sera identifié à partir des données du *sanity check*. Un pixel anormal détecté lors du test rapide de vérification suivra le même protocole de test que les autres photodétecteurs sains. Ce n'est qu'au niveau de la calibration de son gain nominal qu'il sera automatiquement écarté si le problème persiste.

Quoi qu'il en soit, le verdict global de ce pixel est déjà "NoGO" (non valide) d'office mais nous essayons tout de même de le tester (sans le détériorer) pour voir si les autres performances sont aussi impactées, cela donne des indications sur l'origine de la panne ou du défaut.

5.2.2 La calibration du gain nominal avec injection du NSB

Le gain G du photodétecteur est le facteur d'amplification du courant récupéré à l'anode ($G = \frac{I_a}{I_{e-}}$ avec I_{e-} le courant produit par la photocathode et I_a le courant d'anode). La probabilité qu'un électron arrive sur la surface de la première dynode est appelée efficacité de collection (α). La zone influente, entre la photocathode et la première dynode, est conçue pour empêcher les photoélectrons de dévier pour les canaliser sur la trajectoire la plus favorable à leur multiplication dans les dynodes suivantes. La position, le revêtement et la forme des dynodes sont optimisés pour que les électrons secondaires arrivent en totalité à chaque étage de multiplication. Cependant, quelques électrons peuvent tout de même dévier de leur trajectoire nominale et ne pas contribuer à la multiplication au niveau de la deuxième dynode et aux dynodes suivantes. Ceux-ci tendent à moins impacter l'efficacité de collection totale car le nombre d'électrons augmente considérablement de dynode en dynode. L'efficacité de collection à la première dynode est donc la plus importante et contribue fortement au gain du PMT. Si la différence de tension entre la photocathode et la première dynode est faible, le nombre de photoélectrons qui seront dirigés vers la surface de la première dynode sera faible. Le circuit CW, présent dans la carte HVPA, répartit les tensions entre dynodes de manière à avoir la plus grande différence de potentiel au premier étage de multiplication (350 V de la photocathode à la première dynode) comme préconisé par Hamamatsu (voir [27, 26]). Le taux d'émission secondaire varie avec la différence des tensions réparties entre les étages de dynodes.

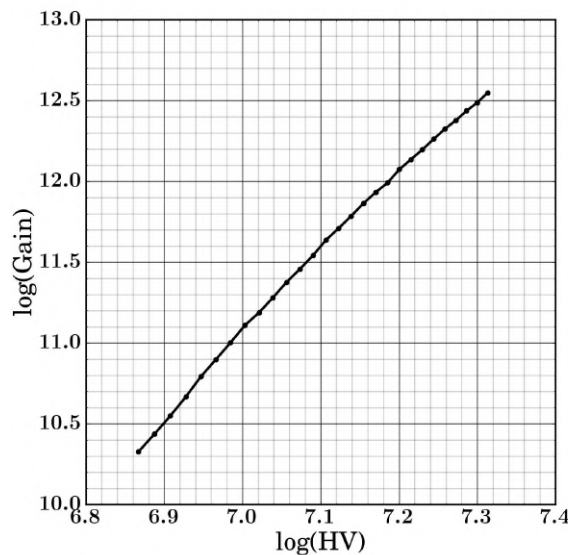


FIGURE 5.3 – Gain d'un PMT vs haute tension, mesuré avec le banc de test FPM v2 — PMT R12992-100-05.

Le gain du PMT dépend de la haute tension appliquée (voir Figure 7 de [28], Figure 4 de [32]) et il est susceptible de varier selon la température et l'éclairement. La Figure 5.3

montre le gain en fonction de la *Haute Tension* (HT) du PMT R12992-100-05. Aussi, dans les conditions d'observation de la caméra, des photons parasites provenant de la lumière du fond du ciel dans la nuit NSB, peuvent faire varier le gain car ils peuvent perturber la répartition des tensions notamment sur les dernières dynodes (ce phénomène sera décrit dans la section 5.2.5).

CTA prévoit d'exploiter les PMTs avec un gain nominal de 40000 afin de garantir une durée de vie du détecteur de 30 ans tout en atteignant un rapport signal sur bruit suffisant qui permet la détection de photoélectrons individuels. CTA exige que l'incertitude systématique dans la détermination du gain soit inférieure à 3 % (voir [33]). Le premier test unitaire de calibration du gain permet donc de s'assurer qu'un gain de 40000 peut être atteint pour chaque PMT dans la plage de tension admissible pour son alimentation (0 à 1550 V), et que le gain est suffisamment stable sur la plage de taux de photons de bruit de fond du ciel nocturne attendue lors du fonctionnement de la caméra sur site. Plusieurs méthodes sont utilisées pour mesurer le gain des PMTs pour les télescopes Cherenkov ([34, 35, 36, 37]). La NectarCAM montée sur une structure MST, possèdera son propre système de calibration de gain avec le *Single Photo-Electron* (SPE) (voir [38]).

Pour déterminer le gain, nous utilisons l'ajustement du spectre des charges mesurées avec un régime de basse intensité (*low intensity regime*), où la nano LED produit en moyenne 0.25 ph.e. par évènement (**voir chapitre 4, section 4.2, Figure 5**) combinée à la méthode itérative de calcul de gain avec le Flash LED Pulser avec un régime intense (ou de haute intensité — où le nombre de photoélectrons par évènement est 60). La démarche est la même que celle utilisée pour calibrer le gain des 61 FPMs de la NectarCAM prototype (voir chapitre 4, section 4.2, partie 4.1). Cette fois-ci nous calibrons le gain des PMTs **avec une injection de bruit de fond du ciel nocturne** de ~ 125 MHz, car les FPMs fonctionneront avec ce taux de NSB lorsqu'ils seront en opération sur la caméra, pendant les observations. Lorsque les 8 LEDs NSB émettent de la lumière continue, la largeur de la distribution des charges brutes est une combinaison de la fluctuation du bruit électronique et de la fluctuation du nombre de photoélectrons. Régler le gain dans ces conditions nous permettra de nous assurer que les pixels conservent leur gain nominal dans cette configuration de bruit de fond (bruit électronique + bruit du fond du ciel nocturne).

Notre méthode est similaire à la méthode décrite dans le chapitre 4 pour les 61 FPMs de la caméra prototype (voir section 4.2, partie 4.1). Pour rappel, nous utilisons le régime intense de génération de photoélectrons par la nano LED. Avec une telle intensité, le signal de la ligne HG est suffisamment fort pour faire des mesures précises tout en restant loin de la saturation (à ~ 200 ph.e. pour la voie HG) et aussi pour permettre de différencier les photoélectrons parasites issus du NSB. Cette méthode (illustrée en cases grises dans le diagramme de la Figure 5.4) est rapide par rapport à la méthode d'ajustement du spectre SPE, mais il est nécessaire de connaître le nombre moyen de ph.e./évènement. Nous devons donc au préalable utiliser la méthode d'ajustement du spectre SPE pour connaître le gain et par conséquent le nombre moyen de photoélectrons dans le régime de haute intensité.

Le diagramme de la Figure 5.4 illustre notre algorithme de calibration du gain nominal à 40k. Pour commencer, le modèle analytique utilisé pour l'ajustement du spectre SPE est le même que celui utilisé par [38] et [39] pour le projet NectarCAM dans l'**Annexe B** qui en résulte des simulations de [40], qui prend en compte la composante *low charge component* (voir chapitre 4, section 4.2, partie 4.1 et [34, 37, 41]). Nous estimons cette composante *low*

charge (*flow*, voir Figure 5.4) ainsi que la résolution du PMT (*SPE res*, voir Figure 5.4) avec une acquisition (SPE) à bas régime, avec une haute tension de 1400 V afin d'avoir un gain supérieur (environ 200k) pour un meilleur rapport signal sur bruit. Ces paramètres seront ensuite utilisés pour l'ajustement des spectres SPE qui seront obtenus avec une tension aux alentours de 1000 V.

Le PMT est réglé à une haute tension initiale supérieure à celle donnée par Hamamatsu ($HT_0 = HT_{Hama} + 100V$). Nous pré-déterminons le gain G_0 sans NSB avec une acquisition SPE à HT_0 . Ensuite, avec une acquisition de 10000 évènements de flashes en haut régime et en intégrant les impulsions d'anode dans une fenêtre de temps de 16 ns, nous obtenons la charge nette moyenne $\bar{Q}_0$ pour cette haute tension initiale (voir chapitre 3 section 3.3.3.3 pour le calcul de la charge nette). Dans cette condition, la précision de la charge nette moyenne résultante est meilleure que 0,5 %. et on estime donc le nombre de photoelectrons en divisant la charge moyenne $\langle Q \rangle$ par le gain G . Avec les réglages de la nano LED utilisés, le nombre de photoélectrons est 60. Par la suite, avec le même réglage de la nano LED, le gain estimé avec ces mesures de charges moyenne est : $G(HT_i) = \bar{Q}_{HT_i} \times G_0 / \bar{Q}_0$.

D'autre part, dans cette gamme de haute tension, nous avons la relation entre le gain et la HT (voir Figure 5.3) $G = a \times HT^b$. À partir des mesures de gains à différentes hautes tensions, nous pouvons déterminer a et b . Avec ces estimations de a et b nous pouvons prédire HT_i .

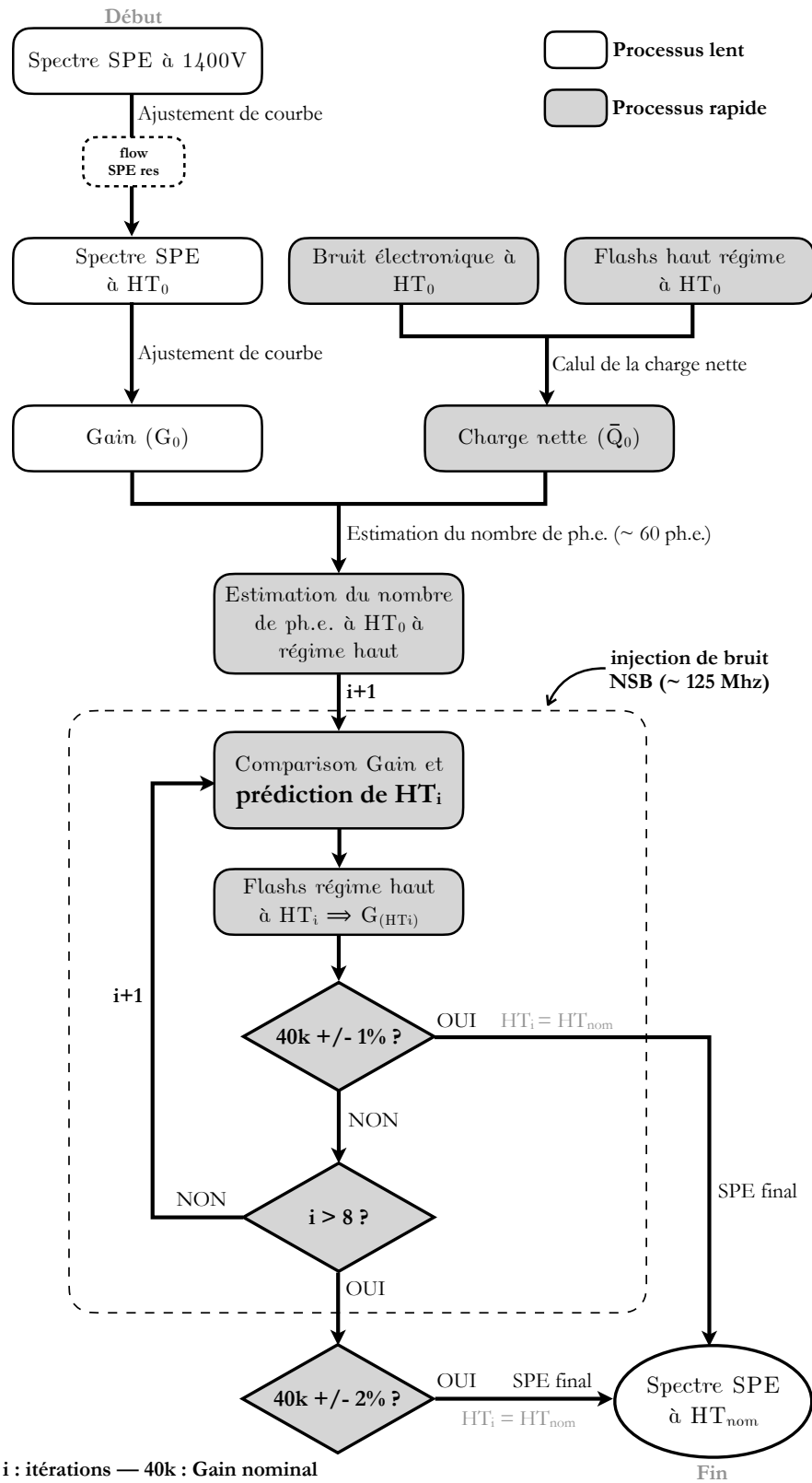


FIGURE 5.4 – Diagramme de la calibration du gain nominal avec injection de bruit de fond NSB — Une méthode basée uniquement sur l'ajustement des courbes de spectre SPE serait trop lente. La méthode utilisant le haut régime de flashes permet de gagner du temps lors d'un RUN. Cependant il est nécessaire de connaître le nombre de photoélectrons, d'où la combinaison des deux méthodes (©A. Tsiachina).

Ensuite, on injecte un bruit de fond NSB et un processus itératif règle la haute tension à la valeur nominale estimée HT_i telle que le gain atteint la valeur de 40000. Cette étape consiste à des acquisitions consécutives de flashes de ~ 60 ph.e. à plusieurs hautes tensions. Le changement de haute tension entre chaque itération est basé sur l'observation que le gain varie comme une loi de puissance de la haute tension (voir Figure 5.3) dont les paramètres b et a (pente et constante) sont estimés à partir des mesures du gain à chaque haute tension. Les itérations sont arrêtées une fois que la différence entre le gain mesurée et la valeur cible est inférieure à 1 % (2 % dans les cas extrêmes). La haute tension HT_i devient alors la haute tension nominale (HT_{nom}). La limite de précision de la mesure du gain est déterminée par les fluctuations de fond produit par le NSB et par le circuit d'asservissement en boucle fermée de la haute tension qui a été conçu pour avoir une précision de réglage et de mesure de < 1 V. Enfin, une vérification finale du gain par la méthode SPE et par le régime intense de flashes (acquisitions sans bruit de fond) sont faites une fois que le processus d'itérations s'arrête.

En présence de NSB, la calibration avec le Flash LED Pulsar à haut régime (60 ph.e.) atteint un gain de $40000 \pm 1\%$ en 8 itérations en moyenne pour l'ensemble des 1855 photodétecteurs de la caméra. Sans NSB, les gains sont calibrés au bout de 5 itérations en moyenne (voir méthode de calibration des FPMs de la caméra prototype, chapitre 4, section 4.2, partie 4.1, Figure 6). Nous avons mis une limite de 8 itérations pour éviter de faire diverger l'algorithme de recherche de haute tension nominale : comme notre algorithme utilise les points précédents pour estimer la HT suivante, dans quelques cas, il peut arriver que la valeur de gain soit proche de ± 1 % de la cible et que la précision du logiciel de calcul ne permette plus de déterminer précisément la haute tension nominale (le taux de NSB et les erreurs d'arrondi peuvent aussi y participer). De plus, cela évite d'avoir une boucle infinie pour les DUs ayant des anomalies de fonctionnement (i.e. problème de montée en haute tension, grand rapport de signal sur bruit). Comme un ensemble de 7 FPMs sont simultanément testés, les FPMs n'ayant pas la totalité des DUs dans la zone d'encadrement du gain à ± 1 % vont garder la HT comme nominale pour chaque DU étant à moins de 2 % à la 8^{ème} itération. Cette façon de calibrer ne perturbe pas la caractérisation des performances.

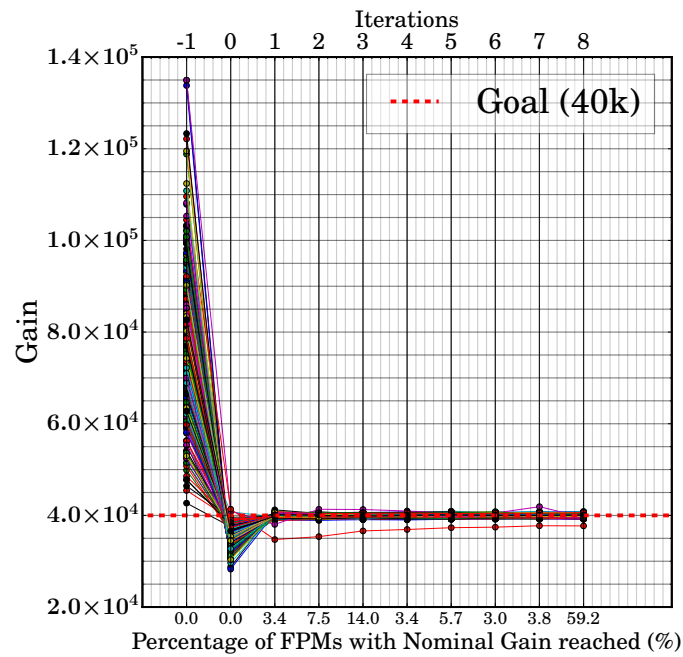


FIGURE 5.5 – Itérations de réglage des hautes tension nominales des photodétecteurs de la caméra QM. — La ligne rouge en pointillé montre la valeur de l’objectif d’un gain de 40k — l’axe des abscisses montre les itérations (axe du haut) et le pourcentage des FPMs (ensemble de 7 DUs) étant dans la zone $\pm 1\%$ de la valeur cible (axe du bas) — les estimations de gains ont été faites avec la méthode décrite dans la section 5.2.2.

Une fois les hautes tensions nominales obtenues, nous entamons l’analyse des gains. La Figure 5.6 montre les résultats de notre méthode. La distribution de la calibration des gains nominaux estimés avec des flashes de ~ 60 ph.e. a une moyenne de 40006 avec un écart-type de 292 pour les 265 FPMs.

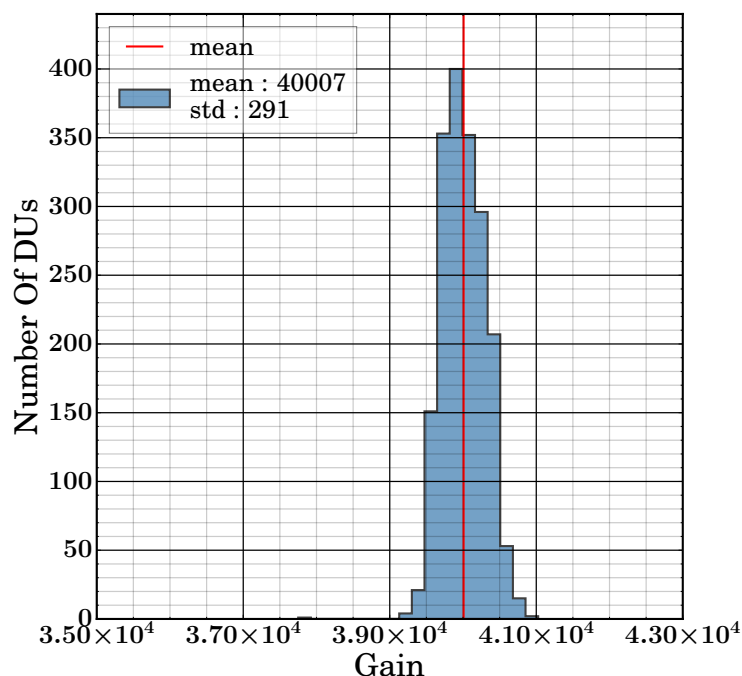


FIGURE 5.6 – Distribution des gains des photodétecteurs de la caméra QM estimés à haut régime d'intensité — La ligne rouge est la moyenne (40007) et l'écart-type est de 291.

Pour vérification, une acquisition finale de 1000000 évènements en régime de basse intensité, constitués chacun de 32 échantillons est faite pour chaque photodétecteur, sans NSB. On obtient ainsi les gains par ajustement des paramètres spectraux des charges nettes. Pour un seul DU, la plage d'incertitude de l'estimation du gain par ajustement de courbe avec le spectre SPE est en moyenne de l'ordre de ~ 0.64 %.

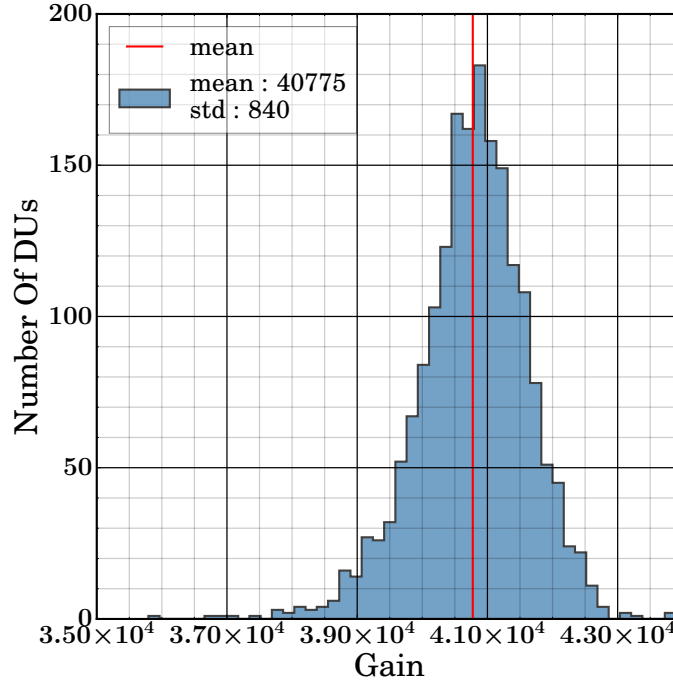


FIGURE 5.7 – Distribution des gains des photodétecteurs de la caméra QM estimés avec la méthode SPE (sans éclaircissement NSB) après le réglage de la haute tension nominale par la méthode itérative. — La ligne rouge est la moyenne (40775) et l'écart-type est de 840

A partir des mesures réalisées avec des flashes de 60 ph.e., le gain avec NSB d'un photodétecteur peut aussi être estimé en supposant que les fluctuations des valeurs de charges nettes mesurées ($\bar{Q}_{flash}$) sont une combinaison quadratique des fluctuations du nombre d'électrons ($\text{Gain} \times n_{ph.e.}$), du bruit de fond (σ_{ped}) et des fluctuations du nombre de photons émis par la nano LED du Flash LED pulser (B_f , facteur empirique). En supposant que les fluctuations du nombre de photoélectrons suivent une loi de Poisson, l'équation 5.1 permet d'estimer le gain G . Cette méthode est appelée la méthode photo-statistique. B_f^2 est une constante qui a été mesurée avec la méthode décrite dans [36] et qui vaut 0.0015. L'excess noise factor, 0,0015 et $ENF = \sqrt{1 + \sigma_{SPE}^2}$ décrit l'effet de la dispersion de charge causée par le système d'amplification de la dynode (voir [36]).

$$G = \frac{\sigma_{flash}^2 - \sigma_{ped}^2 - B_f^2 \times \bar{Q}_{flash}^2}{\bar{Q}_{flash} \times ENF^2} \quad (5.1)$$

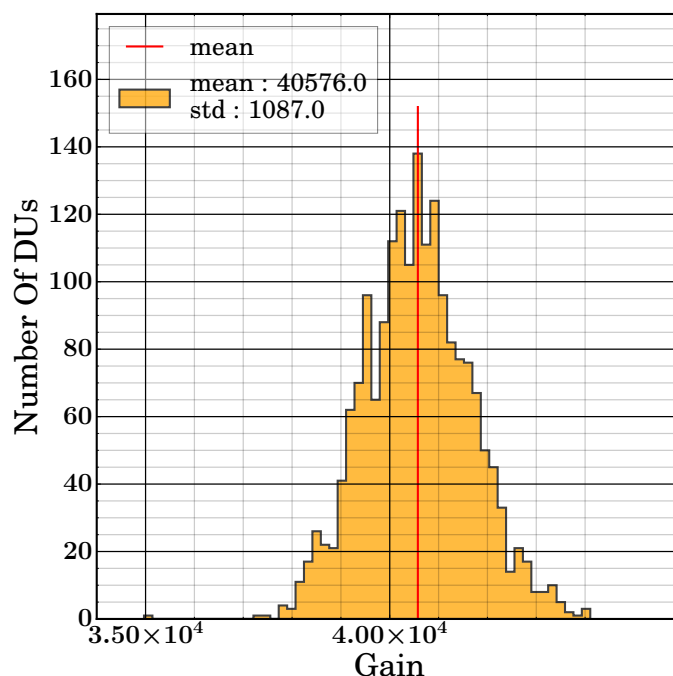


FIGURE 5.8 – Distribution des gains des photodétecteurs de la caméra QM estimés avec la méthode photo-statistique — La ligne rouge est la moyenne (40575) et l'écart-type est de 1087.

Avec la formule photo-statistique, le gain moyen et l'écart-type sont respectivement 40575 et 1087 (voir Figure 5.8). L'incertitude moyenne de cette méthode est de $\sim 15\%$, obtenue avec la précision de mesure (résolution) des charges moyennes des flashes de ~ 60 ph.e. Les PMTs sont livrés avec leur tension nominale d'usine estimée pour un gain de 40k. En comparant nos hautes tensions nominales avec celles obtenues par Hamamatsu, la différence moyenne est de 10,84 V avec un écart-type de 5,86 V. La Figure 5.9 montre la comparaison des tensions.

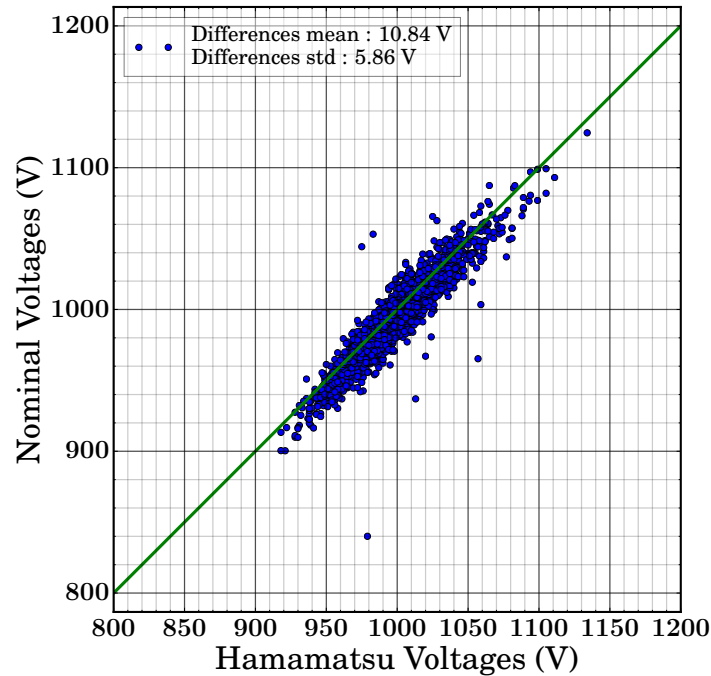


FIGURE 5.9 – Hautes tensions nominales des photodétecteurs de la caméra QM déterminées avec le BTFPM2 vs les hautes tensions nominales de Hamamatsu — La ligne verte montre l'égalité des deux tensions.

Nos hautes tensions sont en accord avec celles de Hamamatsu. Nous observons en moyenne $\sim 1\%$ de différences. Sur certains DU, nos premières mesures ont montré des écarts importants entre les hautes tensions nominales mesurées et celles de Hamamatsu. Ces différences étaient dues à l'inversion de DUs au cours de leur montage sur les FPMs et nous les avons à présent corrigées à l'aide d'un outil de traçabilité spécialement développé pour scanner les numéros de série d'un FPM et de ses 6 DUs (le 7^{ème} étant le complément) afin de les réarranger dans le bon ordre dans notre base de données. Notre méthode de calibration du gain nominal ne prend pas plus de **40 minutes** pour trouver la HT nominale de **49 PMTs**. Une fois les gains calibrés, les mesures de performance débutent.

5.2.3 Mesure de la réponse à une impulsion photoélectronique unique SPE

Pour obtenir la forme de l'impulsion SPE, nous utilisons les 100000 évènements de la mesure en régime de basse intensité. L'impulsion moyenne est obtenue en faisant du "stacking" (empilement) des impulsions des SPEs après les avoir synchronisées dans le temps. La méthode de stacking est la même que celle utilisée pour les performances des 61 FPMs prototypes, expliquée au chapitre 4, section 4.2, partie 4.3. La Figure 5.10 décrit les différentes étapes de l'estimation de l'impulsion moyenne. Nous ajustons le temps d'arrivée tt_i par rapport au signal de déclenchement de chaque impulsion mesurée, en utilisant un modèle analytique d'impulsion (3 gaussiennes). Ensuite, nous appliquons une interpolation quadratique à l'impulsion mesurée et nous décalons l'impulsion interpolée du temps d'arrivée avec une résolution de 0,1 ns. Avec cette méthode, nous synchronisons toutes les impulsions, ce

qui permet le calcul de l'impulsion moyenne. Ce faisant, les formes d'impulsion obtenues peuvent être considérées comme une forme d'impulsion unique. La forme obtenue correspond bien à celle qui a été mesurée avec un oscilloscope à la sortie du PACTA.

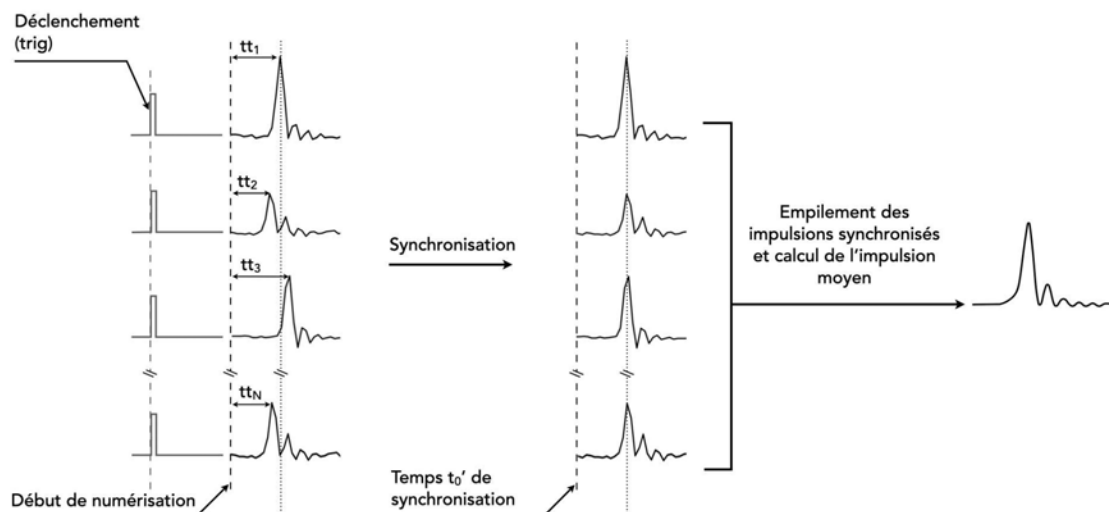


FIGURE 5.10 – Synchronisation des impulsions — synchronisation avec le pic maximum estimé en ajustant avec un modèle d'impulsion puis empilement et moyennage (©A. Tsiahina, IRAP).

En faisant l'histogramme des temps d'arrivée ajustés des N événements de SPEs $tt_{i \in [0, N]}$ (voir Figure 5.10), on obtient une estimation de la densité de probabilité du temps d'arrivée des impulsions d'anode. La largeur à mi-hauteur de cette densité de probabilité est appelée *Transit Time Spread* (TTS) (voir chapitre 4, section 4.2, partie 4.3, Figure 13). C'est la fluctuation du temps de transit des photoélectrons dans le PMT. L'expression "*transit time jitter*" est aussi utilisée pour désigner ces fluctuations. Avec notre banc de test, nous les estimons **en relatif** en supposant que le Flash LED Pulser envoie des flashes réguliers en temps et que le signal de déclenchement est stable pour chaque événement. Dans le cas d'une lumière pulsée, le PMT doit reproduire le même signal en temps à chaque photon incident. Le *Transit Time Spread* (TTS) caractérise la reproductibilité du signal d'anode d'une impulsion. Les caractéristiques du temps de réponse du PMT dépendent de la structure des dynodes et de la HT appliquée. Le choix du type de PMT est donc crucial pour la NectarCAM qui observent des événements de quelques nanosecondes. Le PMT Hamamatsu R12992-100-05 est muni de dynodes *linear-focused* (dynodes courbées pour une meilleure focalisation) pour avoir une meilleure réponse comparée à d'autres types de dynodes. Sa fenêtre, de type sphérique (photocathode concave), est conçue pour uniformiser le temps de transit des électrons entre la photocathode et la première dynode. Nos photodétecteurs ont donc un temps de réponse nettement meilleur comparé à des PMTs normaux car un champ électrique presque parallèle est appliqué entre la photocathode, les dynodes et l'anode : le chemin des électrons à travers le photomultiplicateur est donc optimisé.

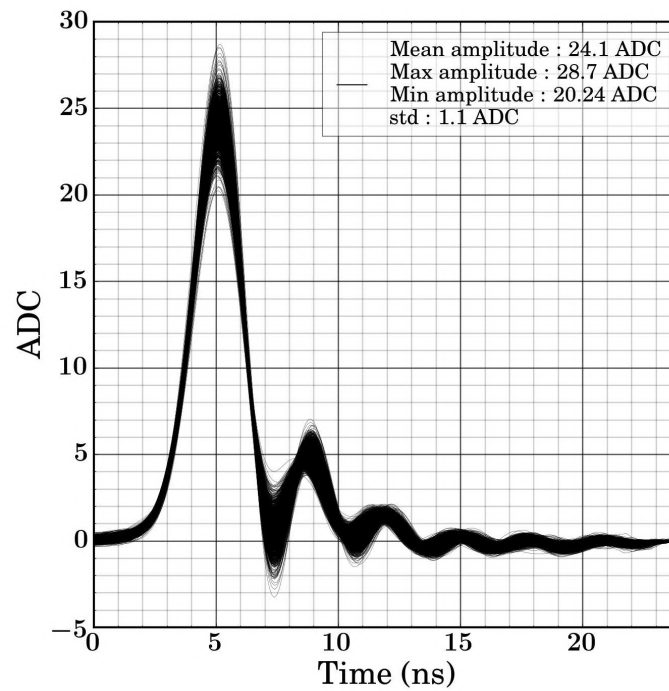


FIGURE 5.11 – Impulsions moyennes de SPE des 1855 PMTs mesurées avec un gain moyen de 40000 ± 300 (écart-type).

Les réponses impulsionnelles des 1855 photodétecteurs de la caméra sont représentées dans la Figure 5.11. L'amplitude moyenne d'une impulsion SPE est de 24,10 ADC pour un gain nominal de 40k. Les largeurs à mi-hauteur de ces impulsions sont calculées et nous obtenons une moyenne de 2,35 ns avec un écart-type de 0,05 ns (voir Figure 5.12).

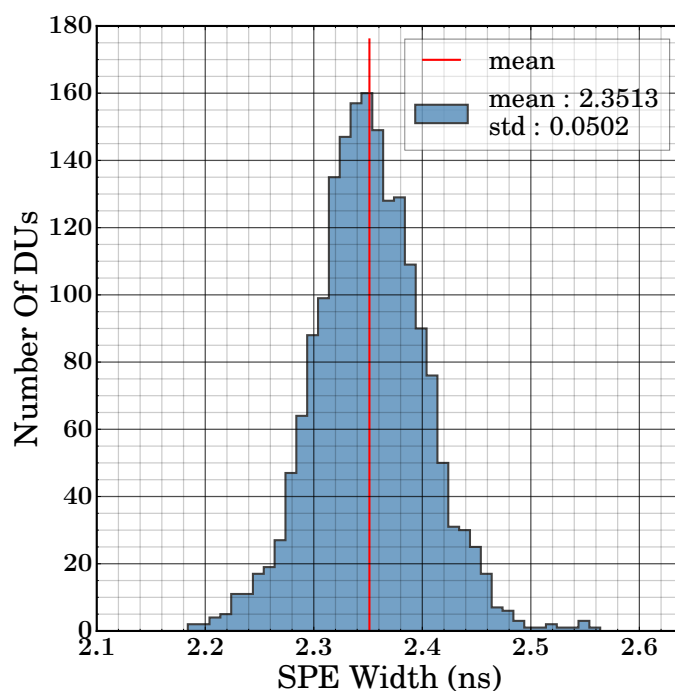


FIGURE 5.12 – Distribution des largeurs d’impulsions SPE des 1855 PMTs avec un gain moyen de 40000 ± 300 (écart-type).

La Figure 5.13 présente la distribution des temps de transit des 1855 PMTs mesurés en relatif montrent une moyenne de 1,75 ns avec un écart-type de 0,25 ns. Elles sont en accord avec la fiche technique de Hamamatsu (< 2 ns voir [27]) et les mesures réalisées par [42] avec ce type de photomultiplicateur. Par contre, la majeure partie des TTS mesurés est supérieure à la spécification initiale pour les PMTs de CTA (TTS < 1.5 ns [28]).

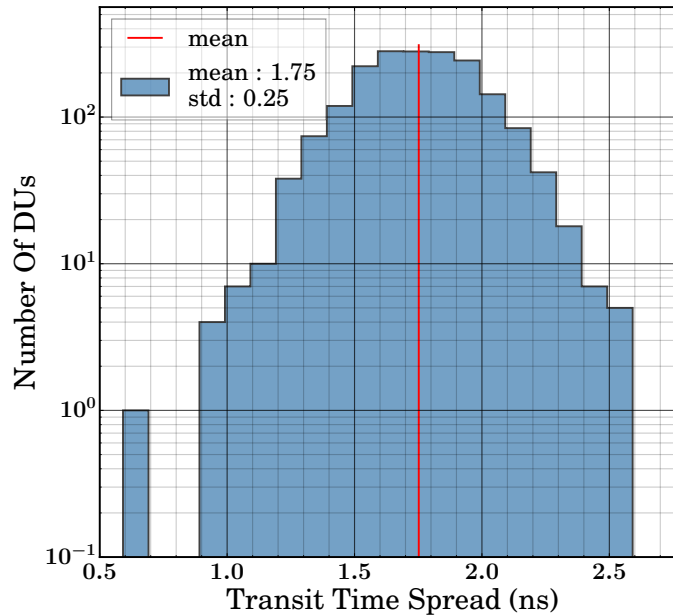


FIGURE 5.13 – Distribution des valeurs TTS mesurées avec les SPE des 1855 PMTs avec un gain moyen de 40000 $\pm$ 300 (écart-type).

5.2.4 Mesure du bruit électronique

Les données du bruit électronique correspondent aux données prises sans aucune lumière. En raison de l'absence d'éclairement, on observe, après numérisation, une ligne de base qui fluctue appelée *pedestal* (notée *ped*). Dans ce cas, le spectre des charges brutes des événements est une gaussienne dont la moyenne $\bar{Q}_{ped}$ est le niveau de bruit et sa largeur σ_{ped} reflète les fluctuations électroniques. Le niveau de bruit du PMT et de la chaîne d'acquisition doivent respecter le rapport signal sur bruit de ~ 0.2 qui est un rapport suffisant qui permet toujours la détection de photoélectrons individuels. Si la gaussienne est trop large, elle risque d'empiéter sur les événements produits par des photoélectrons uniques.

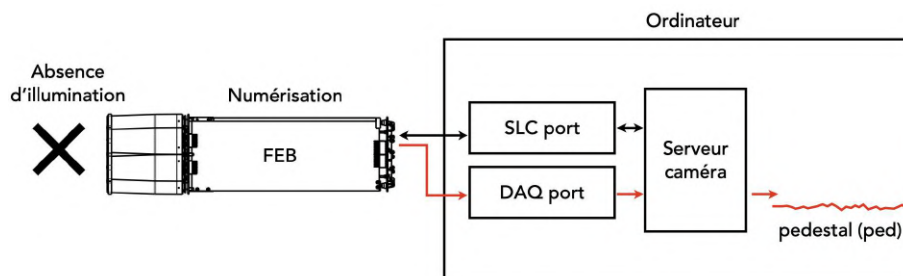


FIGURE 5.14 – Le pedestal (©A. Tsiaghina, IRAP).

Dans le cadre des mesures réalisées avec le banc de test, il y a deux valeurs de bruit : le bruit à basse tension (HT = 0-100 V) et celui avec la HT nominale (aux alentours de ~ 1000 V, voir Figure 5.9). Les fluctuations σ_{ped} ne doivent pas beaucoup varier en fonction de la haute

tension pour que les PMTs puissent être acceptés sur la caméra. Un bruit électronique trop grand (rapport signal sur bruit supérieur à la spécification CTA) est signe de moindre performance et doit être détecté pour que le DU soit écarté avant l'intégration dans la NectarCAM.

5.2.4.1 Bruit électronique à 0 et à 100 V

Le bruit électronique sans haute tension (0V) dépend en majorité de la température. La température environnante de la salle noire où se déroulent les tests est stabilisée en moyenne à 18°C avec un écart maximal de 2°C. Les capteurs de température des FEBs ont enregistré en moyenne 29.7°C avec un minimum de 21.8°C et un maximum de 36.2°C durant les tests. Les acquisitions de bruit électronique à 0 V et à 100 V contiennent 2000 événements pour chaque pixel. Les fluctuations du bruit sont estimées lors du *sanity check* (voir section 5.2.1). Elles sont mesurées en ADC sur une fenêtre de 16 ns (mesure de l'écart-type). Lorsque les PMTs sont à 0V, l'oscillateur du CW n'est pas alimenté. La Figure 5.15 montre l'histogramme des fluctuations du bruit électronique des 1855 photodétecteurs de la caméra QM à 0 V avec une fluctuation moyenne de 13.3 ADC. La Figure 5.16 montre la distribution des fluctuations du bruit électronique des photodétecteurs de la caméra QM à 100 V avec une fluctuation moyenne de 13.3 ADC. Les écart-types sont de 0.3 ADC dans les deux cas. Ce qui signifie que les basses hautes tensions n'influent pas sur le bruit électronique. Les fluctuations de bruit mesurées sans l'ensemble PMT-HVPA, dans la chaîne d'acquisition (IB, ACTA, NECTAr chip, voir Figure 2.7) sont en moyenne de 8,8 ADC avec un écart-type de 0.3 ADC.

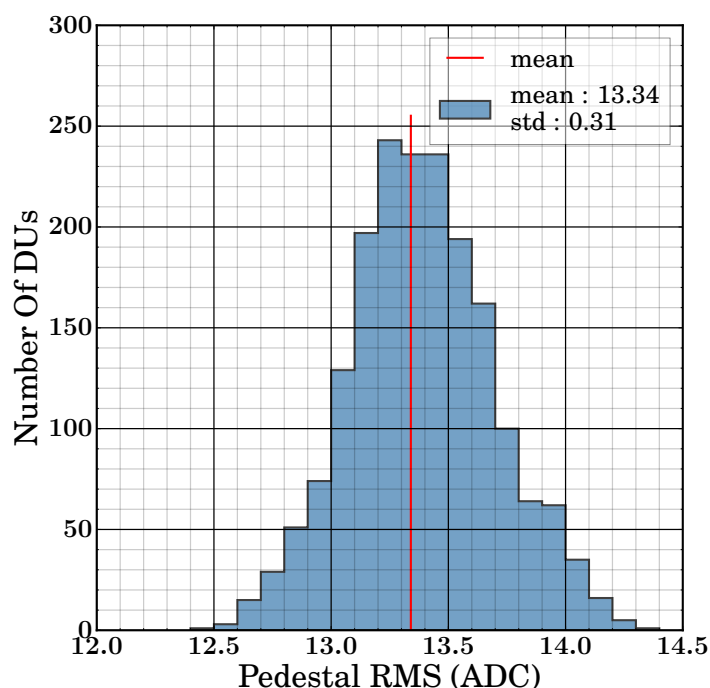


FIGURE 5.15 – Distribution des fluctuations du bruit électronique des photodétecteurs de la caméra QM à 0 V.

Lorsqu'on alimente les PMTs en "low voltage" à 100V, l'oscillateur du CW est alimenté. Le

bruit est donc le bruit électronique additionné du bruit parasite récupéré par le PACTA qui est l'image de l'oscillateur sur le circuit de mesure. Ce signal d'oscillation (en moyenne 80 Hz) est filtré avec un circuit CR (Condensateur Résistance, filtre passe haut) pour l'atténuer dans le signal de mesure.

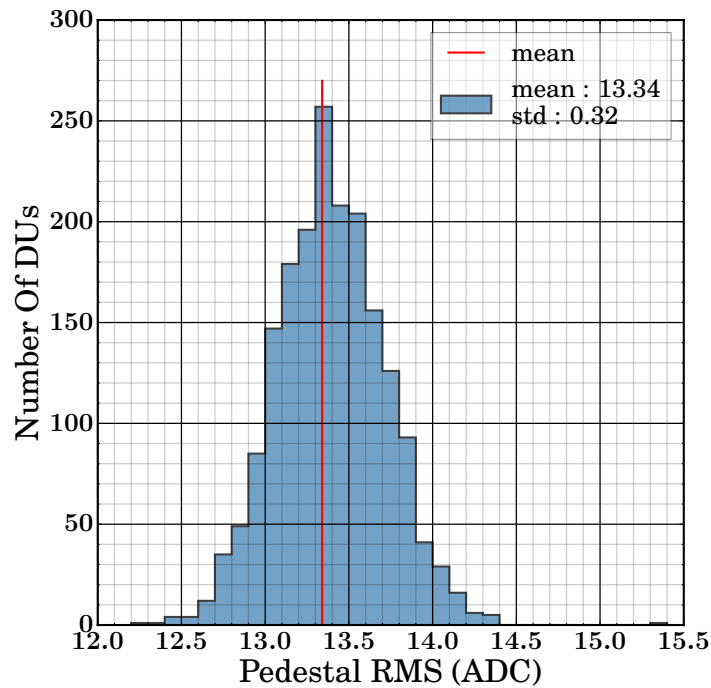


FIGURE 5.16 – Distribution des fluctuations du bruit électronique des photodétecteurs de la caméra QM à 100 V.

5.2.4.2 Bruit électronique à haute tension nominale

À la HT nominale, nous faisons une acquisition de 100000 événements de bruit électronique pour chaque pixel. Leurs fluctuations sont ensuite estimées en calculant l'écart-type sur une fenêtre de 16 ns. La Figure 5.17 montre la distribution des fluctuations du bruit électronique des photodétecteurs de la caméra QM à HT nominale. On observe une moyenne de 14,7 ADC avec un écart-type de 0,3 ADC et des valeurs maximales à $\sim 16,5$ ADC. À haute tension, puisque le circuit CW d'alimentation du PMT utilise un oscillateur (voir Figure 2.12), ce bruit d'oscillation pollue le signal d'anode par induction et génère un bruit périodique¹. Cependant, même filtré par notre électronique (tous les oscillateurs des cartes HVPAs sont munis d'un filtre RC), il n'est pas possible d'éliminer complètement ce bruit. Il est minimisé afin de respecter l'exigence du rapport signal sur bruit spécifiée par CTA. La valeur limite de seuil de sélection paramétrée dans notre banc de test est de 16.75 ADC pour être à 25 % du pic SPE du spectre photo-électron qui se situe aux alentours de 67 ADC (charge nette).

1. Notre collègue Steve Fegan a mis en évidence une faible composante périodique dans le bruit dans les mesures réalisées avec le prototype de la NectarCAM à l'IRFU.

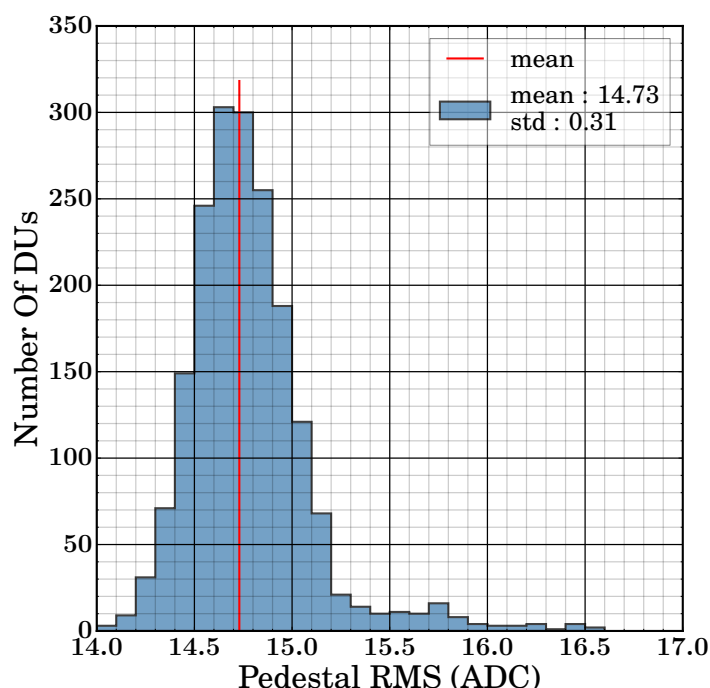


FIGURE 5.17 – Distribution des fluctuations du bruit électronique photodétecteurs de la caméra QM à HT nominale — écart-types sur une fenêtre de 16 ns.

La population de photodétecteurs qui ont un niveau de bruit électronique fluctuant avec des écart-types de plus de 15,5 ADC font partie de ceux qui sont moins bons. À ce jour, nous n'avons pas une explication précise de l'origine de ces fluctuations extrêmes. Elles peuvent être induites par l'oscillateur du CW, un bruit parasite récupéré par couplage champ électrique à la broche de l'anode ou bien par des défauts particuliers de compatibilité électromagnétique de l'électronique. Cependant ces DUs sont sous la valeur limite de seuil de sélection (16,75 ADC).

5.2.5 Test de la tenue au bruit de fond du ciel NSB

Il y a aussi une autre source de bruit qui est le bruit lumineux généré par des photons parasites (étoiles, astres, etc ...), durant les observations dans les conditions réelles, qu'on appelle le bruit de fond du ciel nocturne, en anglais le *Night Sky Background* (NSB). Suivant son intensité, ce bruit peut faire varier le gain d'un photomultiplicateur. Le test de la tenue au bruit de fond du ciel consiste à s'assurer que les variations du gain, dues au NSB, restent inférieures à un seuil fixée par les spécifications, dans une gamme bien précise d'intensité de NSB.

5.2.5.1 Le *Night Sky Background* (NSB)

Lorsque le PMT est soumis au flux de photons continu, un certain nombre de photoélectrons pénètre dans le tube photomultiplicateur et crée un train d'impulsions de sortie (voir

(A) Figure 5.18). Le résultat réel d'acquisition obtenu par la chaîne de mesure est un courant continu *Direct Current* (DC) avec une fluctuation (voir (B) Figure 5.18). Pour mesurer le taux de NSB (ph.e./s, généralement exprimé en Hz), nous utilisons la **méthode de comptage avec la variance**, dans une fenêtre de temps donnée (voir chapitre 4, section 4.2, partie 4.1, Équation 1). Cette formule est basée sur le fait que la variance de la ligne de base (fluctuation σ_{ped}^2) augmente avec l'intensité de la lumière de fond du ciel nocturne (voir [43]). Pour ce test, il est nécessaire d'avoir des acquisitions d'événements de bruit électronique en plus des événements NSBs pour calculer la différence de variance. La Figure 5.19 montre les taux de NSB vus par les pixels en fonction de l'alimentation des 8 LEDs.

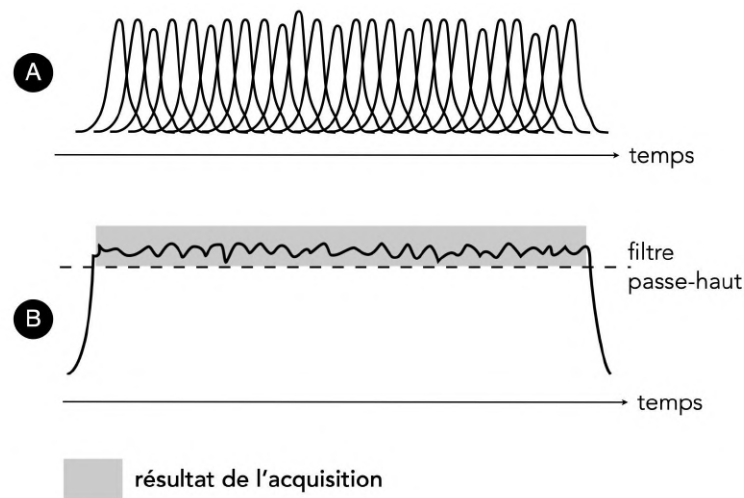


FIGURE 5.18 – La numérisation du *Night Sky Background* (NSB) — (A) train d'impulsions de sortie générées par le NSB et (B) le résultat de l'acquisition obtenu par la chaîne de mesure (©A. Tsiaghina, IRAP).

Le pedestal (ligne de base, voir illustration Figure 5.14) observé à la numérisation du signal est dans ce cas une combinaison du bruit électronique et du bruit NSB. Même dans la nuit, le ciel est pollué par du bruit lumineux (étoiles, voie lactée, etc...). Pour reproduire ces conditions, nous utilisons le système de simulation du NSB décrit dans le chapitre 3 (voir section 3.3.4.1), qui est équipé de 8 LEDs montées en parallèle et pilotables en tension. La Figure 5.19 montre les taux de NSB générés par ces dernières.

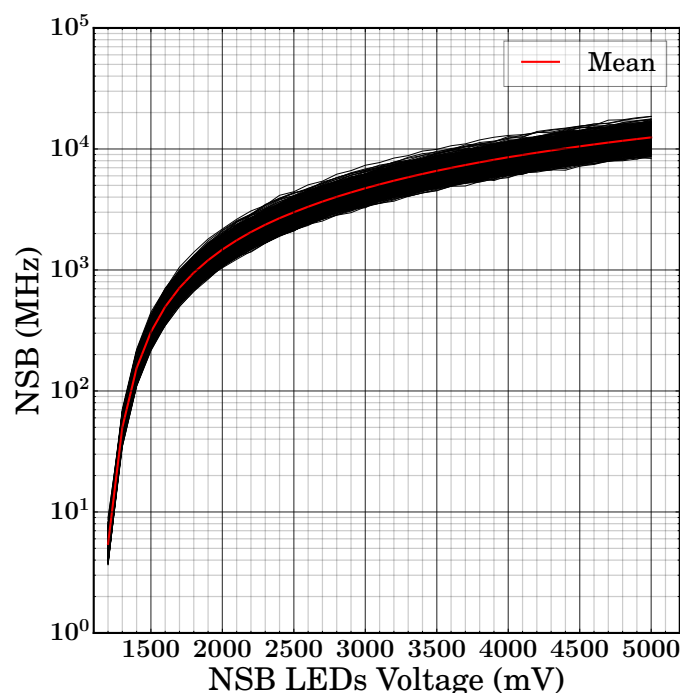


FIGURE 5.19 – Taux de NSB vs alimentation des LEDs vus par les 1855 photodétecteurs de la caméra QM — obtenus avec la méthode de calcul avec la variance (voir Équation 1 au chapitre 4, section 4.2, partie 4.1).

5.2.5.2 Stabilité du gain en fonction du taux de NSB

Le gain du photodétecteur varie avec le bruit de fond du ciel nocturne (voir section 5.2.5). Suivant les spécifications du projet, le gain des photomultiplicateurs doit être stable ($< 5\%$) pour des taux de NSB compris entre 100 MHz et 1GHz. Lors des opérations sur les sites de CTA, ces taux correspondent respectivement à des observations en dehors du plan galactique et des observations avec la lune dans le ciel. Il est donc nécessaire de vérifier que les gains sont stables avec les taux de NSB observables par la caméra. La répartition des tensions du circuit CW sur les différents dynodes est stable si la demande en courant est petite (dans le cas d'une faible luminosité continue ou des flashes). Cependant, avec un fort taux de NSB, la grosse demande en courant se traduit par une augmentation de l'amplification, conduisant à un accroissement du gain global du photodétecteur (voir [44]). En effet, dans notre cas, à un taux de NSB élevé, le circuit CW qui alimente le PMT a besoin de plus de courant pour la génération des grosses quantités d'émissions secondaires aux dernières dynodes. La tension à la dernière dynode baisse (loi d'Ohm) et il en résulte une différence de potentiel qui augmente alors entre les deux dernières dynodes. La tension photocathode-anode étant maintenue constante par asservissement sur la carte HVPA, la perte de tension à la dernière étage de dynode est redistribuée aux étages précédents, il y aura aussi une légère augmentation des différences de potentiel inter-dynodes à ces étages. La distribution de tension à chaque dynode change (voir Figure 5.20). Cette baisse de tension est surtout significative à la dernière dynode. Dans notre cas, cet effet a été minimisé en utilisant des résistances à faible impédance dans les dernières étages du circuit CW pour avoir un courant fort. Pour

d'autres applications où le PMT est soumis à une illumination continue, un circuit auxiliaire appelé *booster circuit* (voir [45] page 88, Figure 5-7) est branché aux deux derniers étages de multiplication afin d'avoir une meilleure linéarité du gain. La Figure 5.21 montre l'effet du NSB sur le gain du PMT. Plus le taux de NSB augmente, plus le gain augmente (voir région (A) Figure 5.21) jusqu'à un point de saturation où il "s'écroule" car le courant devient très important et le circuit n'est plus en mesure de fonctionner normalement (voir région (B) Figure 5.21). L'efficacité de collection de l'anode se dégrade au fur et à mesure que la tension entre la dernière dynode et l'anode diminue.

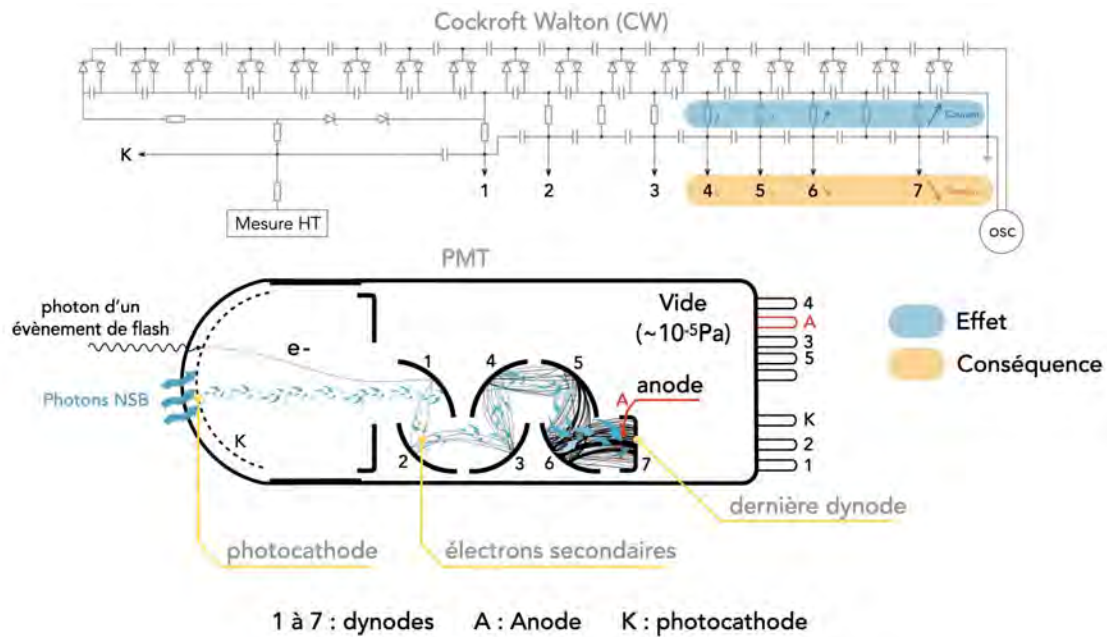


FIGURE 5.20 – Répercussion du NSB sur le gain du PMT — l'électronique a besoin de plus de courant pour la génération de l'énorme quantité d'électrons secondaires, les courants passant dans les résistances des dernières étapes de dynodes augmentent (Effet). Comme la HT à la photocathode est maintenue constante, les différences de potentiel entre dynodes précédentes sont augmentées car les tensions aux dernières étapes de dynodes diminuent (Conséquence), ce qui accroît le gain (©A. Tsiachina, IRAP).

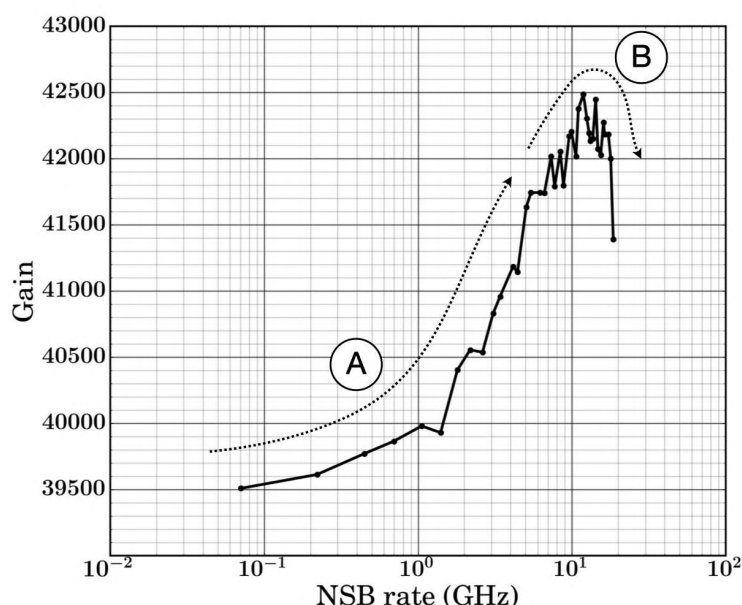


FIGURE 5.21 – Gain du PMT en fonction du taux de NSB — PMT R12992-100-05 (©A. Tsiahina, IRAP).

Pour mesurer le gain en fonction du taux de NSB, nous avons utilisé les 8 LEDs blanches pour la simulation du NSB et la nano LED générant des flashes de ~ 60 ph.e./flash (voir Figure 5.22). Un gain de référence est estimé par l'ajustement du spectre des charges obtenu à partir d'une des acquisitions en régime de basse intensité précédentes. En faisant varier uniquement le taux de NSB (intensité des 8 LEDs) de 0 à ~ 15 GHz, nous nous servons de la charge nette moyenne $\bar{Q}_{flash}$ mesurée avec les 10000 événements de flashes de ~ 60 ph.e. en guise de "traceur" du gain. Nous avons ensuite comparé les gains avec le gain obtenu à NSB = 300 MHz pour obtenir la variation de gain relative (voir résultats dans la Figure 5.23). Le cahier des charges du projet spécifie un maximum de 2 % de variation de gain relative dans la gamme en dessous de 1 GHz de taux NSB.

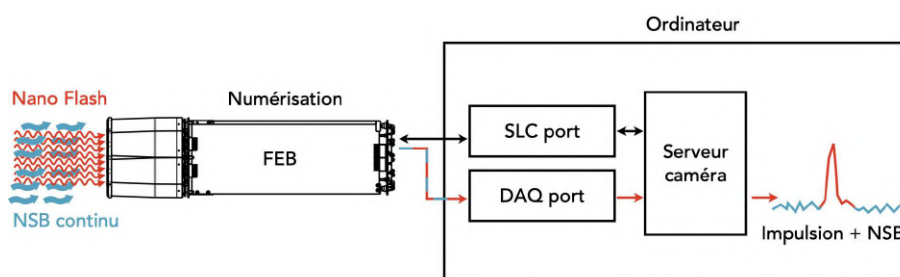


FIGURE 5.22 – L'acquisition du test NSB (©A. Tsiahina, IRAP).

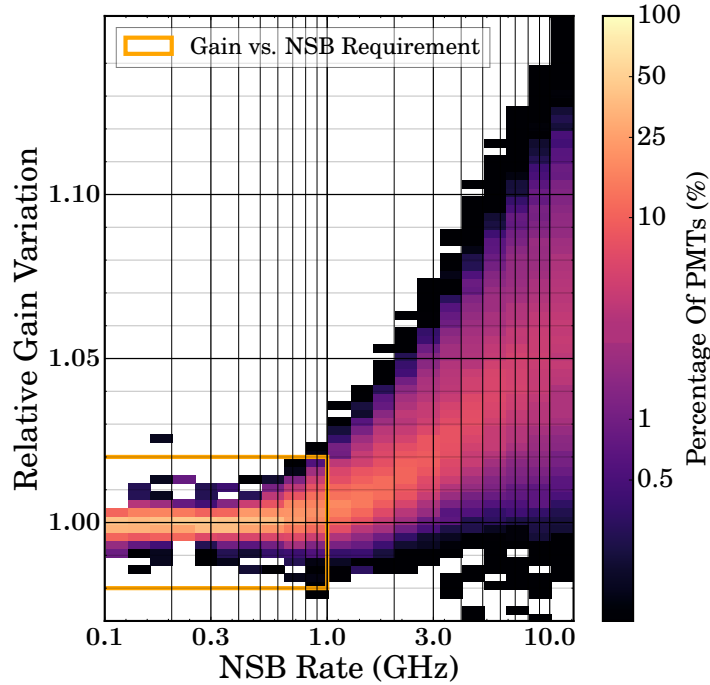


FIGURE 5.23 – Distribution de la variation relative du gain des photodétecteurs de la caméra QM en fonction du taux de NSB — Le rectangle orange indique la limite de variation de gain PMT de 2 %, en dessous d'un taux NSB de 1 GHz. La somme des entrées dans chaque colonne verticale est de 100%.

La quasi totalité des 1855 répondent à cette exigence, la stabilité en gain dans cette gamme de fréquence NSB est vérifiée.

5.2.6 Mesure de la résolution en charge

La résolution en charge impacte la précision de la mesure de l'énergie des rayons gamma lors des observations. La quantité de photons Cherenkov détectés est proportionnelle à l'énergie du rayon gamma incident qui produit la gerbe électromagnétique. Si l'émission Cherenkov associée à la gerbe électromagnétique est détectée par la caméra, la quantité de charges mesurée contient l'information sur l'énergie du gamma. L'incertitude de la mesure de la charge se traduit donc par une incertitude sur l'estimation de l'énergie du gamma. La résolution en charge est définie par $\sigma_Q/\bar{Q}$ avec σ_Q fluctuation (rms) de charges issues d'événements de même intensité lumineuse, et $\bar{Q}$ la charge moyenne de ces événements qui est la charge d'une impulsion moyenne.

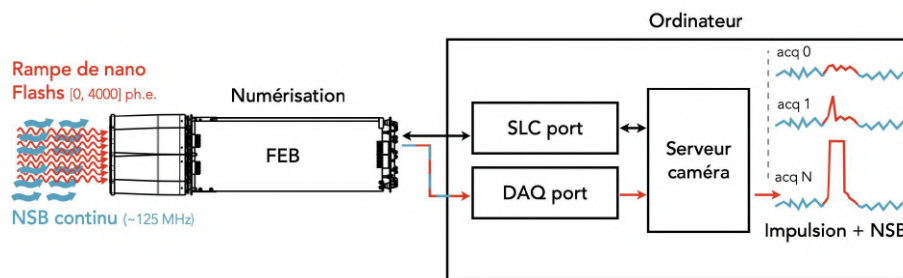


FIGURE 5.24 – L’acquisition du test de la résolution en charge (©A. Tsiachina, IRAP).

Pour ce faire, les PMTs sont réglés à leur HT nominale, nous injectons du bruit NSB de ~ 114 MHz avec un écart-type de 18 MHz qui dépend de leur position sur le banc de test (voir Figures 3.7, 3.16 et 5.25) pour simuler une condition d’observation spécifiée par CTA ([22]). Nous illuminons ensuite les FPMs avec des flashes d’intensités lumineuses croissantes de 0 à 4000 ph.e. (voir la gamme dans la Figure 3.17). Un filtre à densité neutre ND est utilisé uniquement pour la génération des faibles luminosités (voir Figure 3.1 et Figure 3.6). En plaçant le filtre devant la nano LED, la quantité de lumière sortante est réduite de façon plus importante pour avoir des évènements allant de 1 jusqu’à ~ 200 photoélectron(s). Nous déclenchons des acquisitions de 5000 évènements par intensité de flash. Les voies HGs (voir chapitre 2 section 2.2 et Figure 3.17) saturent pour des charges supérieures à ~ 200 ph.e. et le traitement se fait donc avec les voies LGs pour les charges dépassant les ~ 150 ph.e. pour avoir un recouvrement des deux voies (voir chapitre 4, section 4.2, partie 4.2). L’estimation de la quantité de photoélectrons par intensité lumineuse est faite avec le gain nominal du PMT, obtenu précédemment (voir section 5.2.2). Les charges en photoélectrons, mesurées avec les impulsions de la voie LG sont obtenues avec le rapport HGs/LGs calculé dans la gamme recouvrement en charge des deux voies (voir chapitre 4, section 4.2, partie 4.2). Nous comparons ensuite la courbe de la résolution en charge avec des courbes de limites théoriques simulées partir des charges de photoélectrons.

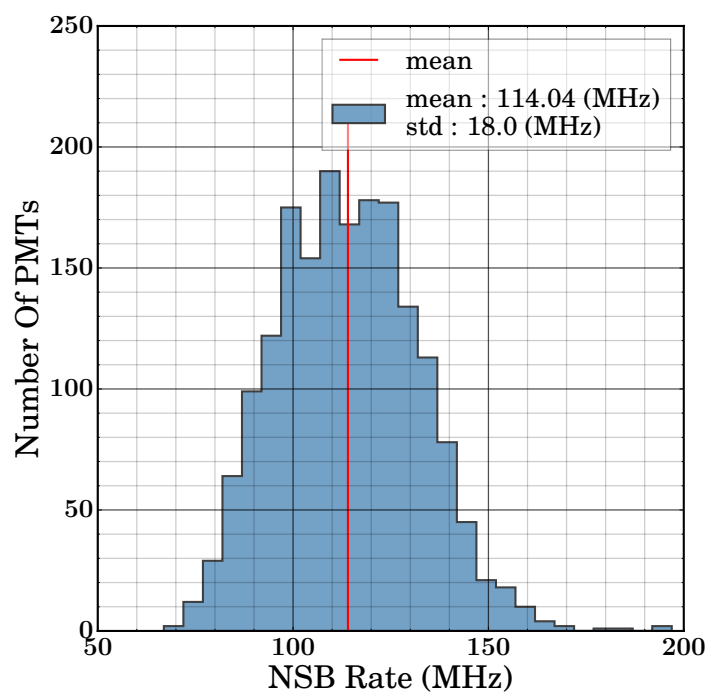


FIGURE 5.25 – Distribution des taux de NSB injectés pour le calcul de la résolution en charge pour les 1855 PMTs
— La ligne rouge indique la moyenne 114.04 MHz avec un écart-type de 18 MHz.

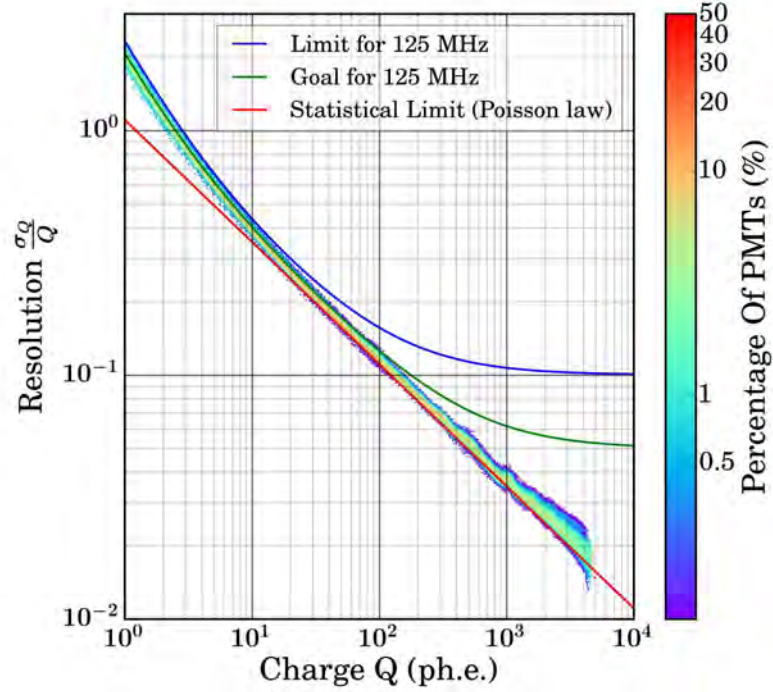


FIGURE 5.26 – Distribution de la résolution en charge des photodétecteurs de la caméra QM mesurée avec un taux NSB de 114.04 ± 18 MHz. — La ligne rouge indique la limite statistique, la courbe verte notre objectif et la courbe bleue la limite pour 125 MHz. La somme des entrées dans chaque colonne verticale est de 100%.

La résolution s'améliore ($\sigma_Q/\bar{Q}_{flash}$ diminue) lorsque le nombre de photons incidents augmente. La résolution est ainsi meilleure pour des flashes de haute intensité car les fluctuations sont négligeables par rapport aux charges moyennes. À faible taux de photo-électrons, ce sont les fluctuations du bruit (électronique + NSB) qui dominent par rapport aux charges calculées. Pour cette mesure de la résolution, nous ne prenons pas en compte les autres effets systématiques possibles qui pourraient dégrader la résolution de charge globale lorsque les PMTs sont installés dans la caméra, comme, par exemple, les variations des niveaux de piédestal et des gains des PMTs avec la température, qui conduisent à une estimation inexacte des charges.

Dans la plage des charges supérieures à 200 ph.e. il y a une ondulation qui est due aux bits manquants (*missing codes*) dans la numérisation de la voie LG. Cela signifie que, lorsque la tension d'entrée à numériser dans la puce NECTAr est balayée sur sa plage, toutes les combinaisons de codes de sortie n'apparaissent pas à la sortie du convertisseur (voir Figure 5.27).

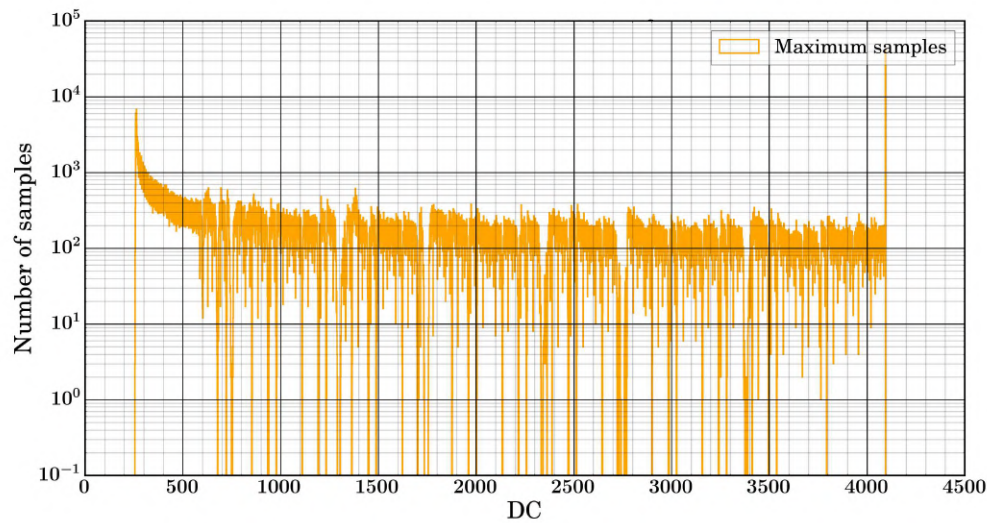


FIGURE 5.27 – Nombre d’occurrences de mots binaires (codes) par rapport à la valeur décimale de chaque mot du convertisseur NECTAr 12-bits sur la voie LG — histogramme fait en prenant la valeur maximale en Digital Count (DC) des échantillons de chaque événement numérisé dans la gamme [0;4000] ph.e. — les bits manquants (*missing codes*) sont ceux sans occurrences.

Une des manières de corriger ce défaut est de souder une diode (BAT64) à l’entrée de la voie LG du convertisseur. La Figure 5.28 montre qu’il n’y a plus de mots manquants après cette correction.

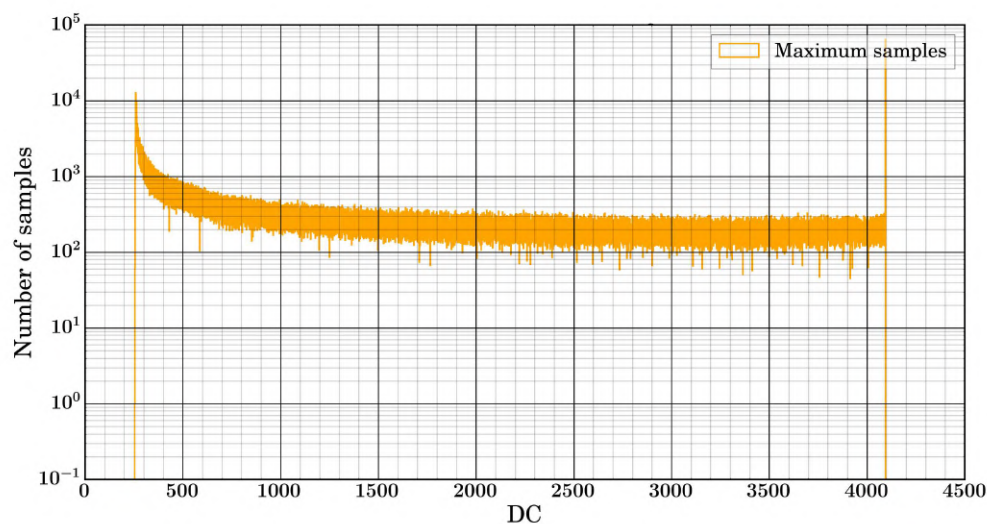


FIGURE 5.28 – Nombre d’occurrences de mots binaires (codes) par rapport à la valeur décimale de chaque mot du convertisseur NECTAr 12-bits sur la voie LG après correction — histogramme fait en prenant la valeur maximale en Digital Count (DC) des échantillons de chaque événement numérisé dans la gamme [0;4000] ph.e.

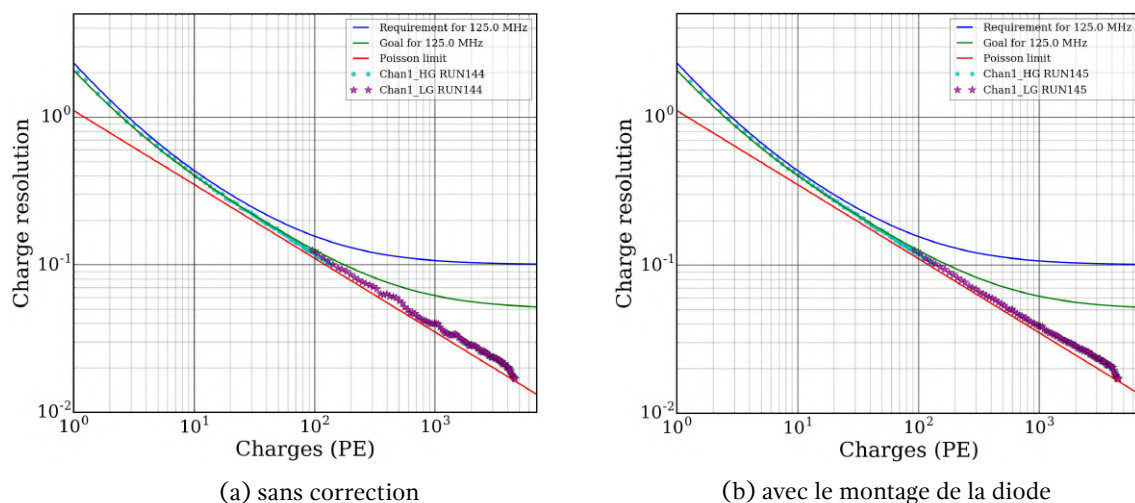


FIGURE 5.29 – Résultats de la correction du défaut de la voie LG lié aux bits manquants. Dans (a), on remarque la présence d'ondulations sur la voie LG (en violet) liées aux bits manquants. Dans (b), on observe qu'il n'y a plus d'ondulations après correction du circuit avec le montage de la diode BAT64.

Cette correction élimine les ondulations sur la voie LG, mais elle produit des désavantages sur la voie HG. Lorsque nous comparons les impulsions avant et après correction sur la voie HG, on remarque une baisse d'amplitude et du niveau de saturation à ~ 150 ph.e. (voir Figure 5.30). Dans la prochaine version de la puce NECTAr, ce défaut sera corrigé. Ce défaut produit une erreur systématique sur la valeur de la charge LG mais cette erreur est de 2 %, ce qui n'impacte pas nos conclusions.

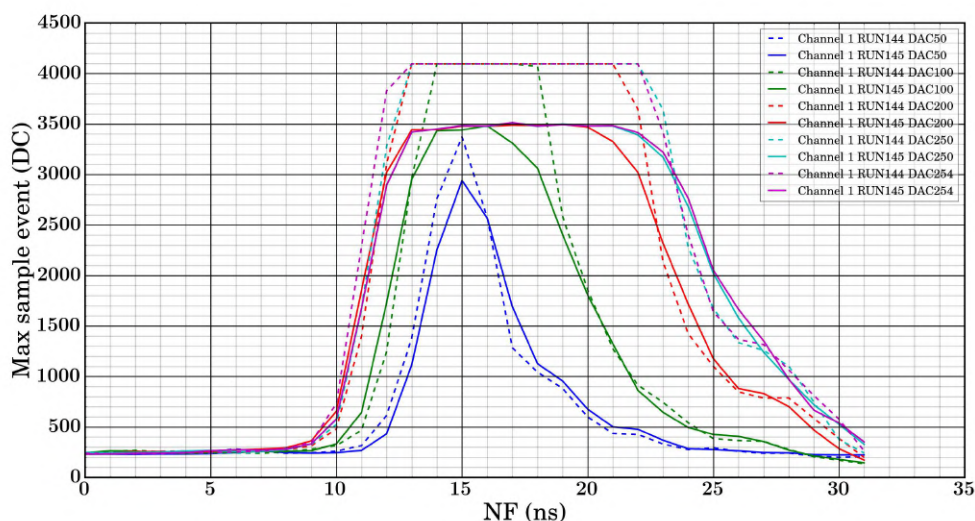


FIGURE 5.30 – Comparaison des impulsions de régime haut sur la voie HG avant et après la correction des bits manquants — Les courbes en pointillés sont les numérisations des impulsions avant correction et celles en lignes sont les numérisations des impulsions après la correction — La saturation de la voie HG baisse à ~ 3500 DC (~ 150 ph.e.) contre 4095 DC (~ 200 ph.e.) sans correction — il n'y a plus d'erreurs de bits manquants.

Dans la gamme de recouvrement en charge des deux voies, lorsque le filtre ND est placé devant la nano LED, nous avons estimé les rapports HG/LG des photodétecteurs en faisant une moyenne pondérée avec un coefficient de pondération M . Dans cette gamme, nous avons sélectionné les charges allant de ~ 30 ph.e à ~ 100 ph.e. (voir la plage du Flash LED Pulser DAC=[90-120] dans la Figure 3.17 au chapitre 3). La formule est la suivante :

$$\hat{R}_{hg/lg} = \frac{\sum_{n=30}^{100} M(n) \times \frac{\bar{Q}_{hg}(n)}{\bar{Q}_{lg}(n)}}{\sum_{n=30}^{100} M(n)} \quad (5.2)$$

$$M(n) = \frac{1}{\sigma_{\hat{R}_{hg/lg}}(n)^2} = \frac{1}{\left(\frac{\bar{Q}_{hg}(n)}{\bar{Q}_{lg}(n)} \times \sqrt{\left(\frac{\sigma_{Q_{hg}}(n)}{\bar{Q}_{hg}(n)} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{Q_{lg}}(n)}{\bar{Q}_{lg}(n)} \right)^2} \right)^2} \quad (5.3)$$

Avec n le nombre de photoélectrons tel que $n \in [30; 100]$ ph.e. La pondération M prend en compte les précisions sur les charges mesurées sur les voies HG et LG (résolutions $\frac{\sigma_{Q_{hg}}(n)}{\bar{Q}_{hg}(n)}$ et $\frac{\sigma_{Q_{lg}}(n)}{\bar{Q}_{lg}(n)}$). La Figure 5.31 montre la distribution des rapports estimés $\hat{R}_{hg/lg}$ des photodétecteurs du QM. La moyenne est de 13,67 avec un écart-type de 0,31.

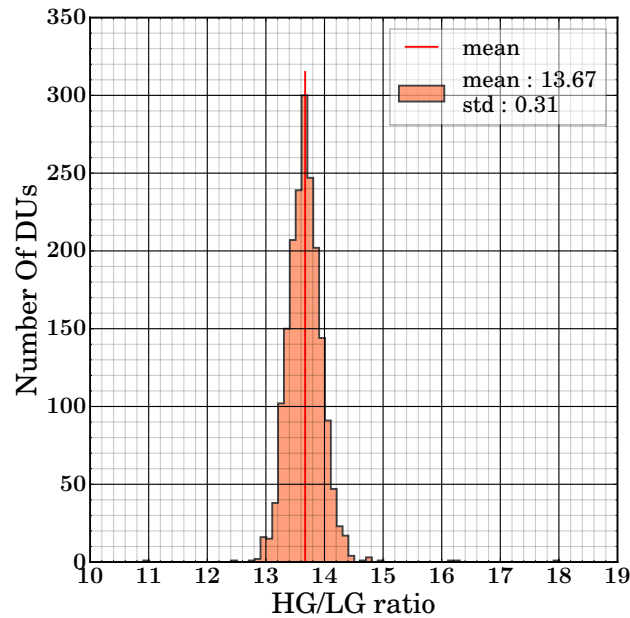


FIGURE 5.31 – Distribution des rapports HG/LG des photodétecteurs de la caméra QM — mesurés avec un taux NSB de 114.04 ± 18 MHz dans la gamme ~ 30 -100 ph.e. — La ligne rouge indique la moyenne de 13,67 avec un écart-type de 0,31.

5.2.7 Mesure du taux des afterpulses

Il est impossible d'avoir le vide absolu dans un PMT. L'intérieur du tube est soumis à une pression résiduelle de 10^{-5} à 10^{-6} Pa. Même à ces très basses pressions, le gaz résiduel à l'intérieur du photomultiplicateur ne peut pas être ignoré. Les photoélectrons peuvent rentrer en collision avec les molécules du gaz résiduel. L'afterpulse est une post-impulsion causée par des ions positifs créés par l'ionisation de ce gaz résiduel par un signal initial. Il survient donc dans un second temps. Les ions positifs qui sont créés vers la photocathode ou entre les dynodes vont produire plusieurs électrons secondaires. Ils engendrent à leur tour d'autres électrons secondaires qui vont créer une nouvelle impulsion de courant à l'anode. L'afterpulse est une impulsion "fantôme" qui survient, a posteriori, quelques dizaines de nanosecondes à quelques microsecondes après l'impulsion de courant créé par un photon. Cette impulsion fantôme peut causer des erreurs de mesure durant des opérations d'acquisitions. Au niveau de la caméra, un évènement d'afterpulse a une chance quasi nulle d'activer le trigger Lo (voir chapitre 2, section 2.2) dû au fait que le signal de déclenchement Lo est validé par la contribution ou la majorité des 7 pixels du FPM. La Figure 5.32 illustre le phénomène d'afterpulse dans un PMT.

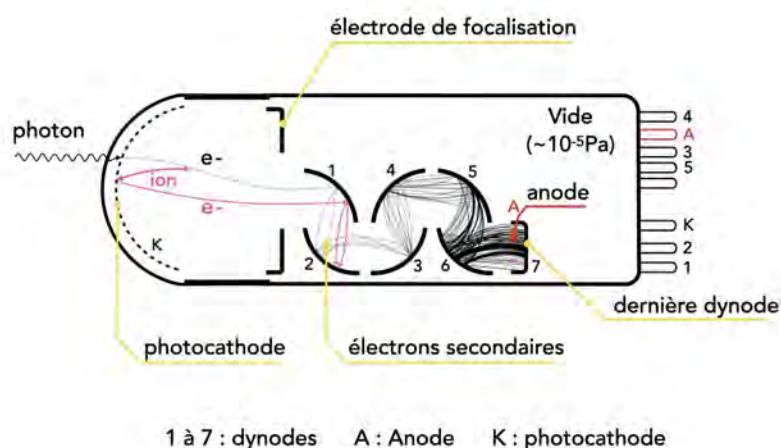


FIGURE 5.32 – L'afterpulse — en rose l'ion, créé par collision d'un photoélectron avec une molécule du gaz résiduel à l'intérieur du PMT, va par la suite engendrer un électron puis des électrons secondaires qui vont se multiplier pour créer le phénomène de l'afterpulse (©A. Tsiaghina, IRAP).

Comme l'afterpulse relève d'un évènement aléatoire, la technique que nous utilisons pour estimer sa probabilité est de faire une acquisition de 4 millions d'évènements par pixel pour en observer suffisamment afin d'évaluer correctement leur probabilité. Les PMTs doivent un taux d'afterpulse inférieur à 2×10^{-4} pour des intensités supérieures à 4 ph.e. (voir [28]). Les afterpulses ont un impact direct sur le seuil d'énergie d'une caméra Cherenkov (voir [46]).

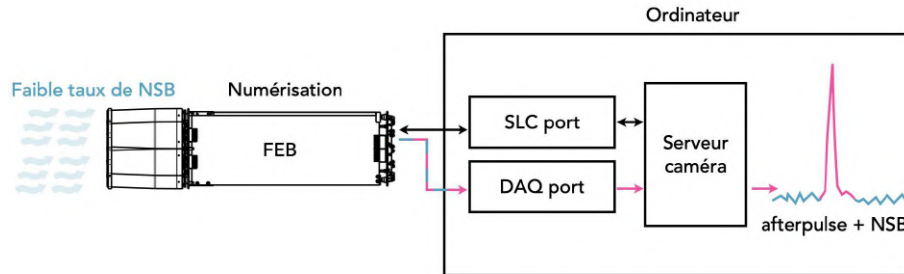


FIGURE 5.33 – L'acquisition du test afterpulse (©A. Tsiachina, IRAP).

Pour ce faire, les LEDs NSB sont alimentées à 1200 mV soit une gamme de 4-10 MHz (voir Figure 5.19) pour avoir des chances qu'un photo-électron produit dans le PMT génère un afterpulse après avoir ionisé une particule du gaz résiduel. L'évènement d'afterpulse se distinguera des autres évènements de par son amplitude (voir Figure 5.33). Cet évènement est un défaut du PMT. Les résultats des taux d'afterpulse des PMTs de la caméra QM pour un gain de 40k sont présentés dans la Figure 5.34. Pour estimer les taux d'afterpulse des PMTs, la méthode utilisée est expliquée dans le chapitre 4, section 4.2, partie 4.4.

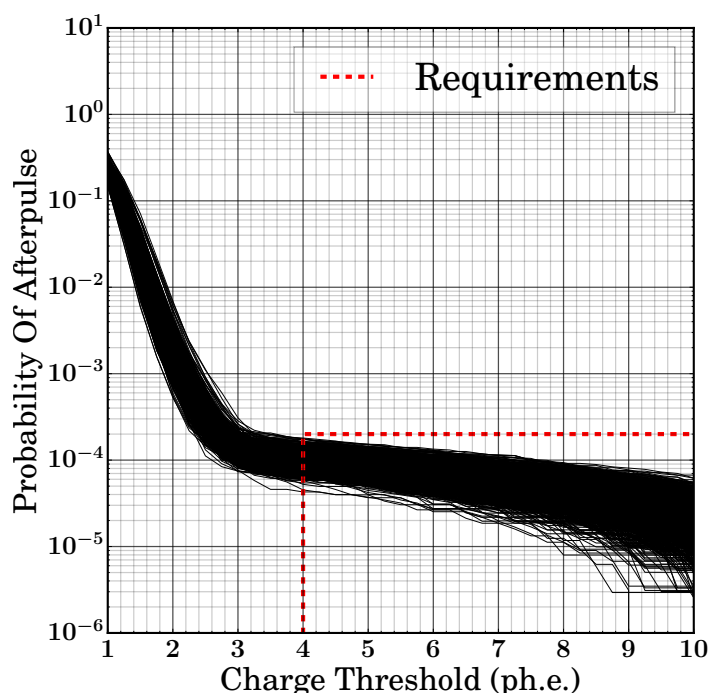


FIGURE 5.34 – Probabilités d’afterpulse pour les 1855 PMTs de la caméra QM mesurées à un gain de 40k. La ligne pointillée montre la limite : un taux d’afterpulse inférieur à 2×10^{-4} lorsque le seuil d’impulsion est réglé à 4 ph.e.

La totalité des 1855 pixels sont sous le seuil limite exigé (en pointillés rouge sur la Figure 5.34). Le changement de pente à la charge seuil de ~ 3 ph.e. est dû à la superposition de deux distributions : premièrement celle des photo-électrons produits par l’éclairement continu du NSB dans le domaine des charges faibles et deuxièmement celle des photo-électrons produits par les afterpulses dans le domaine des charges élevées. En raison de leur masse élevée, les ions accélérés qui produisent ces événements génèrent en moyenne un plus grand nombre de photo-électrons. Cela explique pourquoi la distribution est étendue vers les valeurs de charge ph.e. élevées. Les taux d’afterpulse sont donnés par Hamamatsu pour 10% des photo-détecteurs (186 pixels choisis par échantillonnage) et mesurés à un gain de 100k (voir Figure 5.35). Les taux fournis par Hamamatsu sont mesurés en comptant le nombre d’apparition d’un afterpulse après avoir généré un flash sur le PMT. Comme les afterpulses apparaissent sur une plage de 0 à 16 μ s après le signal initial, il est impossible de faire ce type de mesure avec nos 32 ns de temps d’acquisition. La distribution des taux mesurés par Hamamatsu a une intersection de ~ 40 % avec nos mesures sur les 1855 PMTs (voir Figure 5.35).

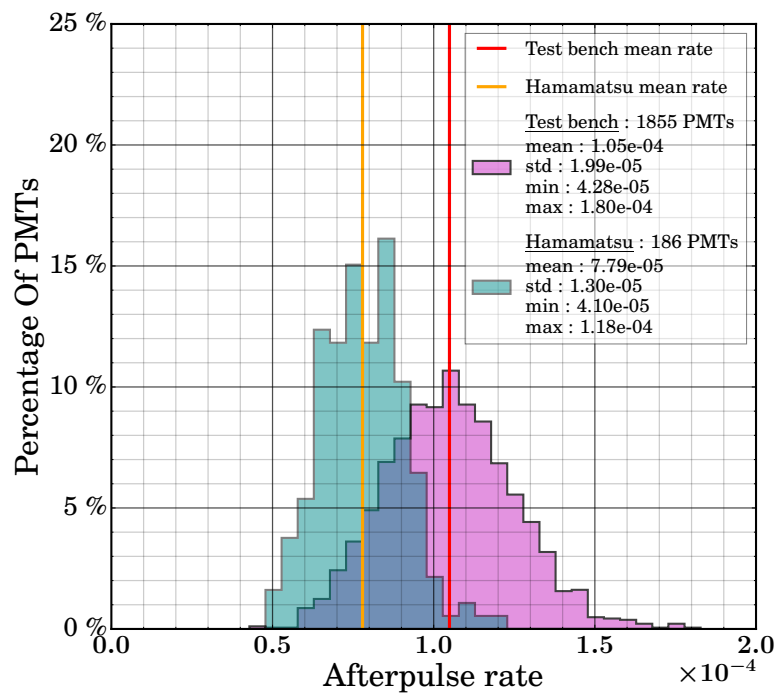


FIGURE 5.35 – Probabilités d’afterpulse pour 186 PMTs de la caméra QM mesurées par Hamamatsu à un gain de 100k et les celles des 1855 PMTs mesurées par le BTFPM2 à 40k au seuil d’impulsion de 4 ph.e.

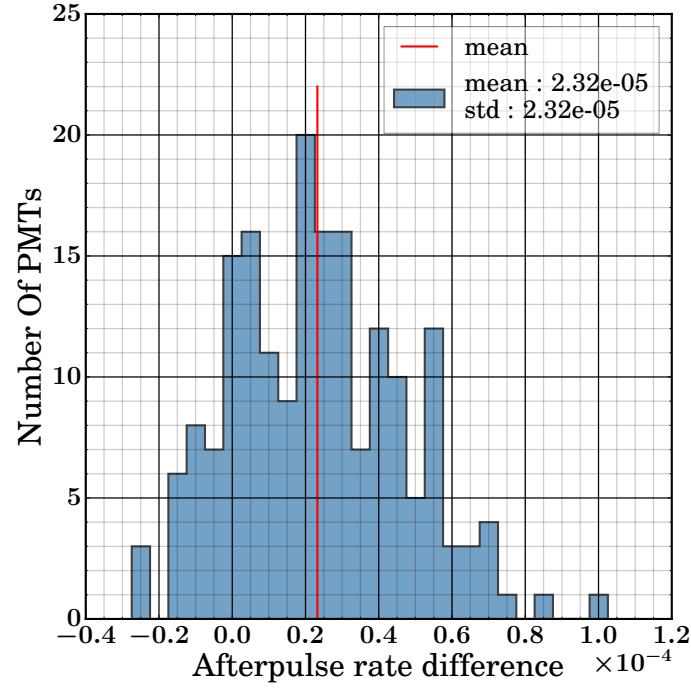


FIGURE 5.36 – Différences des probabilités d’afterpulse pour 186 PMTs de la caméra QM mesurées par Hamamatsu à un gain de 100k avec celles mesurées par le BTfPM2 à 40k au seuil d’impulsion de 4 ph.e. — la ligne rouge montre une moyenne de 2.29×10^{-5} avec un écart-type de 2.32×10^{-5} .

Pour ces 186 pixels, en faisant la différence de nos taux avec ceux spécifiés par Hamamatsu, nous obtenons une différence moyenne de 2.29×10^{-5} avec un écart-type de 2.32×10^{-5} . Nos probabilités estimées avec le banc de test sont donc en moyenne $\sim 22\%$ plus grand que celles mesurées par Hamamatsu pour ces échantillons. Cependant, les taux d’afterpulse que nous mesurons sont en accord avec les exigences CTA. Ils sont aussi en accord avec les mesures que nous avons faites sur un échantillon des 61 FPMs de la caméra prototype (voir chapitre 4, section 4.2, partie 4.4, Figure 14 et les évaluations dans [28], [32] et [42] pour CTA). Puisqu’on injecte du bruit de fond dans notre méthode d’estimation des taux, il y a une contribution du NSB qui augmente légèrement la probabilité à 4 ph.e. Les taux réels sont plus bas si l’on compte la probabilité d’afterpulse après la détection d’un photon unique.

5.2.8 L'efficacité quantique : estimation via la *cathode blue sensitivity index*

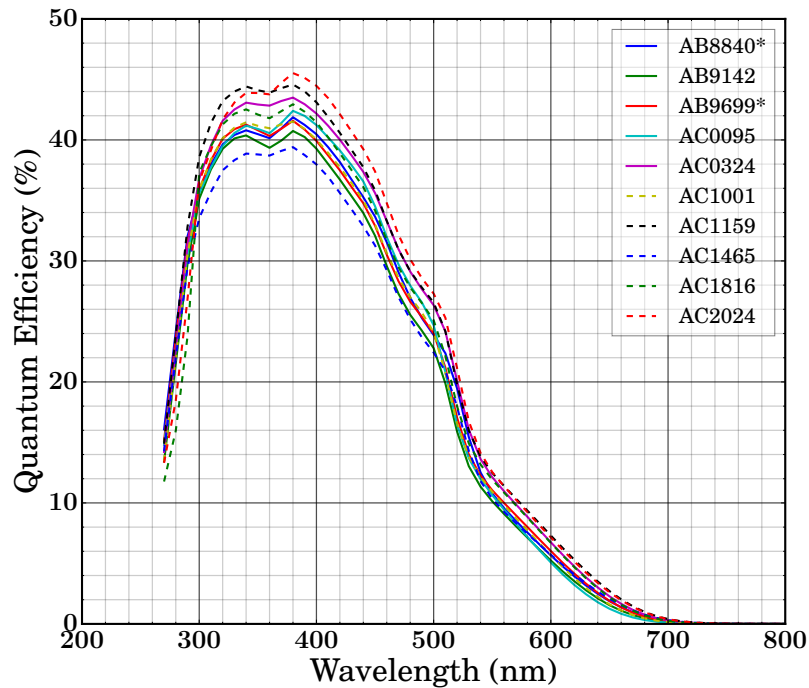


FIGURE 5.37 – Efficacités quantiques (QE) vs la longueur d'onde (λ) de 10 PMTs — les 2 numéros de série marqués par un "*" (voir légende) sont les échantillons de la caméra prototype, les 8 restants sont ceux de la caméra QM (données Hamamatsu).

La probabilité qu'un photoélectron soit généré lorsqu'un photon arrive à la surface de la photocathode est appelée efficacité quantique. La *cathode blue sensitivity index* appelée aussi *Corning Blue sensitivity* (CB) est un indicateur du courant photoélectrique, mesurée sur un PMT, obtenue avec lumière incidente passant à travers un filtre bleu passe-bande CS-5-58 (pic à $\lambda = 400$ nm). Puisque le flux lumineux passe à travers un filtre, cette sensibilité ne peut pas être exprimée en lumen (voir [47] et [48] p. 33). Parfois, il est donné en microampères par "lumen bleue", mais il vaut mieux éviter cette description. Cet index est un élément de comparaison entre des PMTs ayant des mêmes réponses spectrales. Les rapports de tests fournis par Hamamatsu à la livraison des PMTs, donnent les valeurs CB pour chaque PMT.

Sur les 2282 PMTs livrés à l'IRAP (1855 + 427), les efficacités quantiques *peak Quantum Efficiency* (QE) ont été mesurées par Hamamatsu pour seulement 2 PMTs sur 427 photodétecteurs de la caméra prototype ($\sim 0,5\%$) et 8 PMTs pour les 1855 pixels de la caméra QM ($\sim 0,4\%$). Ces mesures sont représentées dans la Figure 5.37. Nous avons fait une estimation empirique approximative du *peak QE*s par le produit $CB \times 2,8$ (voir [48] p. 34) avec le facteur 2,8 obtenu avec le rapport moyen $\langle QE_i/CB_i \rangle, i \in [1, 1150]$ de 1150 PMTs pour les MST et LST (voir Annexe C). Le numéro CB est toujours pertinent pour le classement ou à des fins de spécifications. Hamamatsu l'utilise également comme critère de sélection des PMTs pour CTA.

Les efficacités quantiques fournies sont cohérentes avec les mesures des taux de NSB. Sachant que nous connaissons la puissance lumineuse associée à chaque position de pixel dans notre banc de test (voir Figure 3.16) et les spectres mesurés des 8 LEDs (voir Figure 3.14). Pour cela, nous avons comparé les taux calculés avec les efficacités quantiques et les 10 PMTs sur le banc de test. Ces mesures ont été faites dans le cadre d'un stage, que j'ai co-encadré, sur la détermination d'un modèle permettant d'estimer le taux de NSB (voir **Annexe C**).

En estimant les efficacités quantiques de pic (à 400 nm) des 1855 PMTs calculées à partir des valeurs CB, nous constatons deux groupements : (i) les PMTs *High peak QE* et (ii) les PMTs *Low peak QE* (voir Figure 5.38). Lors de l'intégration dans la NectarCAM, on peut suggérer que les FPMs ayant une moyenne (sur 7 pixels) des efficacités quantiques grandes seront au centre et les faibles moyennes seront aux bords du plan focal. Les Figures 5.39 et 5.40 montrent les *peak QE* des pixels respectivement avant et après réarrangement par efficacités quantiques moyennes.

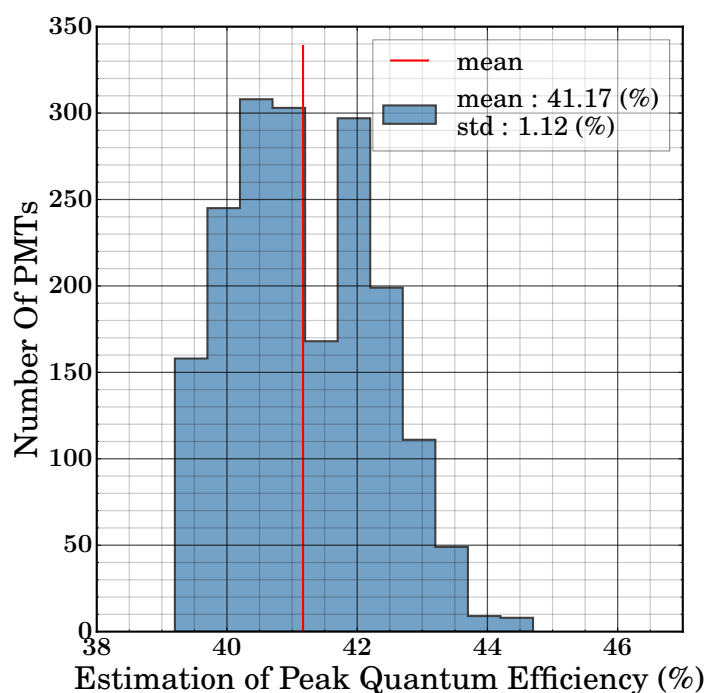


FIGURE 5.38 – Histogramme des efficacités quantiques maximales estimées des 265 FPMs — estimation via la cathode blue sensitivity index (données Hamamatsu).

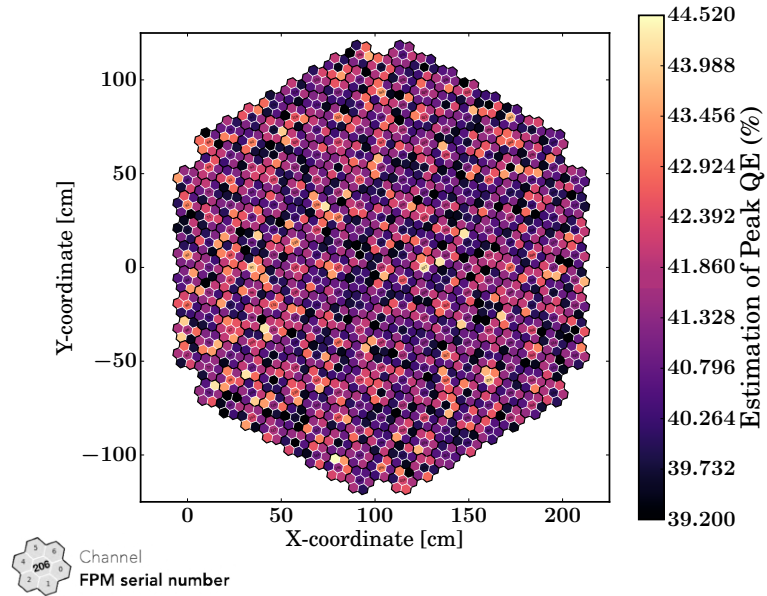


FIGURE 5.39 – Distribution spatiale des efficacités quantiques maximales estimées des 265 FPMs — estimation via la cathode blue sensitivity index (données Hamamatsu).

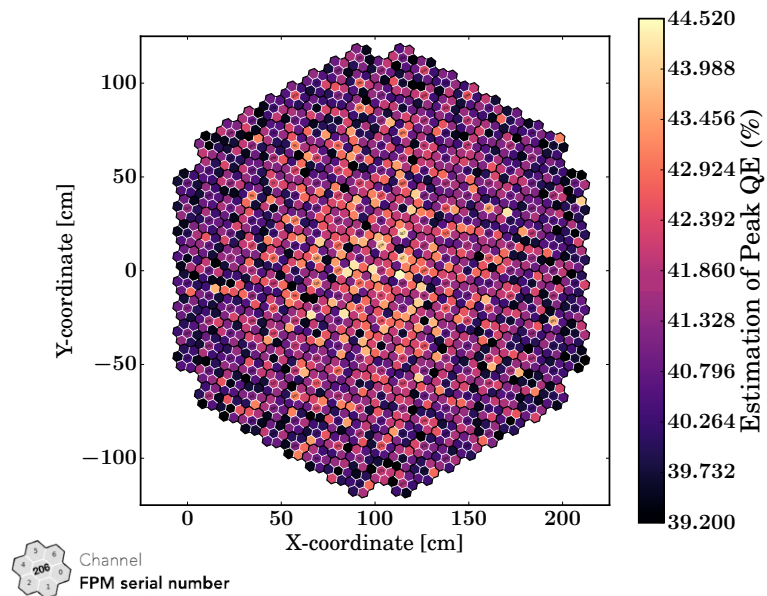


FIGURE 5.40 – Distribution spatiale des FPMs réarrangés par moyenne d'efficacités quantiques maximales estimées — moyenne sur 7 pixels, au centre les meilleures moyennes et aux bords les faibles moyennes.

5.3 Récapitulatif des performances

Au terme de ces analyses, nous avons dressé un tableau (voir Tableau 5.1) qui résume les performances validées des 1855 photodétecteurs (265 FPMs) de la caméra QM. Les résultats reportés dans ce tableau sont reproductibles exclusivement dans les conditions de test détaillées dans les sections précédentes. Les FPMs testés défaillants sont réparés et re-testés jusqu'à ce qu'ils respectent le cahier des charges scientifique, afin de pouvoir être montés dans la NectarCAM.

TABLE 5.1 – Récapitulatif des performances des FPMs de la caméra QM.

PARAMÈTRES	MIN	MOY	MAX	σ	UNITÉ
Réglage des gains nominaux G à 40k – haut régime (section 5.2.2)	37750	40007	40920	291	-
Gains estimés à 40k par SPE (section 5.2.2)	35793	40775	43848	840	-
Gains estimés à 40k par Photostatistique (section 5.2.2)	34968	40575	44019	1087	-
Hautes tensions nominales (section 5.2.2)	840	990	1124	31	V
Hauteur des impulsions SPE (section 5.2.3)	20,24	24,10	28,70	1,10	ADC
Largeur des impulsions SPE FWHM (section 5.2.3)	2,18	2,35	2,55	0,05	ns
Transit Time Spread (section 5.2.3)	0.90	1,75	2,58	0,25	ns
Fluctuation du bruit élec. à 0V $\sigma_{ped}(0V)$ (section 5.2.4)	12,4	13,3	14,4	0,3	ADC
Fluctuation du bruit élec. à 100V $\sigma_{ped}(100V)$ (section 5.2.4)	12.2	13,3	15,3	0,3	ADC
Fluctuation du bruit élec. à haute tension nominale $\sigma_{ped}(HT_{nom})$ (section 5.2.4)	14	14,7	16,5	0,3	ADC
Variation du Gain à NSB = [0.1 - 1] GHz (section 5.2.5)	-2,1	0	+2,51	-	%
Résolution en charge à 4 ph.e. (section 5.2.6)	0,583	0,675	0,770	0,026	-
suite du tableau à la page suivante					

TABLE 5.1 – Récapitulatif des performances des FPMs de la caméra QM (suite)

PARAMÈTRES	MIN	MOY	MAX	σ	UNITÉ
Résolution en charge à 1000 ph.e. (section 5.2.6)	0,033	0,037	0,042	0,001	-
Rapport HG/LG (section 5.2.6)	10,91	13,67	17,93	0,31	-
Taux d'afterpulse à 40k, seuil < 4 ph.e. (section 5.2.7)	$4,28 \cdot 10^{-3}$	$1,04 \cdot 10^{-2}$	$1,80 \cdot 10^{-2}$	$1,98 \cdot 10^{-3}$	%
Taux d'afterpulse à 100k - 10% d'échantillons (section 5.2.7)	$4,1 \cdot 10^{-3}$	$7,79 \cdot 10^{-3}$	$1,18 \cdot 10^{-2}$	$1,30 \cdot 10^{-3}$	%
Peak QE (section 5.2.8)	39,5	41,17	44,45	1,2	%

5.4 Complications rencontrées

Un banc de test est composé de différents instruments et logiciels. Son implémentation a nécessité des développements aussi bien en électronique, en logiciels embarqués, temps réel et applicatifs qu'en mécanique. Il nous a fallu beaucoup de temps d'étalonnage, de compréhension des différents sous ensembles du banc pour aboutir à une version pouvant tester les photodétecteurs d'une caméra entière. Même après l'expérience d'une bonne calibration, nous avons fait plusieurs re-tests des modules "NoGO" pour valider les performances des FPMs de la caméra NectarCAM QM. Lors de l'analyse des performances, nous avons pu aussi déceler des inversions de pixel (problèmes de traçabilité lors du montage des FPMs).

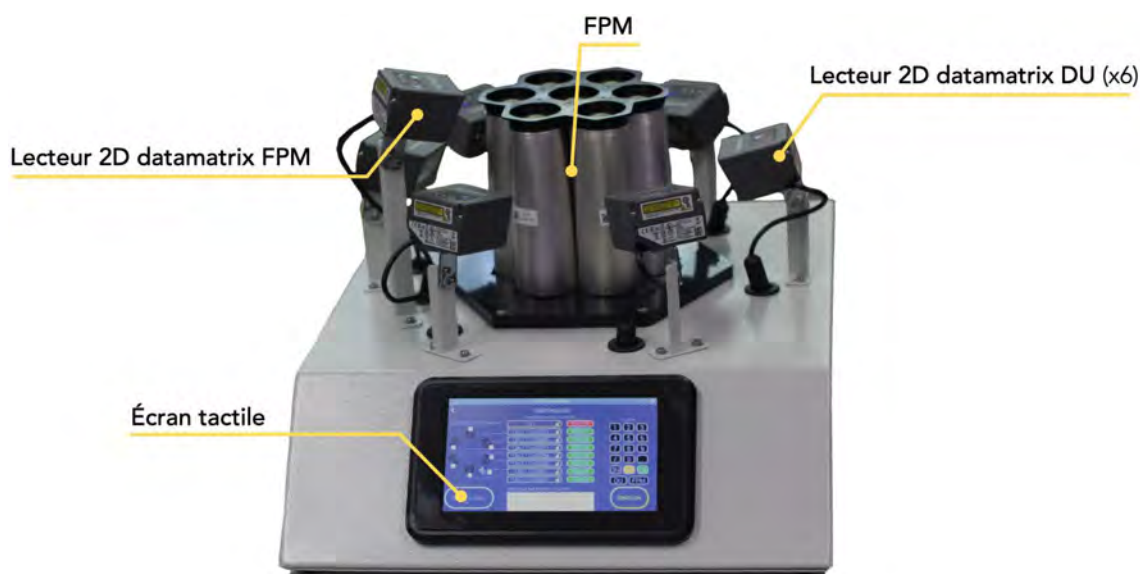


FIGURE 5.41 – Outil de traçabilité des FPMs avec son IHM (version beta) — L x l x h : 47 × 40 × 34 cm — poids total avec le FPM : 11,2 kg — Les 7 lecteurs permettent d'identifier un FPM et ses sous ensembles DUs. L'outil peut être utilisé comme périphérique d'entrée (clavier) sur un ordinateur ou envoyer les données directement vers un serveur par liaison Ethernet (implémentation future) afin de mettre à jour en temps réel une base de données (©A. Tsiachina, IRAP).

J'ai développé un outil de scan des 2D datamatrix des DUs et d'un FPM afin de résoudre ce problème de traçabilité. Avec cet outil, le numéro de série d'un FPM ainsi que ceux des 6 DUs extérieurs sont simultanément scannés et en fonction de l'emplacement de chaque scanner, la position d'un DU (n° de *channel*) est connue. Ensuite, avec la base de données fournie par l'industriel, le DU central est identifié et les positions sont réaffectées (voir Figure 5.41). Cet outil sera utilisé chez l'industriel pour une meilleure traçabilité des productions à venir, lors de l'assemblage d'un FPM et pour les vérifications des numéros de série ou de position.

Au niveau de la robustesse logicielle, certains RUNs ont échoué à cause de problèmes de communications (par exemple le terminal VEGA de la photodiode se mettant en veille automatique, câble de trigger défaillant, erreur de données SLCs et problèmes de mises à jour du code de test à déboguer). Le code python pour les tests a été amélioré en parallèle au fur et à mesure des RUNs avec un système de versionnage (gitlab-irap) qui mentionne et répertorie les résolutions à chaque bug trouvé. Fort de cette expérience, lors de la préproduction (FPMs du modèle de qualification de la NectarCAM), il n'y a eu qu'une très faible quantité de sous

ensembles à diagnostiquer (une dizaine de DUs ont dû être diagnostiqués et réparés). Toutes ces péripéties et améliorations ont contribué à la solidité des mesures qui ont permis de tester, de vérifier et de valider les nombreuses exigences scientifiques établies par le consortium CTA.

5.5 Le devenir des tests

L'automatisation des tests a permis de réduire les tâches répétitives manuelles, d'augmenter la productivité et de limiter les erreurs humaines. Ces tests de performances ne sont pas exhaustifs, des mises à jour seront à prévoir au fur et à mesure pour la suite avec la production de masse comme par exemple des tests unitaires plus rapides pour l'industrie afin de réduire le coût de certains types de tests unitaires. Des changements seront à venir (changement d'un appareil de la chaîne de mesure, changement d'une carte, remplacement d'un composant électronique ou d'un sous ensemble), conduisant à une modification, une adaptation ou la reprise de l'architecture logicielle. Tout cela dans le but de tester et caractériser les performances des futurs FPMs d'une dizaine de caméras NectarCAM pour CTA.

Les résultats des mesures sont envoyés à l'IRFU pour chaque DU et FPM sous forme d'un fichier qui servira de base de données. Ce fichier contient les numéros de série et de version de chaque sous ensemble FPM (voir section 2.4.2 du chapitre 2), des variables comme la valeur de la haute tension nominale, les valeurs des SLCs en fonctionnement nominal (voir tableau 2.1 des SLCs du chapitre 2), le facteur de conversion HK_IA en taux de NSB et en lux, le courant limite pour la sécurité, les rapports des voies HG/LG, les températures des FEBs au moment du RUN et un champ pour d'éventuelles remarques.

Conclusion

Durant ces trois années de thèse, j'ai contribué au développement et à l'évolution des sous ensembles des FPMs de la caméra NectarCAM du futur observatoire *Cherenkov Telescope Array* (CTA). J'ai participé à la conception puis développé, piloté et optimisé un banc de test pour contrôler les FPMs produits par l'industriel Microtec. J'ai aussi mesuré leurs performances instrumentales et leur caractéristiques scientifiques en veillant à ce qu'elles correspondent aux spécifications définies par les collaborations NectarCAM et CTA. Ces aspects sont très importants dans les premières phases de la production du plan focal de la NectarCAM, pour mieux comprendre leur fonctionnement et optimiser les tests et l'analyse des données. Dans cette conclusion, je présente une synthèse de mes travaux, des méthodes que j'ai développées. J'y résume les résultats les plus pertinents que j'ai obtenus pendant ces travaux de thèse concernant l'étude des performances et la validation des modules de plan focal de la NectarCAM. Pour aller plus loin, je dédie l'avant-dernière partie de ce chapitre aux différentes perspectives de nos futurs développements et des questionnements ouverts pour enfin terminer par une conclusion générale.

6.1 Résumé des travaux de thèse

Mes deux principaux travaux de thèse ont été la caractérisation de 61 modules de plan focal pour le prototype de la caméra NectarCAM et la caractérisation de 265 modules, pour le modèle de qualification de la caméra NectarCAM, qui sera placé sur le premier télescope *Medium-Sized Telescope* (MST) à la Palma en Espagne. Ces modules ont été produits dans l'industrie, par l'entreprise Microtec. Pour valider les éléments constitutifs des modules, lors de la production, j'ai mis en œuvre trois bancs de tests des sous ensembles *Detector Unit* (DU), *Interface Board* (IB) et *High Voltage Pre-Amplifier* (HVPA). Par la suite, pour valider les modules produits et étudier leurs performances scientifiques, j'ai réalisé une première version du banc de test BT-FPM1 avec l'aide de l'équipe NectarCAM à l'IRAP dans le cadre de leur pré-production chez Microtec. Cette pré-production a permis une première expérience dans : l'étroite collaboration avec Microtec, les flux de données de production, l'industrie, la traçabilité, les documents techniques de montage, le suivi de production, la robustesse des codes de test, l'étalonnage du banc de test, la formation des opérateurs, et le dépannage. Aussi cela m'a permis de mieux comprendre le comportement des FPMs. Suite à cette pré-production, nous avons amélioré ce premier banc de test (BT-FPM2) qui est plus robuste et a été mis à jour pour tester la première production d'une caméra entière (NectarCAM QM), toujours par l'entreprise Microtec. Un tableau de performances a été établi (voir tableau 5.1) et pourra servir de comparaison avec les futures productions.

6.1.1 Validation des 61 FPMs pour les tests à Adlershof

Le prototype de la caméra NectarCAM, contenant les 61 FPMs que nous avons testés et validés à l'IRAP, a été installé dans le plan focal d'un prototype de télescope de taille moyenne MST à Berlin/Adlershof (Allemagne). Ce prototype a été testé pendant les nuits du 20 mai au 16 juin 2019 et a observé ses premières gerbes atmosphériques. Ses modules de plan focal ont été produits avec un financement du CNRS-INSU, CEA-IRFU et du Labex OCEVU. Les résultats de leur performances ont été résumé dans une publication co-écrite avec mon équipe à l'IRAP et des membres de la collaboration NectarCAM, actuellement en cours de soumission à *Nuclear Instruments and Methods A*. Elle montre que ces modules respectent les spécifications du projet. J'ai aussi participé à la campagne de mesures de la caméra prototype avec l'équipe *NectarCAM Shifters team* où j'ai pu piloter le prototype du MST et faire des observations. Un bref aperçu de ces observations est présenté dans [49] et les résultats des performances de cette campagne d'observation à Adlershof seront présentés par la suite dans [50]. Malgré les mauvaises conditions d'observation à proximité d'une grande ville comme Berlin, la campagne d'Adlershof a été un franc succès et a permis d'avoir plusieurs centaines d'images exploitables d'événements atmosphériques Cherenkov dont celui présenté dans la Figure 6.1.

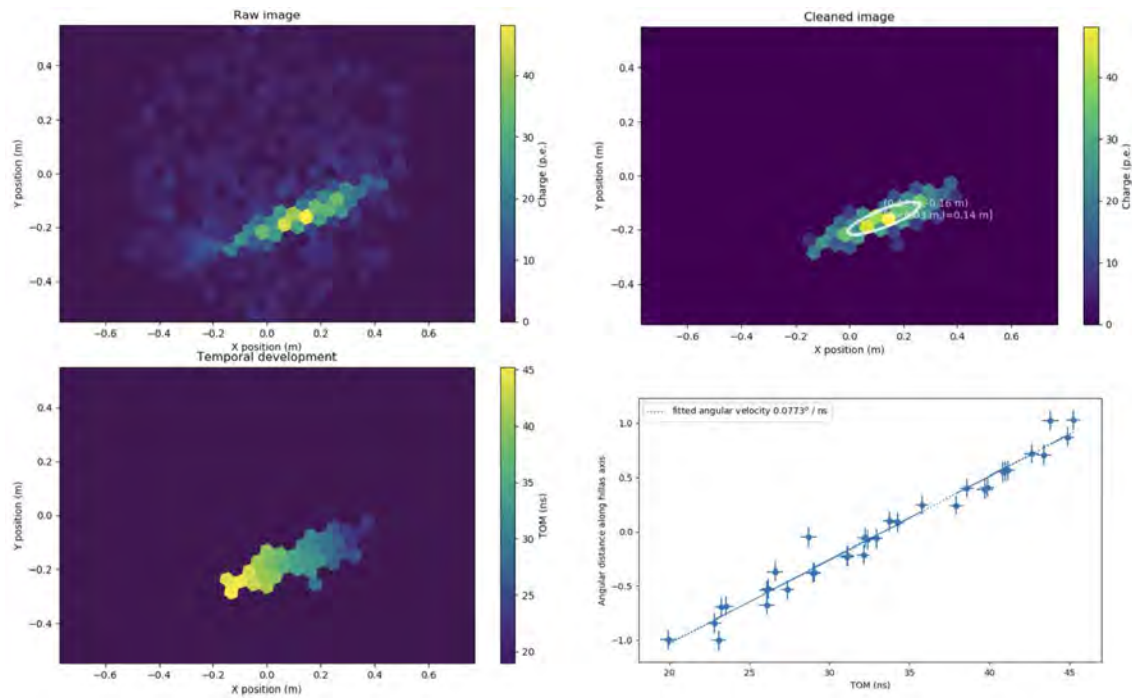


FIGURE 6.1 – Image d'un événement de type gamma détecté par la NectarCAM prototype (1/4 de surface finale) — Panneau supérieur gauche : image photo-électronique d'un événement de type gamma observé par la caméra pendant la campagne d'observation d'Adlershof — Panneau supérieur droit : même événement après le nettoyage. La coupe Hillas est superposée à l'image. — Panneau inférieur gauche : temps maximum pour les pixels nettoyés — Panneau inférieur droit : la distance angulaire le long de l'axe de Hillas en fonction du temps de maximum. La vitesse angulaire de l'image de la gerbe est ajustée sur les données (@source IRFU, [49]).

6.1.2 Validation des 265 FPMs pour le QM

Les 265 FPMs ont été testés à l'IRAP. Les résultats de ces tests sont présentés dans la section 5.3. Ces modules seront ensuite envoyés plus tard à l'IRFU qui les intégrera dans la caméra. Les performances mesurées de ces FPMs pour le modèle de qualification de la NectarCAM respectent les spécifications du projet. Les résultats des analyses de nos bancs de test pourront servir pour les simulations Monte-Carlo pour l'équipe CTA. En effet il est nécessaire de bien comprendre l'électronique et les caractéristiques des photodétecteurs pour paramétrer les simulations le plus fidèlement au système de détection.

6.1.3 Études du SPE

Les études sur le *Single Photo-Electron* (SPE) pendant la phase de pré-production ont permis de créer de nouveaux algorithmes de calcul (voir [39], Annexe B) pour permettre une meilleure caractérisation des spectres en charges nettes. En particulier en prenant en compte la composante de basse charge qui est due aux photoélectrons qui ne suivent pas une trajectoire idéale à l'intérieur du PMT et génèrent une faible impulsion de courant à l'anode. La prise en compte de cette composante de basse charge permet de mieux estimer le gain, l'ENF (Excess Noise factor) et la résolution (*SPE res*) à partir des meilleurs paramètres d'ajustement du spectre en charges. Cette procédure, à elle seule, étend la durée des tests car elle nécessite de faire des acquisitions d'un nombre important d'évènements et un temps d'analyse (ajustement de courbe) long. J'ai développé une méthode rapide et itérative pour déterminer le gain nominal avec la méthode SPE combinée avec des mesures de flashes de lumières pour suivre les variations du gain (voir diagramme dans la Figure 5.4). Nous avons pu gagner énormément de temps machine car nous avons pu faire jusqu'à 3 RUNs par jour contre un seul auparavant. Nous avons développé une méthode originale d'extraction de l'impulsion SPE moyenne en corrigeant le décalage en temps et en interpolant chaque impulsion individuelle. Cette méthode nous a permis d'étudier la forme des impulsions (voir l'algorithme dans la Figure 5.10). Elle a aussi été utilisée pour étudier la forme des impulsions générées par les afterpulses.

6.2 Perspectives

Une des limitations durant mes travaux de recherche est de ne pas avoir été capable de détecter certaines pannes pendant le flux de production. Des pannes ont été constatées a posteriori, comme l'inversion de deux résistances, sur toutes les cartes IB, qui provoque la saturation anormale du courant de mesure du *HK_IA* lorsque le photodétecteur est soumis à un éclairage continu de plus de ~ 6 ph.e./ns. Cette anomalie aurait pu être détectée pendant la production des FPMs de la caméra prototype. Les données de la pré-production avaient déjà cette saturation et nous n'avons pas investigué sur son origine lors du premier constat. Cependant, les courants limites de sécurité fournis à l'IRFU sont en dessous de cette saturation. Ce constat nous a appris à être vigilant sur tous types d'anomalies mineures car une imperfection peut en cacher une autre. Cette anomalie sera réglée dans la future version de la carte IB (v5.0).

La caractérisation des performances des photodétecteurs évolueront à l'issue de la production du QM. La carte IB fait déjà actuellement l'objet d'une étude d'amélioration pour l'ajout de nouvelles fonctionnalités (version 5.0) pour améliorer la stabilité du courant de consommation du CW (*HK_IA*). Une des innovations au niveau du contrôle des FPMs par le mi-

crocontrôleur, est un nouveau mode appelé "*Star tracking*" qui permet de protéger l'électronique du PMT, avec un algorithme qui baisse la haute tension proportionnellement au courant de consommation du CW (voir "SWV" dans le tableau 2.1 des SLCs du chapitre 2 concernant les modes de la version du firmware actuel). Avec cette fonctionnalité qui répond à une contrainte du projet¹. Lors d'un passage d'une étoile générant une lumière continue de forte intensité sur un pixel de la caméra, ce dernier sera protégé. Une reprogrammation du microcontrôleur des cartes IBs sera à faire pour intégrer ce nouveau mode pour les IBs du QM. L'accès au port de programmation (connecteur BDM) est impossible sans démontage du FPM. Dans la prochaine version v5 de la carte IB, qui comprend aussi des améliorations des circuits de mesure des SLCs, le port de programmation sera déplacé et la mécanique du FPM aura une fenêtre pour pouvoir passer la sonde de reprogrammation. Le re-flashage à distance (par le bus SPI via la FEB) est aussi en cours d'investigation. Dans le cas où cela serait possible, il donnera l'avantage de reprogrammer directement le microcontrôleur de l'IB depuis le serveur de la caméra.

Depuis la livraison des 61 FPMs par Microtec en 2018, les activités instrumentales au sein de l'IRAP ne cessent d'évoluer graduellement pour la construction d'une version 3 du banc de test. Ce dernier devra être capable de fonctionner hors d'une salle noire et dans un environnement industriel : un milieu constamment éclairé par la lumière du jour et/ou l'éclairage artificiel. Il sera donc crucial d'avoir une étanchéité lumineuse robuste pour le bon déroulé des mesures de performances de nos photomultiplicateurs. Ce banc devra aussi avoir un temps de test rapide pour pouvoir suivre le flux de production en entreprise. L'intégration de l'intelligence artificielle dans nos codes sera peut-être possible pour la validation des photodétecteurs. D'autres instruments seront mis à jours sur ce banc tel qu'une nouvelle source de génération de lumière pulsée qui est en cours d'étude actuellement, un système traçabilité intégré, la sécurité renforcée pour les opérateurs et l'ergonomie. Un effort devra être fait sur l'interface homme-machine. Les mesures devront permettre d'établir un diagnostic immédiat en cas de panne avec une proposition de réparation ou des pistes de dépannage, par exemple, les logiciels que j'ai implémentés sur les bancs de test HVPA, IB et DU, lors d'un premier retour d'expérience, à l'issue de la production de 61 FPMs, qui ont permis aux opérateurs de comprendre et analyser les pannes. L'établissement de ces diagnostics résultent de la résolution de plusieurs pannes que j'ai répertoriées chaque fois que l'industriel avait fait appel à moi pour une intervention de dépannage des bancs de test HVPA, IB et DU. Afin d'éviter les erreurs humaines (dues aux tâches répétitives, inattentions, etc...) j'ai développé un outil de traçabilité des sous ensembles du FPM qui sera utilisé ultérieurement. Il sera aussi nécessaire d'analyser le fonctionnement des FPMs au niveau de la caméra sur site pour détecter d'autres imperfections qui se révéleront dans les conditions réelles d'observation avec le modèle de qualification. Cela permettra d'avoir un autre retour d'expérience pour améliorer les modules du plan focal.

6.3 Conclusion générale

L'agencement de la fabrication des photodétecteurs d'une dizaine de caméras NectarCAM sera longue. La production de masse débutera en 2021 jusqu'au courant de l'année 2026. Les

1. Requirement B-MST-1670 ("Maximum Routine Illumination Recovery Time") : "each pixel in an MST Camera must be able to recover full performance capabilities within 1 s following maximum routine illumination of 2×10^4 ph.e. ns⁻¹ in the wavelength range 300 - 650 nm."

photodétecteurs devront être testés pour être fonctionnels. Les performances seront mesurées pour la totalité des pixels. Les travaux que j'ai entamés au cours de ma thèse sont juste un avant-goût de la production de masse. Le rythme de production va s'accélérer par la suite et l'IRAP doit garantir que les modules de plan focal sont conformes aux spécifications du projet, en lien avec les objectifs scientifiques de CTA. Mon travail a démontré qu'il est possible de surveiller de très près les futures phases de production à tous les niveaux. D'abord, au niveau de l'opérateur en industrie, par l'utilisation des logiciels et outils de diagnostic intuitifs qui proposent des pistes de résolution de pannes. Ensuite, au niveau des ingénieurs, par les échanges de données de production qui permettent de suivre l'avancée et les anomalies. Et enfin, au niveau des scientifiques et des chercheurs qui veulent exploiter les résultats de tests, par la génération de données brutes pour une post-analyse plus profonde. Je suis sûr et confiant que le défi des futurs développements pour la grande production pour CTA seront relevés par la grande communauté de CTA, l'IRAP et l'industriel.

ANNEXE A

Manuel d'utilisation des 3 bancs de test

I – 1. Mise en sécurité – Généralités

Veuillez lire avec attention les précautions et mesures de sécurité suivantes afin d'éviter toute blessure et l'endommagement éventuel de ce produit et des produits qui lui sont reliés. Pour éviter tout danger éventuel, utilisez uniquement le banc de test dans les conditions spécifiées. Pour éviter tout risque d'incendie ou de blessure. **Utiliser le cordon d'alimentation spécifié** : Utilisez uniquement le cordon d'alimentation spécifié pour ce produit et homologué aux normes du Pays d'utilisation.

Mettre le produit à la terre. En fonctionnement sur le réseau électrique 110VAC -240VAC 50Hz – 60Hz, la terre est reliée sur le banc de test NECTARCAM via le câble d'alimentation secteur. L'ensemble des masses (électrique et mécanique) sont reliées à la terre via des vis et/ou des câbles jaune/vert. Assurez-vous que la prise secteur du bâtiment est reliée à la terre.

Ne lancez pas de procédures de test sans que le capot soit fermé.

Ne mettez pas l'appareil en service si ses couvercles ou panneaux sont ouverts ou ont été retirés.

Utilisez le bon fusible. Utilisez uniquement le fusible de type spécifié dans la documentation.

N'utilisez pas le produit dans des conditions humides. Aucun fluide ne devra être appliqué sur et dans le banc de test NECTARCAM.

N'utilisez pas le banc de test si vous soupçonnez un mauvais fonctionnement. Si vous soupçonnez que le produit est endommagé, faites-le inspecter par un personnel de l'IRAP ou toute personne qualifiée désignée par l'IRAP.

N'utilisez pas le produit en atmosphère explosive.

Assurez une ventilation adéquate. Reportez-vous aux instructions d'installation du manuel pour tous détails sur une installation assurant la bonne ventilation du produit. Une distance minimale de 30 cm avec tout autre élément tout autour du banc sera la limite basse pour une bonne ventilation.

Assurez-vous de l'accessibilité de l'ensemble du banc de test et de ses commandes. L'opérateur doit pouvoir agir sur l'ensemble des commandes du banc sans aucune gêne. **L'opérateur devra être relié au banc de test par le bracelet ESD fourni.**

Température d'utilisation du banc 15°C – 40 °C.

I – 2. Raccordement au réseau électrique.

Raccorder le banc de test au réseau électrique uniquement avec le cordon fourni. Celui-ci est aux normes CE et est constitué de 3 conducteurs pouvant supporter 10A. Le câble permet également une coupure d'urgence en tirant dessus. Le raccordement électrique se fera sur une **prise secteur du bâtiment. La prise sera reliée à la terre et protégée en aval par un différentiel 30mA.** La tension de raccordement aura les caractéristiques suivantes : **110VAC - 240VAC** avec une fréquence de **50 à 60Hz** Assurez-vous que le banc de test est relié à la terre du réseau électrique du bâtiment.

I – 3. Consommation électrique :

La consommation du banc de test, sans l'ordinateur de gestion, est de 120W

I – 4. Protection contre les sur intensités :

Un fusible de protection est présent sur l'embase secteur du banc de test. Il est situé à l'extérieur du banc, au niveau de l'interrupteur marche / arrêt. Utilisez uniquement un fusible de dimensions **5 x 20 mm** avec les caractéristiques suivantes : **F = 3.15AT**

I – 5. Raccordements spécifiques sur l'ordinateur de gestion :

Le banc de test sera relié à l'ordinateur de gestion via la prise RJ45 placée à l'arrière du banc. Seul le **câble Ethernet** fourni sera à utiliser. Il est de catégorie **5e**. Le lecteur de code barre sera connecté sur le bus USB de l'ordinateur de gestion.

I – 6. Indices de protection du banc :

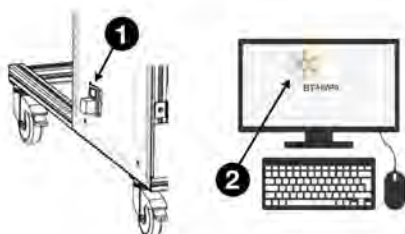
IP2XB sur l'ensemble du banc IP3XC au niveau du capot de protection supérieur. Ce capot protège la zone de test.

I – 7. Maintenance du banc :

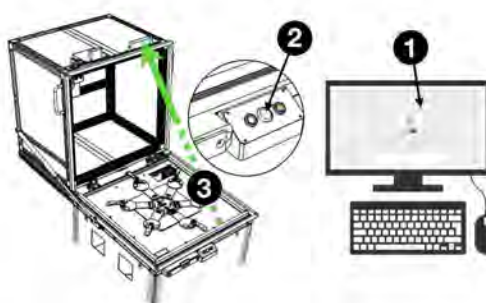
Toute maintenance sera réalisée uniquement par un membre ou une personne qualifiée, désignée par l'IRAP – UMR5277. Adresse : Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (IRAP) – UMR 5277 9 avenue de Colonel Roche, BP44 346 31028 TOULOUSE Cedex 4 France Contact : Monsieur Pierre JEAN Tél : (+33) 5 61 55 67 44 Fax : (+33) 5 61 55 66 51 e-mail : pierre.jean@irap.omp.eu

BT-HVPA

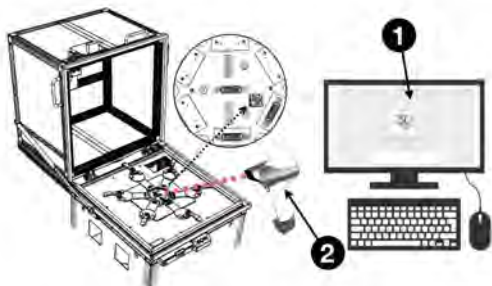
MANUEL D'UTILISATION V2.0 06.2018 CE



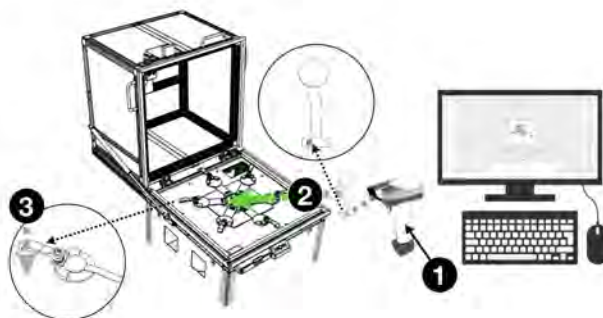
Etape A :
1 – ALLUMER le banc HVPA
2 – CLIQUER sur l'icône "BT-HVPA"



Etape B :
1 – SCANNER votre ID & CLIQUER sur "ouverture capot"
2 – le voyant vert s'allume, APPUYER sur le bouton du capot et ATTENDRE 5 secondes
3 – OUVRIR le capot



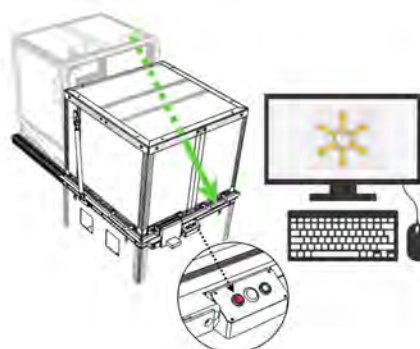
Etape C :
1 – CLIQUER sur "TESTER"
2 – SCANNER l'IB



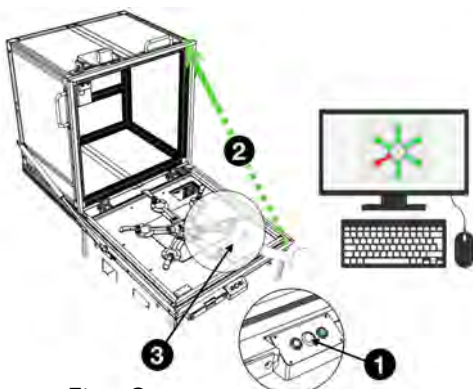
Etape D :
1 – SCANNER une carte HVPA à tester
2 – CONNECTER la carte HVPA
3 – VERROUILLER la carte HVPA



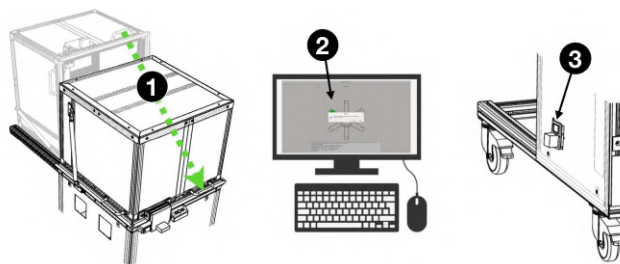
Etape E :
RÉPÉTER l'étape D jusqu'à ce que 6 cartes HVPA soient connectées (ou **sinon** SCANNER sur l'écran le 2D code qui s'affiche pour terminer)



Etape F :
FERMER le capot, le voyant de présence haute tension rouge s'allume, les tests débutent



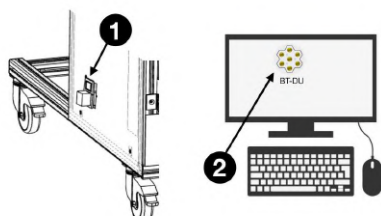
Etape G :
Les résultats des tests s'affichent après 1min 30 environ
1 – CLIQUER sur "ouvrir capot", le voyant vert s'allume, APPUYER sur le bouton du capot, et ATTENDRE 5 secondes
2 – OUVRIR le capot
3 – DÉCONNECTER les cartes testées pour les ranger dans les bacs "GO" ou "NO GO" selon les résultats



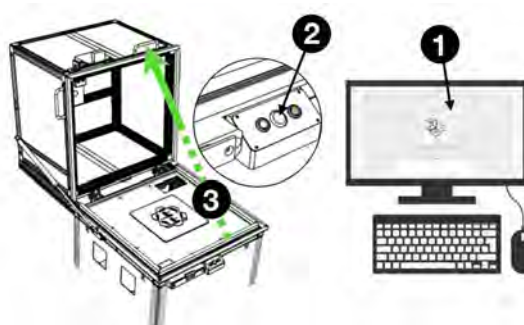
Etape H :
RÉPÉTER les étapes C à G pour d'autres séries de cartes HVPA à tester, **sinon** ÉTEINDRE le banc :
1 – FERMER le capot et se DELOGGER (menu Banc de test > Log Out > OK)
2 – FERMER le programme, un message s'affiche cliquer sur "OK" pour arrêter le banc
3 – ÉTEINDRE l'interrupteur du banc de test

BT-DU

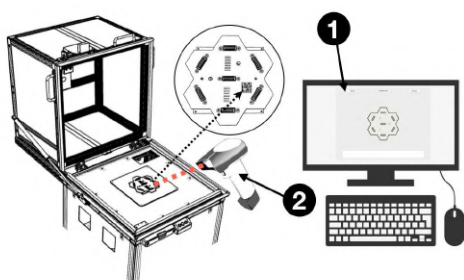
MANUEL D'UTILISATION V2.0 06.2018 CE



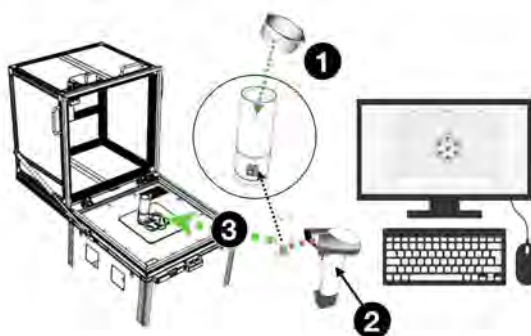
Etape A :
1 – ALLUMER le banc DU
2 – CLIQUER sur l'icône "BT-DU"



Etape B :
1 – SCANNER votre ID & CLIQUER sur "ouverture capot"
2 – le voyant vert s'allume, APPUYER sur le bouton du capot et ATTENDRE 5 secondes
3 – OUVRIR le capot



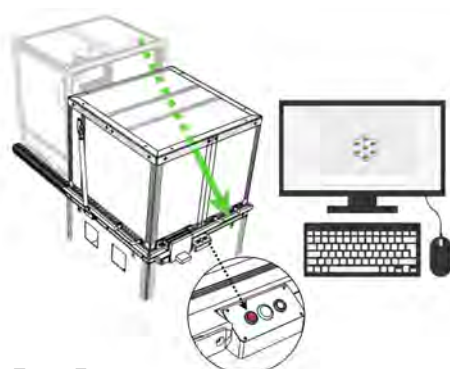
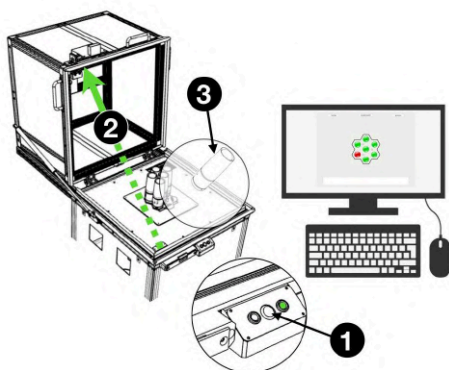
Etape C :
1 – CLIQUER sur "TESTER"
2 – SCANNER l'IB



Etape D :
1 – ENLEVER le capuchon noir sur un DU à tester et METTRE le spacer
2 – SCANNER le DU
3 – CONNECTER le DU

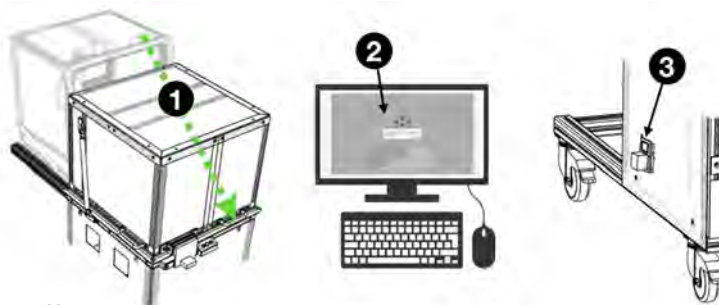


Etape E :
RÉPÉTER l'étape D jusqu'à ce que 7 DU
soient connectées (**ou sinon** SCANNER
sur l'écran le 2D code qui s'affiche pour terminer)



Etape F :
FERMER le capot, le voyant de présence
haute tension rouge s'allume, les tests débutent

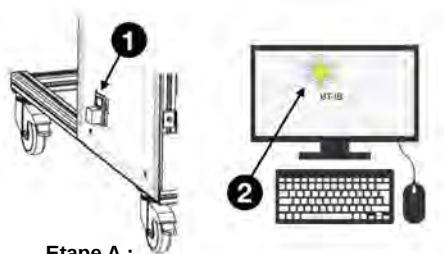
Etape G :
Les résultats des tests s'affichent après 2min 30 environ
1 – CLIQUER sur "ouvrir capot", le voyant vert s'allume, APPUYER sur le bouton du capot,
et ATTENDRE 5 secondes
2 – OUVRIR le capot
3 – DÉCONNECTER les DU testés, ENLEVER les spacers, et REMETTRE le capuchon noir
pour les ranger dans les bacs "GO" ou "NO GO" selon les résultats



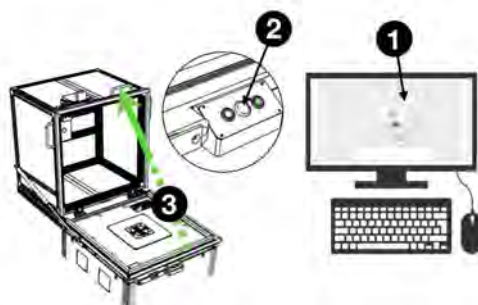
Etape H :
RÉPÉTER les étapes C à G pour d'autres séries de DU à tester, **sinon** éteindre le banc :
1 – FERMER le capot et se DELOGGER (menu Banc de test > Log Out > OK)
2 – FERMER le programme, un message s'affiche cliquer sur "OK" pour arrêter le banc
3 – ÉTEINDRE l'interrupteur du banc de test

BT-IB

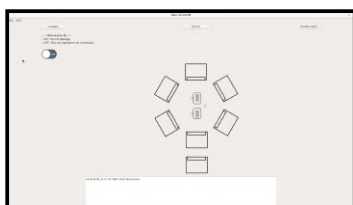
MANUEL D'UTILISATION V2.0 06.2018 CE



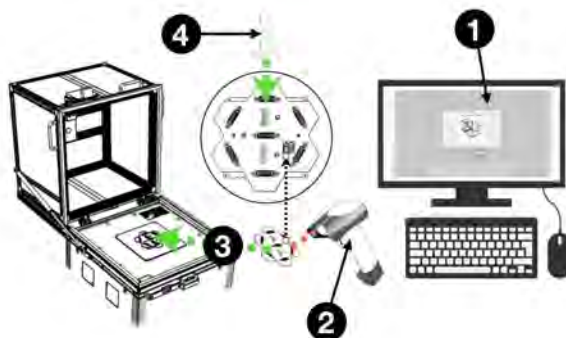
Etape A :
1 – ALLUMER le banc IB
2 – CLIQUER sur l'icône "BT-IB"



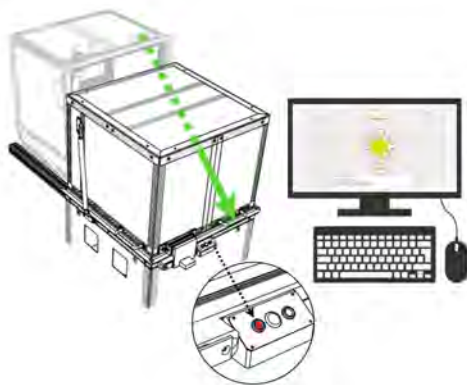
Etape B :
1 – SCANNER votre ID & CLIQUER sur "ouverture capot"
2 – le voyant vert s'allume, APPUYER sur le bouton du capot et ATTENDRE 5 secondes
3 – OUVRIR le capot



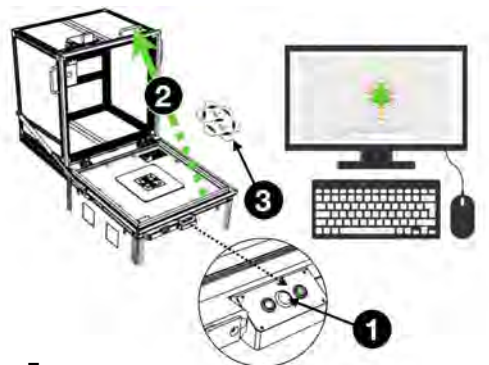
Etape C :
1 – CLIQUER sur "FLASHER"
2 – CLIQUER sur Outil > instructions flashage
3 – SUIVRE les instructions de flashage qui apparaît



Etape D :
1 – CLIQUER sur "TESTER"
2 – SCANNER l'IB
3 – CONNECTER l'IB à la FEB et SUIVRE les instructions à l'écran
4 – CONNECTER les 7 nappes sur les connecteurs de l'IB



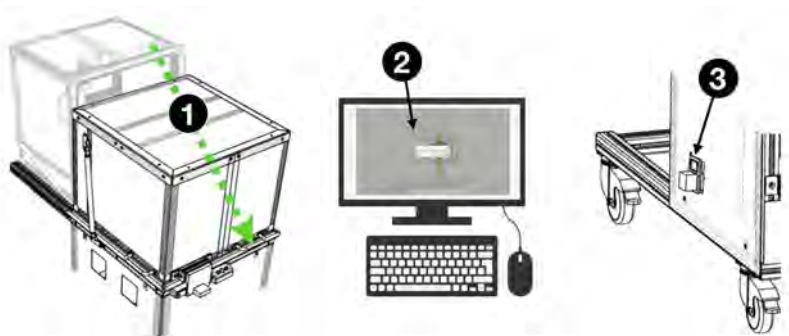
Etape E :
FERMER le capot, le voyant de présence haute tension rouge s'allume, les tests débutent



Etape F :

Le résultat du test s'affiche après 1min environ

- 1 – CLIQUER sur "ouvrir capot", le voyant vert s'allume, APPUYER sur le bouton du capot, et ATTENDRE 5 secondes
- 2 – OUVRIR le capot
- 3 – DÉCONNECTER les 7 nappes, puis l'IB et RANGER l'IB dans les bacs "GO" ou "NO GO" selon le résultat



Etape G :

RÉPÉTER les étapes C à F pour d'autres séries d'IB à tester, **sinon** ÉTEINDRE le banc :

- 1 – FERMER le capot et se DELOGGER (menu Banc de test > Log Out > OK)
- 2 – FERMER le programme, un message s'affiche cliquer sur "OK" pour arrêter le banc
- 3 – ÉTEINDRE l'interrupteur du banc de test

ANNEXE B

Determination of SPE spectrum and gain measurement for NectarCAM

PROCEEDINGS OF SPIE

[SPIDigitalLibrary.org/conference-proceedings-of-spie](https://spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie)

Determination of the single photo-electron spectrum and gain measurement for the Cherenkov Telescope Array camera NectarCAM

Sami Caroff, Stephen Fegan, Pierre Jean, Jean-François Olive, Adellain Tsiatina

Sami Caroff, Stephen Fegan, Pierre Jean, Jean-François Olive, Adellain Tsiatina, "Determination of the single photo-electron spectrum and gain measurement for the Cherenkov Telescope Array camera NectarCAM," Proc. SPIE 11119, Optics for EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Astronomy IX, 111191W (9 September 2019); doi: 10.1117/12.2530996

SPIE.

Event: SPIE Optical Engineering + Applications, 2019, San Diego, California, United States

Determination of the single photo-electron spectrum and gain measurement for the Cherenkov Telescope Array camera NectarCAM

Sami Caroff ^{*1}, Stephen Fegan ^{†2}, Pierre Jean ^{‡3}, Jean-Francois Olive ^{§3}, Adellain Tsiaghina ^{¶3}
for the NectarCAM collaboration and the CTA consortium

¹Sorbonne Université, Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, CNRS/IN2P3,
Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Energies, LPNHE, 4 Place Jussieu, F-75252
Paris, France

²Laboratoire Leprince-Ringuet, École Polytechnique, CNRS, Institut Polytechnique de Paris,
F-91128 Palaiseau, France

³Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie, CNRS-INSU, Université Paul
Sabatier, 9 avenue Colonel Roche, BP 44346, 31028 Toulouse Cedex 4, France

July 17, 2019

Abstract

The measurement of the photomultiplier gain is a crucial step for Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes in order to translate the measured charge to a number of photons. For that, one of the possibility is to perform measurements with a flashing light source at a low intensity level, in order to reconstruct the charge distribution of a single photon. In this contribution, we will present a method to reconstruct the single photo electron spectrum using low intensity charge distribution. We will show that the usually adopted Gaussian assumption [1] does not reproduce well this data, and will present a new model which explains the data behavior. The impact of this measurement on the gain determination will be presented, and the associated uncertainty will be discussed.

Introduction

The Cherenkov Telescope Array (CTA) [2] is a state of the art ground based observatory, that allows an indirect γ -ray detection through the Cherenkov light emitted by charged particles produced by γ -ray induced atmospheric showers. In the case of the Middle Size Telescopes (MSTs) [3], Cherenkov light is reflected with 12 meter diameter composite mirrors, and registered by a fast sampling camera placed at the focal plane. The NectarCAM [4] represents a camera proposed for the MSTs, and is equipped with 1855 PhotoMultiplier Tubes (PMT) covering a total field of view of 8 degrees on the sky. The overall gain of the photo-detection chain of the camera needs to be precisely assessed in order to have a optimal reconstruction of the number of reflected photons in the focal plane. The aim of this study is to present a technique for precise determination of the PMT gain.

^{*}sami.caroff@lpnhe.in2p3.fr

[†]sfegan@llr.in2p3.fr

[‡]pjean@irap.omp.eu

[§]jean-francois.olive@irap.omp.eu

[¶]atsiahina@irap.omp.eu

The gain of a photomultiplier (PMT), defined as the mean signal recorded for each photon, can be evaluated with a flashing light source that illuminates a PMT in a single photo-electron regime. The charge distribution obtained from this measurement is compounded of several peaks, that correspond to a certain number of photo-electrons (PE). This permits to isolate the $n = 1$ PE events in order to evaluate the momentum of the Single-Photo-Electron spectrum (SPE). The charge distribution of n photo-electrons is given as the convolution of n times the SPE and the pedestal distribution:

$$q(x|n) = q_{\text{ped}}(x) * \overbrace{(Q_{\text{SPE}} * Q_{\text{SPE}} * \dots * Q_{\text{SPE}})}^{n \text{ times}}(x) \quad (1)$$

where q_{ped} is the charge distribution of the pedestal, and Q_{SPE} the charge distribution of the single photo-electron spectrum. This charge distribution tends to a Gaussian shape with an increasing number of photo-electrons because of the central limit theorem. But at the Poisson light intensity regime, the precise shape of the Q_{SPE} is needed to produce a precise determination of the momentum of the distribution. Our goal is to determine the shape of the Q_{SPE} and its impact for the gain determination.

The first section is dedicated to the experimental setup of the test bench used to produce precise charge distribution from a Poisson light flasher. The second section is dedicated to the determination of an SPE model from the data of this test bench. A last section is dedicated to the derivation of the gain at nominal voltage. This section explores the construction of a gain-independent SPE model, the variability of this model over different PMTs and the fit method using this model at nominal voltage.

1 Experimental setup and charge determination

The experimental setup consists in a LED flasher that illuminates a Hamamatsu R12992-100 PMT [5]. This test bench is hosted in the *Laboratoire Leprince Ringuet* and will be called hereafter LLR test bench. The current from the PMT is amplified and converted to a voltage using a trans-impedance amplifier with a resistance of 10 M Ω . The ideal gain of the trans-impedance amplifier is then 10 V μA^{-1} . The measured integrated voltage at the exit of the amplifier is respectively 64 to 640 mV μs^{-1} supposing a PMT gain of 4×10^4 to 4×10^5 and an illumination with an unique photon. The output of the amplifier is recorded using a scope, using as a trigger signal the input voltage applied to the LED. The typical duration of the signal is at the microsecond order. Because of that, the maximum of the signal does not vary between events, but the system is more sensible to light pollution from an external source. To avoid light pollution, data taking is made in very dark conditions. The complete waveform of each event is recorded in order to extract the charge.

The charge of each event is extracted using a fit method. The pedestal is first subtracted for each event using the mean of the waveform under dark conditions (no LED on) for all the events. The template of the waveform is then obtained from the sum of all the events. Since the time variation between events is negligible compared to the duration of the signal, there is no need to deconvolute the shape of the template from the timing uncertainty. The normalized to one template T plus a constant A is then fitted to the waveform $qR \times T(t) + A$, where q is the charge of the event and R the resistance of the trans-impedance amplifier. The free parameters in the fit are q and A . The fit of qR instead of a simple constant does not change the spectrum of charge but permits to obtain the absolute charge produced by the photomultiplier. In order to speed up the computation, we use a variable substitution $T(t) = X$ which permits to use a simple linear regression algorithm. A fit example of charge is shown in the figure 1.

2 Determination of the SPE shape

The charge distribution obtained from the method explained in the previous section, for a PMT voltage of 1550 V, is presented in the figure 2. The sum of the contributions of $n = 0, 1, 2, \dots$ photo-electrons is summed according to a Poisson Law and fitted to the obtained charge distribution using a maximum likelihood method. Two SPE models are tested:

- a simple Gaussian model with 2 free parameters, the mean μ and the width σ ,

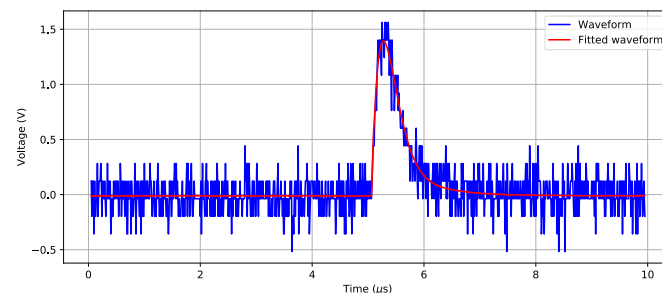


Figure 1: Waveform (blue curve) and its associated fitted waveform (red curve). The computed charge is 8.11×10^{-14} Coulombs $\simeq 5 \times 10^5$ elementary charges.

- a sum of two Gaussians with one Gaussian centered on 0, with 4 free parameters, the mean μ_{high} and width σ_{high} of the highest charge Gaussian, the width σ_{low} of the lower charge Gaussian, and the proportion between the two Gaussians p .

The two Gaussian model is motivated by simulations of the PMT SPE [6]. Indeed, the electrons that migrates from the first to the second dynode of the PMT can follow a non ideal trajectory, producing a loss of electrons at the first amplification step, leading to a low charge component in the SPE. Moreover, the low charge component is also populated with events where the incoming photon did not produce an electron at the photocathode but at the first dynode, leading again to a lower gain than the standard one. Three other parameters non related to the SPE models are fitted, the mean and width of the pedestal, supposing that it follow a Gaussian distribution, and the mean number of photo-electrons. For both of models, a cut-off for $q \leq 0$ using a Heaviside function is applied. The results of the fit of this two models on the charge distribution are presented on the figure 2. The two Gaussians model provides a better fit of the charge distribution compared to the simple Gaussian model. The simple Gaussian particularly fails to reproduce the intermediate region between the pedestal and the first charge peak. The gain obtained with the two Gaussians model is significantly lower than the gain from the simple Gaussian model. This can be explained by the low charge component that decreases the mean of the SPE distribution. Indeed, the proportion of the low charge component, p , is equal to 0.204 and the width of the low charge Gaussian, σ_{low} , is 124 nV s which is not negligible compared to the gain of 294 nV s. Using a simple Gaussian model at this voltage will result to a bias of 7.4% for the gain determination. The resolution is also significantly different between the two models: the two Gaussians model tends to exhibit a larger SPE rms than the simple Gaussian model. This is also expected since low charge component enlarges the distribution.

The relative gain differences of the two models as a function of the high voltage and the statistical gain uncertainty for both models are shown in figure 3. This plot permits to highlight the bias on the reconstructed gain if a Gaussian model is used. This bias tends to become more and more important at low voltage, which emphasises the need of the low charge component. It is also important to remark that the statistical uncertainty of the two Gaussians model is more important compared to the simple Gaussian model and becomes particularly critical at low voltage. This behavior is related to the low charge component uncertainty. Indeed, the low charge component is principally constrained by the region between the pedestal and the first peak, but this region tends to be more and more reduced at low voltage. The statistical uncertainty on the gain increases because the fit can not determine precisely the parameters of the low charge component at the lowest voltages.

In conclusion, the two Gaussians model is necessary to reproduce correctly the data at high voltage and to compute correctly the gain, but suffers an important uncertainty at the nominal voltage of $\simeq 1000\text{V}$. The next section will explore the possibility to constrain the parameters of the low charge component with a higher voltage than the nominal PMT voltage, in order to be able to safely fit the charge distribution at the nominal voltage.

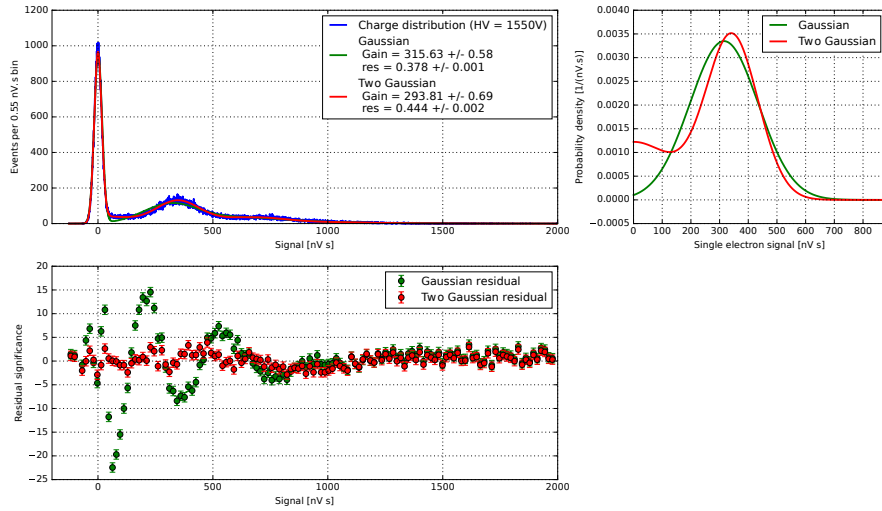


Figure 2: Top left: Fit of the measured charge distribution (blue) with a Gaussian SPE (green) and a sum of two Gaussians (red). Top right: Fitted PDF for the Gaussian model (green) and the two Gaussians model (red). Bottom: significance of the residuals of the measured charge distribution fit for the Gaussian model (green) and two Gaussians model (red).

3 Gain measurement at nominal voltage

3.1 Determination of a low charge component model independent of the gain

As previously discussed, the principal problem of the two Gaussian method is the difficulty to fit accurately the parameters of the low charge component at nominal voltage. The goal of this section is to present a method in order to constrain the low charge component with data at high voltage. In order to reach this goal, we need to derive parameters that are gain-independent in order to be able to extrapolate their value from higher voltage than the nominal one ($\simeq 1500\text{V}$ for example) to the nominal voltage.

Figure 4 shows the resolution of the SPE as a function of the high voltage. The behavior of the resolution is statistically compatible with a constant value of 0.445. This is particularly visible between 1200 and 1550 V where the statistical uncertainty on the resolution is low.

The resolution stability can be used to derive parameters which are independent of the gain. The moment of the sum of two Gaussians is analytic:

$$m_i = 2pm_i^{\text{low}} + (1-p)m_i^{\text{high}}, \quad (2)$$

where m_i , m_i^{low} and m_i^{high} are the i order moment of respectively the two Gaussians model, the low charge component Gaussian and the high charge Gaussian. The resolution of the two Gaussians model can then be defined as:

$$\text{res}^2 = \frac{m_2 - m_1^2}{m_1^2}, \quad (3)$$

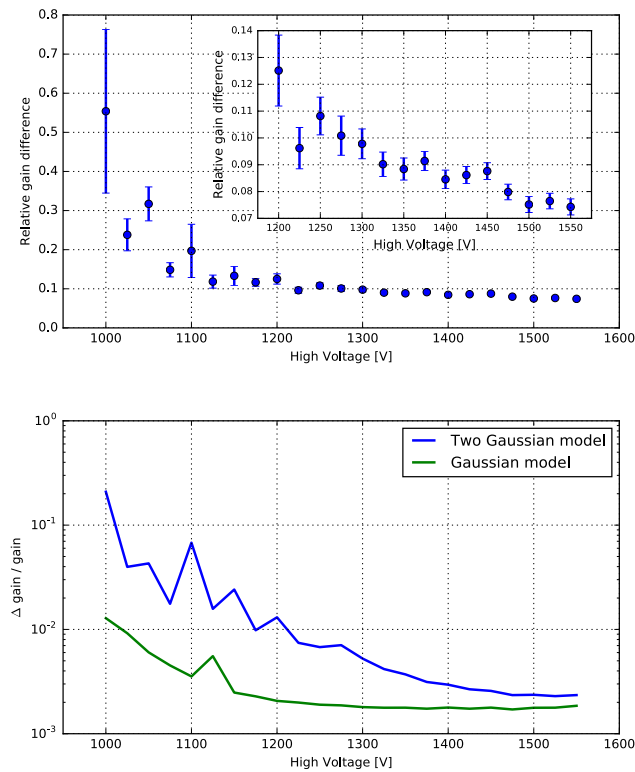


Figure 3: Top: Relative gain difference, defined as $(g_{2G} - g_G)/g_{2G}$, as a function of high voltage. The subplot shows a zoom of the region between 1200V and 1550 V. Bottom: Comparison of the gain statistical uncertainty between the two Gaussians (blue) and the simple Gaussian (green) models.

which is equivalent to the following second order equation:

$$\begin{aligned}
 a\sigma_{\text{low}}^2 + b\sigma_{\text{low}} + c &= 0, \\
 a &= \frac{2}{\pi}p^2 - \frac{p}{\text{res}^2 + 1}, \\
 b &= \frac{2^{3/2}}{\sqrt{\pi}}p(1-p)\mu_{\text{high}}, \\
 c &= (1-p^2)\mu_{\text{high}}^2 - \frac{(1-p)(\sigma_{\text{high}}^2 + \mu_{\text{high}}^2)}{\text{res}^2 + 1}.
 \end{aligned} \tag{4}$$

The width of the low charge Gaussian can be determined by solving equation (4), as a function of the parameters of the high charge Gaussian, of the proportion of the two Gaussians and of the resolution, which is constant with

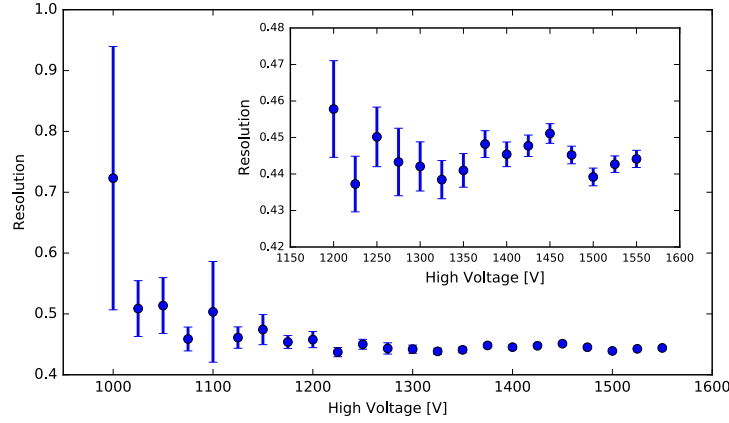


Figure 4: Resolution of the SPE as a function of the high voltage computed with the two Gaussians model. The subplot is a zoom of the 1200 to 1550 V region.

respect to the voltage. The solution of equation (4) which best reproduces the SPE shape is given by:

$$\sigma_{\text{low}} = \frac{-b + \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}. \quad (5)$$

This equation needs parameter boundaries to have a physical solution, because σ_{low} has to be higher than 0, and the term $\sqrt{b^2 - 4ac}$ in the equation imposes that $b^2 - 4ac \geq 0$. These conditions are fulfilled if we define a maximal proportion between the high and low Gaussian, and a minimal and maximal value for the significance of the high charge Gaussian:

$$\begin{aligned} p_{\text{max}} &= \frac{\pi \text{res}^2}{\pi \text{res}^2 + \pi - 2\text{res} - 2}, \\ \sigma_{\text{high,min}} &= \mu_{\text{high}} \sqrt{\frac{-d + \frac{b^2}{\mu_{\text{high}}^2}}{e}}, \\ \sigma_{\text{high,max}} &= \mu_{\text{high}} \sqrt{\frac{-d}{e}}, \\ d &= \frac{8(1-p)^2 p^2}{\pi} - \left(\frac{8p^2}{\pi} - \frac{4p}{\text{res}^2 + 1} \right) \left((1-p)^2 - \frac{1-p}{\text{res}^2 + 1} \right), \\ e &= \frac{4(1-p) \left(\frac{2p^2}{\pi} - \frac{p}{\text{res}^2 + 1} \right)}{\text{res}^2 + 1}. \end{aligned} \quad (6)$$

We can finally derive two parameters, n and p' , allowed to vary between 0 and 1 in order to respect these conditions:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{high}} &= \begin{cases} \sigma_{\text{high,min}} + n(\sigma_{\text{high,max}} - \sigma_{\text{high,min}}) & \text{if } \sigma_{\text{high,min}} > 0 \\ n\sigma_{\text{high,max}} & \text{else.} \end{cases} \\ p' &= \begin{cases} p \times p_{\text{max}} & \text{if } p_{\text{max}} \leq 1 \\ p & \text{else.} \end{cases} \end{aligned} \quad (7)$$

This new parametrisation of the two Gaussians model is set by four parameters: n , p' , res and μ_{high} . The variability of n and p' compared to the high voltage value is shown in figure 5. Both of these parameters are statistically compatible with a constant, with a value of 0.448 for p' and 0.756 for n . This constant behavior means that we can use the 1550 V data to derive the three parameters (p' , n , res) of the two Gaussians model and easily extrapolate, in order to improve the stability of the fit at the nominal voltage, and to obtain a better constraint of the shape of the low charge component.

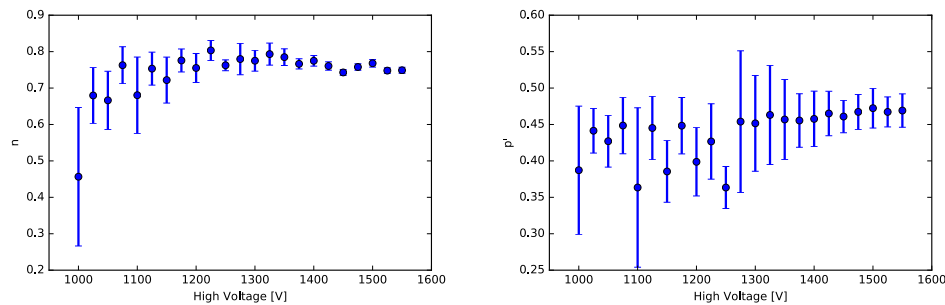


Figure 5: Left: fitted n (left plot) and p' (right plot) parameters in function of the high voltage.

3.2 Inter-PMTs SPE spectrum variability

The model derived in the previous section is defined with the data of one unique PMT. In this section we explore the variability of different PMTs. For that, we use charge spectra derived from 49 different PMTs that were acquired at the NectarCAM focal plane module test bench [7].

These charge spectra were fitted with the model previously derived at a voltage of 1500 V. The best fitting models and the distribution and uncertainty of their parameters are shown in figure 6. The observed variability of the models can not be explained by a simple statistical effect. This means that the PMTs models have to be defined on a PMT by PMT basis, using data with an important voltage ($HV > 1400V$) in order to have a good precision on the low charge component of the model.

We computed the bias induced on the gain measurement at 1500 V related to the usage of a single PMT model above all the PMTs. For that we derive the gain with the models obtained on a PMT by PMT basis and with the mean model over all PMTs. The gain bias percentage distribution is shown in figure 7. The standard deviation of this distribution is 1.34 %, which permits to assess the uncertainty that comes from the PMT variability. This uncertainty is not negligible compared to the 10% required uncertainty on the gain determination by the CTA Observatory [8]. This means that the gain reconstruction at the nominal voltage should be computed with a SPE model derived on a PMT by PMT basis in order to suppress this systematical uncertainty.

3.3 Simultaneous fit for the gain measurement at nominal voltage

As presented in the previous sections, the parameters that define the model are independent of the gain, and the variability between PMTs has to be taken into account to reduce the systematical uncertainty. The idea is to perform charge distribution measurements at the nominal voltage and simultaneously at a higher voltage. To derive the gain at the nominal voltage, we used a combined maximum likelihood procedure between 1500 V charge spectrum data and nominal ($\simeq 1000$ V) voltage data. The parameters that define the model and are independent of the gain are shared between the two likelihoods: p' , n and res . The aims of this method are the following:

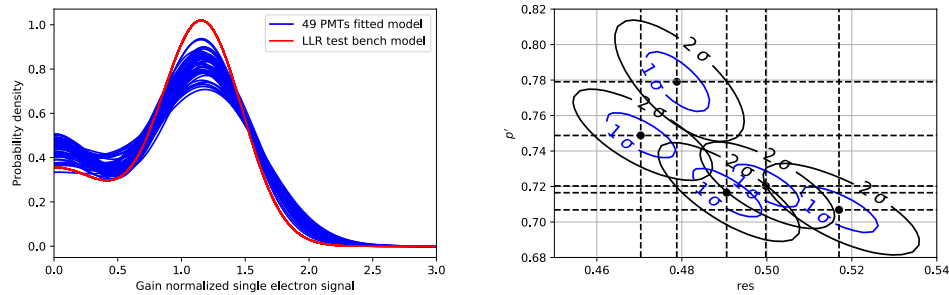


Figure 6: Left: Superposition of the 49 PMTs SPE models (blue) and model derived with the LLR test bench (red). Right: Confidence contours at 1σ (blue) and 2σ (black) for 5 PMTs for parameters p' and res .

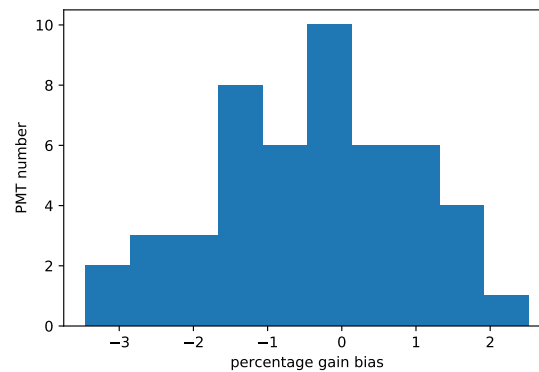


Figure 7: Gain bias percentage computed as the percentage of difference of the gain between fitted model and mean model over all the 49 PMTs. The standard deviation of this distribution is 1.34 %.

- derive the parameters of the model using the high voltage data in order to stabilize the fit at nominal voltage,
- include in the statistical uncertainty of the gain the statistical uncertainty of the model parameters derived with higher voltage than the nominal one,
- perform a PMT by PMT derivation of the SPE spectrum since the parameters of the model are derived on the same PMT at a higher voltage,
- take into account possible aging effects of the PMTs since the SPE spectrum is obtained on data taken at the same time than the nominal voltage data,
- if the luminosity is the same between the two data samples, it can be jointly fitted which improves the

overall precision on the gain determination.

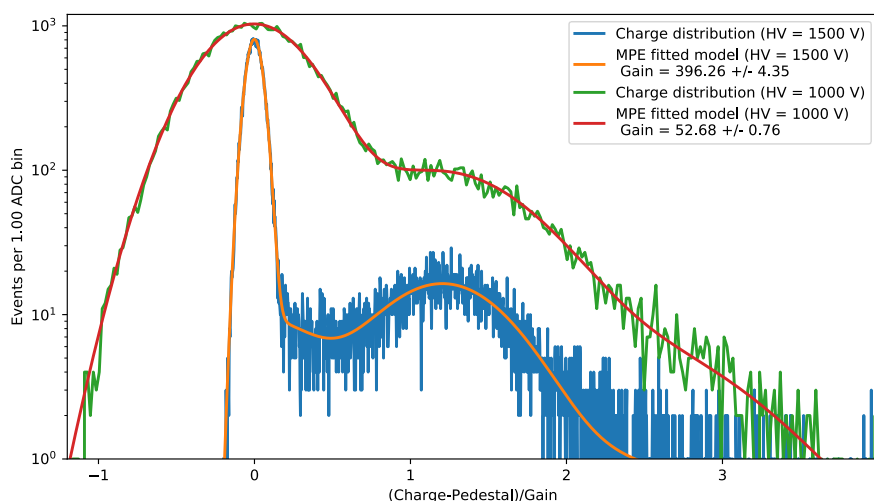


Figure 8: Combined 1500 V and 1000 V charge distribution fit.

An example of fit with this method is shown in figure 8. The computed gain is 52.68 ADC/pe and its associated statistical uncertainty (taking into account the statistical uncertainty of the SPE model) is 0.76 ADC/pe. The uncertainty is at a level of 1.4 %, this can be compared with the uncertainty shown on the figure 3.

Conclusions

In this proceeding, we presented data obtained on a dedicated test bench used to perform precise measurement of the SPE model. We found that a double Gaussian model is able to reproduce data at high voltage which is not the case for a single Gaussian model. We evaluate that using a single Gaussian model assumption instead of a double Gaussian model leads to a bias of 7-10% in the gain estimate. However, the two Gaussian model can not be precisely used with data taken at nominal voltage because of the low separation between the first photo-electron peak and the pedestal. We derived a gain-independent model that can be easily extrapolated between nominal and higher values of the voltage where the double Gaussian model can be precisely derived. We shown that the variability between the PMTs does not allow us to use a mean model over all PMTs, and would induce a systematical uncertainty of 1.3 % on the gain determination. We finally shown a method that take this fact into account by performing a simultaneous fit between nominal and more important voltage data, in order to have a precise determination of both the SPE model and the gain at the nominal voltage. This permits to have a method of gain calibration that can use simultaneously charge spectrum at different PMTs voltage, in order to take into account inter-PMTs SPE model variability and PMT aging effect and perform a robust gain determination. This method can be used as a standard calibration routine for the gain determination using the SPE calibration system of NectarCAM [9].

Acknowledgments

We gratefully acknowledge financial support from the following agencies and organizations listed on this webpage: https://www.cta-observatory.org/consortium_acknowledgments/

References

- [1] F. Aharonian *et al.* [H.E.S.S. Collaboration], *Astropart. Phys.* **22** (2004) 109 doi:10.1016/j.astropartphys.2004.06.006 [astro-ph/0406658].
- [2] B. S. Acharya *et al.* [CTA Consortium], doi:10.1142/10986 arXiv:1709.07997 [astro-ph.IM].
- [3] G. Pühlhofer [CTA Consortium], 2017, 6th International Symposium on High Energy Gamma-ray Astronomy, 080002
- [4] J.-F. Glicenstein *et al.* [NectarCAM Collaboration and CTA Consortium], *AIP Conf. Proc.* **1792** (2017) no.1, 080009 doi:10.1063/1.4969030 [arXiv:1610.04173 [astro-ph.IM]].
- [5] https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/R12992-100_TPMH1371E.pdf
- [6] M. Anthony *et al.* 2018, *Journal of Instrumentation*, 13, T02011
- [7] A. Tsiaghina *et al.*, Focal Plane Module test bench, in preparation
- [8] A. Mitchell *et al.* Photoelectrons to Photons in Camera Performance Requirements, internal CTAO note
- [9] B. Biasuzzi *et al.* Design and characterization of a single photoelectron calibration system for the CTA medium size telescopes, in preparation

ANNEXE C

Performance of the FPM v2 prototypes of the NectarCAM module (p24-26)

		MST-CAM / NectarCAM	Ref. : MST-CAM-JF-0372-IRAP
		<i>Performance of the FPM prototypes of the NectarCAM module</i>	Ed. : 2 Rev. : 0 Date: 06/10/2020 Page : 24/37

4. QUANTUM EFFICIENCY

The datasheet of PMT R12992-100-05 specifies that the typical peak quantum efficiency is 41% with a minimum value of 36%, with a peak wavelength of 400 nm. The quantum efficiency of PMTs is not systematically measured by Hamamatsu. During the last productions, they measured the peak quantum efficiency for $\sim 10\%$ of the produced PMTs. However, Hamamatsu provides, for each PMT production, databases with the measured values of the cathode blue sensitivity index (see Fig. 24) – also called Corning Blue specification (CB) –, which is proportional to the peak quantum efficiency⁹.

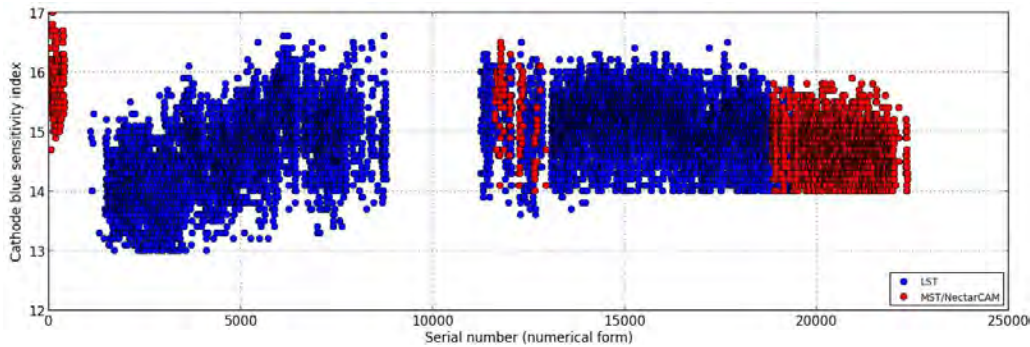


Figure 24: Values of the cathode blue sensitivity index measured by Hamamatsu for PMTs produced for the DragonCAM/LST and the NectarCAM/MST.

The Fig. 25(a) shows the correlation between the cathode blue sensitivity index (CB) and the peak quantum efficiency (ϵ_{peak}) measured by Hamamatsu with 1150 PMTs for DragonCAM and NectarCAM. The best correlation factor is $\epsilon_{\text{peak}} / \text{CB} = 2.8 \pm 0.1$. It yields to relative differences between the measured and the estimated peak quantum efficiencies of less than 6 %, for the PMT of the Qualification Model. The average of the peak quantum efficiencies estimated with that factor and the cathode blue sensitivity index of 12430 PMTs is 41.7 % with a standard deviation of 1.7%. The average of the peak quantum efficiencies of 1150 PMTs measured by Hamamatsu is 42.1% with a standard deviation of 1.6%. The Fig. 25(b) shows the distributions of the estimated and measured peak quantum efficiencies.

We have no facility to directly measure the quantum efficiency of PMTs at IRAP. However, we can check whether the values of the quantum efficiency provided by Hamamatsu are correct using known light source. This has been done with the NSB simulation system (see Fig. A1.4); we verified that the photoelectron rates calculated with the quantum efficiency $\epsilon(\lambda)$ provided by Hamamatsu as a function of the wavelength λ (e.g. see Fig. 27) are in agreement with the photoelectron rates measured by PMT, taking into account the impinging light characteristics (spectrum and intensity). The latter were obtained by measuring (i) the light energy flux received by the photocathode of each PMT (see Fig 26a) and (ii) $S(\lambda)$ the spectrum as a function of the wavelength λ (see Fig. 26b) emitted by the NSB simulation system. The energy fluxes were measured with a calibrated NIST photodiode controlled with a VEGA device. For a given PMT, the

⁹ see p. 33-34 of “The Photomultiplier Handbook”, A.G. Wright, 2017, Oxford University Press.

		MST-CAM / NectarCAM	Ref. : MST-CAM-JF-0372-IRAP
		<i>Performance of the FPM prototypes of the NectarCAM module</i>	Ed. : 2 Rev. : 0 Date: 06/10/2020 Page : 25/37

calculated photoelectron rate R_c is obtained with the formula:

$$R_c = A \Phi \frac{\int S(\lambda) \varepsilon(\lambda) d\lambda}{\int S(\lambda) \frac{hc}{\lambda} d\lambda}$$

where A is the photocathode area and Φ is the energy flux. The figure 28 shows the calculated photoelectron rates R_c as a function of the photoelectron rates measured with six PMTs for several light intensities (~ 0.1 to 1 GHz) on the FPM Test Bench v2 (see Fig. A1.5 in section 6.1). The differences between the measurements and the calculations are less than $\sim 20\%$.

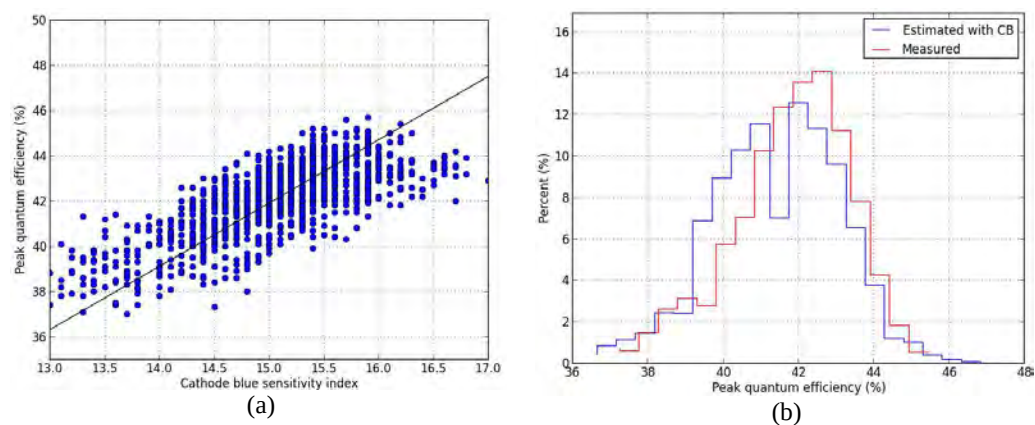


Figure 25: (a) Correlation between the Cathode blue sensitivities and the peak efficiencies measured by Hamamatsu for 1150 PMTs. The line shows the best correlation factor of $(2.8 \pm 0.1) \text{ \%}/\text{CB}$. (b) Distributions of the peak quantum efficiency estimated with the CB (in blue – 12430 PMTs) and measured by Hamamatsu (in red – 1150 PMTs).

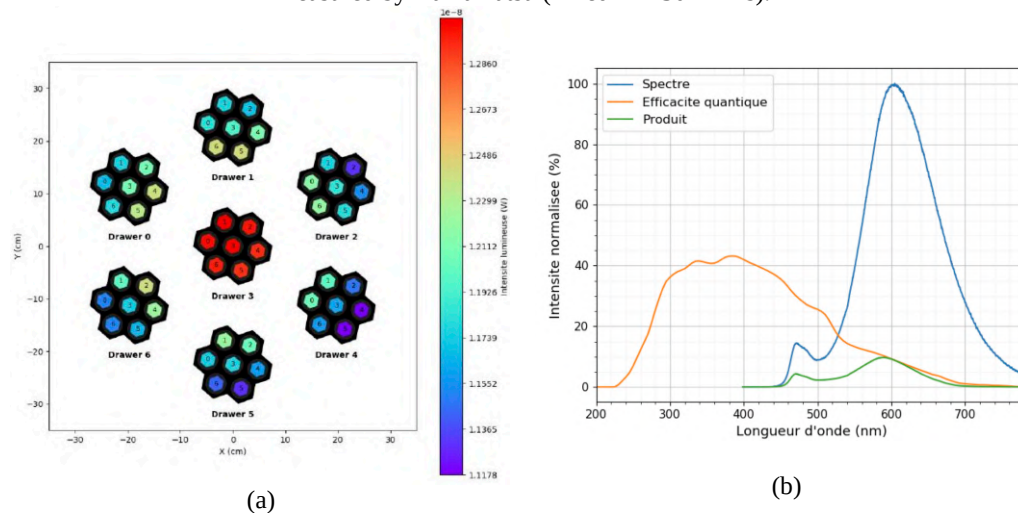


Figure 26: (a) Light powers (in W) measured with a NIST photodiode for each position in the FPM Test bench v2 (see Fig. A1.5 in section 6.1). (b) Spectrum of the light emitted by the NSB simulation system (in blue) and the typical quantum efficiency as a function of the wavelength of

		MST-CAM / NectarCAM	Ref. : MST-CAM-JF-0372-IRAP
		<i>Performance of the FPM prototypes of the NectarCAM module</i>	Ed. : 2 Rev. : 0 Date: 06/10/2020 Page : 26/37

PMTs for CTA (in orange). The green curve is the product of the blue and orange curves.

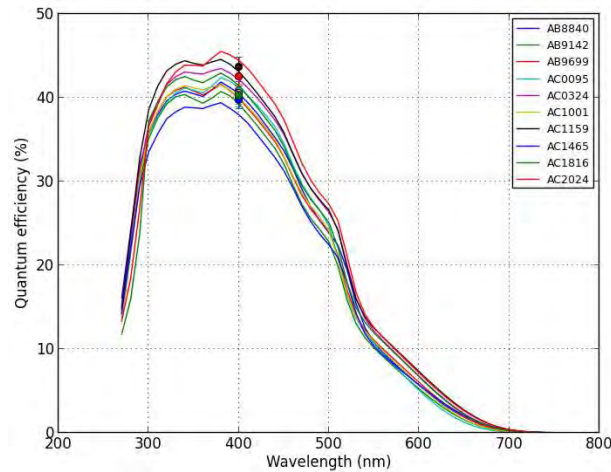


Figure 27: Quantum efficiencies of 10 PMTs as a function of the wavelength measured by Hamamatsu for 10 PMTs (two of the 10 PMTs are used for the Adlershof test – see section 3 – and the 8 other PMTs are used for the Qualification Model). The dots are the corresponding peak quantum efficiencies estimated with the cathode blue sensitivities ($\epsilon_{\text{peak}} / \text{CB} = 2.8 \pm 0.1$); the differences between the estimated and measured peak quantum efficiencies are less than 5%.

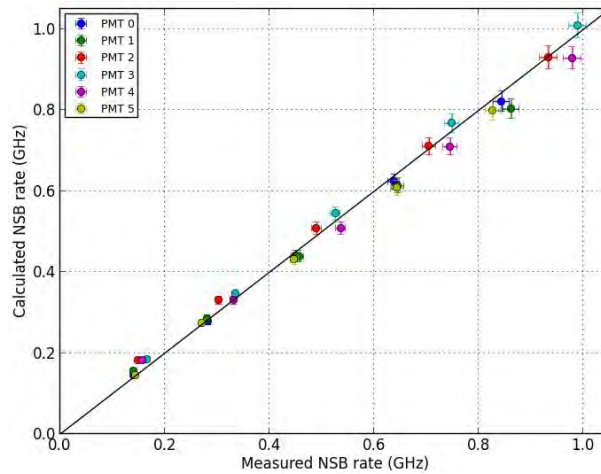


Figure 28: Comparison of the photoelectron rates calculated with quantum efficiency provided by Hamamatsu with the rates measured on the FPM test bench using the NSB simulation system. The rates are expressed in GHz (i.e. photoelectron per ns).

Bibliographie

- [1] H.E.S.S. Collaboration et al. H.E.S.S. phase-I observations of the plane of the Milky Way. Astronomy & Astrophysics Vol 612, apr 2018.
- [2] A.U. Abeysekara, J.A. Aguilar, S. Aguilar, et al. On the sensitivity of the HAWC observatory to gamma-ray bursts. Astroparticle Physics, 35(10) :641–650, may 2012.
- [3] A. U. Abeysekara, A. Albert, R. Alfaro, et al. Observation of the Crab Nebula with the HAWC Gamma-Ray Observatory. The Astrophysical Journal, 843(1) :39, jun 2017.
- [4] J.A. Goodman. Recent Results from the Milagro Gamma Ray Observatory. Nuclear Physics B - Proceedings Supplements, 151(1) :101–107, jan 2006.
- [5] M. Actis, G. Agnetta, F. Aharonian, et al. Design concepts for the Cherenkov Telescope Array CTA : an advanced facility for ground-based high-energy gamma-ray astronomy. Experimental Astronomy, 32(3) :193–316, Dec 2011.
- [6] Masaki Mori for the CANGAROO Team. CANGAROO Project for High-Energy Gamma-Ray Astrophysics. Progress of Theoretical Physics Supplement, 151 :85–94, 2003.
- [7] R. Mirzoyan, R. Kankanian, F. Krennrich, et al. The first telescope of the HEGRA air Cherenkov imaging telescope array. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 351(2-3) :513–526, dec 1994.
- [8] and H. Abdalla, A. Abramowski, F. Aharonian, et al. Deeper H.E.S.S. observations of Vela Junior (RX J0852.0-4622) : Morphology studies and resolved spectroscopy. Astronomy & Astrophysics, 612 :A7, apr 2018.
- [9] Mradul Sharma, B. Chinmay, Nilay Bhatt, et al. Sensitivity estimate of the MACE gamma ray telescope. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 851 :125–131, apr 2017.
- [10] J. Aleks, S. Ansoldi, L.A. Antonelli, et al. The major upgrade of the MAGIC telescopes, Part I : The hardware improvements and the commissioning of the system. Astroparticle Physics, 72 :61–75, jan 2016.
- [11] T.C Weekes, H Badran, S.D Biller, et al. VERITAS : the Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System. Astroparticle Physics, 17(2) :221–243, may 2002.
- [12] VERITAS Collaboration, A. U. Abeysekara, A. Archer, et al. VERITAS and Fermi-LAT observations of new HAWC sources. 2018.
- [13] The Cherenkov Telescope Array Consortium, :, B. S. Acharya, et al. Science with the Cherenkov Telescope Array. 2017.
- [14] Richard White and Harm Schoorlemmer. A Compact High Energy Camera (CHEC) for the Gamma-ray Cherenkov Telescope of the Cherenkov Telescope Array. 2017.

- [15] G. Pühlhofer, C. Bauer, A. Biland, et al. FlashCam : A fully digital camera for CTA telescopes. In Felix A. Aharonian, Werner Hofmann, and Frank M. Rieger, editors, American Institute of Physics Conference Series, volume 1505 of American Institute of Physics Conference Series, pages 777–780, December 2012.
- [16] F. Werner, C. Bauer, S. Bernhard, et al. Performance verification of the FlashCam prototype camera for the Cherenkov Telescope Array. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 876 :31–34, December 2017.
- [17] J. F. Glicenstein, O. Abril, J. A. Barrio, et al. NectarCAM : a camera for the medium size telescopes of the Cherenkov Telescope Array. In 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015), volume 34 of International Cosmic Ray Conference, page 937, July 2015.
- [18] S. Sakurai, D. Depaoli, and R. López-Coto. The calibration of the first Large-Sized Telescope of the Cherenkov Telescope Array. 2019.
- [19] Markus Garczarczyk. Medium size telescopes for the Cherenkov Telescope Array. In Roberto Gilmozzi, Heather K. Marshall, and Jason Spyromilio, editors, Ground-based and Airborne Telescopes VII. SPIE, jul 2018.
- [20] G. Hermann, K. Bernlöhr, O.B. Bigas, et al. Level A : Preliminary CTA System Performance Requirements. Internal note, Reference : MAN-TPC/110331a. 2011.
- [21] G. Hermann, K. Bernlöhr, J. Hinton, and members of the CTA Work Packages. Level B : CTA Sub-System Performance Requirements. Internal note, Reference : MAN-TPC/120321. 2012.
- [22] Hinton J.A. Internal CTA report, reference : MAN-PO/120807. 2014.
- [23] A Sanuy, D Gascon, J M Paredes, et al. Wideband (500 MHz) 16 bit dynamic range current mode PreAmplifier for the CTA cameras (PACTA). Journal of Instrumentation, 7(01) :C01100-C01100, janv 2012.
- [24] A. Sanuy, E. Delagnes, D. Gascon, et al. Wideband pulse amplifiers for the NECTAR chip. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 695 :385–389, dec 2012.
- [25] C.L. Naumann, E. Delagnes, J. Bolmont, et al. New electronics for the Cherenkov Telescope Array (NECTAr). Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 695 :44–51, dec 2012.
- [26] Hamamatsu. Hamamatsu R12992-100-05 Data Sheet (Internal Technical Information). dec 2017.
- [27] Hamamatsu. Hamamatsu R12992-100 Data Sheet. http://www.hamamatsu.com.cn/UserFiles/upload/file/20181029/R12992-100_TPMH1371E.pdf. jul 2017.
- [28] T. Toyama, Y. Hanabata, J. Hose, et al. Evaluation of the basic propertied of the novel 1.5 in. size PMTs from Hamamatsu Photonics and Electron Tubes Enterprises. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 787 :280–283, July 2015.

- [29] François Hénault, Pierre-Olivier Petrucci, Laurent Jocou, et al. Design of light concentrators for Cherenkov telescope observatories. In Roland Winston and Jeffrey Gordon, editors, Nonimaging Optics : Efficient Design for Illumination and Solar Concentration X, volume 8834, pages 13 – 24. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2013.
- [30] François Hénault, Pierre-Olivier Petrucci, Laurent Jocou, et al. Testing light concentrators prototypes for the Cherenkov Telescope Array. In Sarah R. Kurtz and Roland Winston, editors, Nonimaging Optics : Efficient Design for Illumination and Solar Concentration XIV. SPIE, sep 2017.
- [31] Toshikazu Hakamata, H Kume, K Okano, et al. Photomultiplier tubes : basics and applications. Hamamatsu Photonics KK Electron Tube Division, Hamamatsu City, 2006.
- [32] R. Mirzoyan, D. Müller, J. Hose, et al. Evaluation of novel PMTs of world-wide best parameters for the CTA project. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 845 :603–606, feb 2017.
- [33] Brown A.M., M. K. Daniel, O. Catalano, et al. Guidelines for the Calibration of Cameras in the Cherenkov Telescope Array. Internal CTA report, Reference : COM-432CCF/150128433. 2015.
- [34] E.H. Bellamy, G. Bellettini, J. Budagov, et al. Absolute calibration and monitoring of a spectrometric channel using a photomultiplier. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 339(3) :468–476, feb 1994.
- [35] D. Hanna. International Cosmic Ray Conference, 3, 1417. 2008.
- [36] S. Fegan. Gain estimation with a light pulser. Internal NectarCAM report, Reference : MST-CAM-TN-0060. 2014.
- [37] M. Takahashi, Y. Inome, S. Yoshii, et al. A technique for estimating the absolute gain of a photomultiplier tube. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 894 :1–7, jun 2018.
- [38] Barbara Biasuzzi, Kevin Pressard, Jonathan Biseau, et al. Design and characterization of a single photoelectron calibration system for the NectarCAM camera of the medium-sized telescopes of the Cherenkov Telescope Array. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 950 :162949, jan 2020.
- [39] Sami Caroff, Stephen Fegan, Pierre Jean, et al. Determination of the single photoelectron spectrum and gain measurement for the Cherenkov Telescope Array camera NectarCAM. In Giovanni Pareschi and Stephen L. O'Dell, editors, Optics for EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Astronomy IX. SPIE, sep 2019.
- [40] M. Anthony, E. Aprile, L. Grandi, et al. Characterization of photomultiplier tubes with a realistic model through GPU-boosted simulation. Journal of Instrumentation, 13(02) :T02011–T02011, feb 2018.

- [41] F Kaether and C Langbrandtner. Transit time and charge correlations of single photoelectron events in R7081 photomultiplier tubes. Journal of Instrumentation, 7(09) :P09002–P09002, sep 2012.
- [42] R. Mirzoyan, D. Müller, Y. Hanabata, et al. Evaluation of Photo Multiplier Tube candidates for the Cherenkov Telescope Array. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 824 :640–641, jul 2016.
- [43] B. Bencheikh, R. DeSalvo, W. Hao, et al. A simple light detector gain measurement technique. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 315(1-3) :349–353, may 1992.
- [44] Cao Zhong, Huang Zhengde, and Chen Qun. Gain stability of photomultipliers at high variable counting rates. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 281(2) :384–387, sep 1989.
- [45] Hamamatsu. Photomultiplier Tubes Basics and Applications. https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMT_handbook_v3aE.pdf. august 2007.
- [46] R. Mirzoyan, E. Lorenz, D. Petry, and C. Prosch. On the influence of afterpulsing in PMTs on the trigger threshold of multichannel light detectors in self-trigger mode. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 387(1-2) :74–78, mar 1997.
- [47] Hamamatsu. Photomultiplier tubes and assemblies. 2009.
- [48] A. G. Wright. The Photomultiplier Handbook. Oxford University Press, aug 2017.
- [49] Thomas Tavernier, Jean-François Glicenstein, and François Brun. Status and performance results from NectarCAM – a camera for CTA medium sized telescopes. sep 2019.
- [50] NectarCAM Collaboration. NectarCAM collaboration 2020, in preparation. 2020.