# L'Astronomie gamma haute énergie au sol et dans l'espace

Johan Bregeon

▶ **To cite this version:**

Johan Bregeon. L'Astronomie gamma haute énergie au sol et dans l'espace. Astrophysique [astro-ph]. Université de Montpellier, 2019. tel-02262275

**HAL Id: tel-02262275**
**https://theses.hal.science/tel-02262275**

Submitted on 2 Aug 2019

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

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

# L'Astronomie gamma haute énergie au sol et dans l'espace

Mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches
de l'Université de Montpellier

Spécialité Physique
École doctorale : Information, Structures, Systèmes

Dr. Johan Bregeon

Laboratoire Univers et Particules de Montpellier
(UMR5299)

Habilitation soutenue le 14 juin 2019 devant le jury composé de :

| | | |
|---|---|---|
| Dr. Eric Kajfasz | Directeur de recherche, CPPM | Président |
| Dr. Jean–Luc Atteia | Astronome, IRAP | Membre |
| Pr. Laurent Derôme | Professeur, Univ. Grenoble–Alpes, LPSC | Rapporteur |
| Pr. Denis Dumora | Professeur, Univ. Bordeaux, CENBG | Rapporteur |
| Dr. Mathieu Jacobé de Naurois | Directeur de recherche, LLR | Rapporteur |

# Table des matières


**1 Fermi, révolution de l'astronomie au GeV** **11**
1.1 Présentation générale . . . 11
1.1.1 Le Large Area Telescope : LAT . . . 12
1.1.2 Trajectographe . . . 13
1.1.3 Calorimètre . . . 14
1.1.4 Détecteur d'Anti–Coïncidence . . . 14
1.1.5 Système d'acquisition et déclenchement . . . 14
1.2 Tests faisceaux . . . 15
1.2.1 Calorimétrie en 2003 . . . 15
1.2.2 La *Calibration Unit* en 2006 . . . 18
1.2.3 Conclusion sur les tests faisceaux . . . 24
1.3 *Launch and Early Orbit* . . . 26
1.3.1 Constantes de temps de déclenchement des détecteurs . . . 27
1.3.2 `FastMon` : traitement des données de niveau 0 . . . 28
1.3.3 Contrôle de la qualité des données . . . 30
1.3.4 `Pipeline` de traitement des données . . . 35
1.3.5 Premières lumières et premiers résultats . . . 36
1.4 Optimisation de la configuration matérielle et étalonnage en vol . . . 36
1.4.1 Lecture du trajectographe . . . 36
1.4.2 Mise à jour des constantes d'étalonnage . . . 39
1.4.3 Étalonnage des fonctions de réponse . . . 40
1.5 Reconstruction et sélection des évènements . . . 45
1.5.1 Simulations : contenu et fantômes . . . 46
1.5.2 La reconstruction Pass 8 . . . 48
1.5.3 Les classes d'évènement . . . 54
1.5.4 Les données de référence . . . 55
1.5.5 Validation . . . 60
1.5.6 Fonctions de réponse *Pass 8* . . . 61
1.5.7 Un mot sur la très basse énergie . . . 64
1.6 Le groupe *Calibration & Analysis* . . . 67
1.7 Exploitation scientifique . . . 68
1.7.1 Stratégie d'observation et de distribution des données . . . 69
1.7.2 Survol de la science réalisée avec le LAT . . . 69
1.7.3 Quelques résultats d'équipes extérieures à la collaboration . . . 72

**2 CTA, le premier Observatoire au TeV** **76**
2.1 Présentation . . . 76
2.2 Les télescopes imageurs Cherenkov . . . 77
2.3 Étalonnage des télescopes Cherenkov . . . 78

2.3.1 Principes généraux . . . 80
2.3.2 Sources d'étalonnage à diodes électro–luminescentes (LEDs) . . . 80
2.4 LIDARs pour l'étalonnage de l'atmosphère . . . 86
2.4.1 Principe de fonctionnement du LIDAR . . . 86
2.4.2 Utilisation en astronomie Cherenkov . . . 86
2.4.3 LIDAR élastique sur le site de H.E.S.S. . . . 87
2.4.4 LIDAR Raman pour CTA . . . 105
2.5 Gestion des données et des ressources de calcul . . . 113
2.5.1 Modèle de données . . . 114
2.5.2 Modèle de calcul . . . 116
2.5.3 Infrastructure logicielle pour la gestion des ressources de calcul distribuées . . . 117
2.5.4 Logiciels pour le traitement des données . . . 123
2.6 Optimisation du réseau via les simulations Monte–Carlo . . . 126
2.6.1 Production des simulations . . . 127
2.6.2 Analyse des simulations . . . 129
2.6.3 Choix des sites . . . 131
2.6.4 Choix de la géométrie . . . 135
2.7 Fonctions de réponse . . . 141
2.8 *Key Science Projects* . . . 144
2.9 Point sur la construction . . . 148
2.9.1 Administration . . . 148
2.9.2 Prototypes de télescope . . . 148
2.9.3 Données . . . 149
2.10 Travaux en perspective . . . 150

**3 Électrons cosmiques** **151**
3.1 Contexte . . . 151
3.2 Mesures avec Fermi . . . 152
3.2.1 Les capacités du LAT . . . 153
3.2.2 Premières mesures *Pass 6* de 2009 et 2010 . . . 154
3.2.3 Mesures *Pass 8* de 2017 . . . 165
3.3 État des lieux : H.E.S.S., VERITAS, AMS, DAMPE, CALET . . . 170
3.4 Mesures possible avec CTA . . . 171

**4 Sursauts gamma** **173**
4.1 Observations, progéniteurs et physique du jet . . . 173
4.2 Résultats obtenus avec Fermi . . . 174
4.2.1 GRB 090926, la première coupure haute énergie . . . 175
4.2.2 GRB 110731A, un exemple d'étude multi-longueur d'onde . . . 182
4.3 Etat des connaissances actuelles . . . 187
4.3.1 Physique des sursauts . . . 187
4.3.2 Physique fondamentale . . . 189
4.3.3 Fusion d'étoiles à neutrons . . . 190
4.4 Perspectives et synergies pour CTA . . . 193
4.4.1 Observabilité et prédictions . . . 193
4.4.2 Intérêt des mesures à très haute énergie . . . 195
4.4.3 Stratégie et synergies . . . 196

**A Contrats de Recherche** **208**
A.1 CNRS PICS *Fermi* Pass 8 . . . 208
A.2 `CTASci`, Projet Labex OCEVU . . . 208
A.3 Le projet `DIRAC @IN2P3` . . . 208
A.3.1 Objectifs scientifiques . . . 209
A.3.2 Plan de développements . . . 209
A.3.3 Résultats attendus . . . 210
A.3.4 Succès et perspectives . . . 210
A.4 `CTAOptSim`, CNRS PEPS Astro–Informatique . . . 211
A.4.1 Contexte . . . 211
A.4.2 Objectifs scientifiques . . . 212
A.4.3 Présentation des partenaires . . . 213
A.4.4 Planning . . . 213
A.4.5 Résultats attendus et perspectives . . . 213
A.4.6 Succès et perspectives . . . 214

## Acronymes

| | |
|---|---|
| ACD | The *Fermi*–LAT Anti–Coïncidence Detector |
| ACS | Alma Controle Software |
| AOD | Aerosols Optical Depth |
| AMEGO | All–sky Medium Energy Gamma–ray Observatory |
| AMS | The Alpha Magnetic Spectrometer experiment |
| ARR | The *Fermi* Autonomous Repoint Request |
| ASWG | The CTAC Analysis and Simulation Working Group |
| BAT | The *Swift* Burst Alert Telescope |
| BATSE | The CGRO Burst and Transient Source Explorer |
| C&A | The *Fermi*–LAT Calibration and Analysis group |
| CAL | The *Fermi*–LAT calorimeter |
| CALET | Calorimeter Electron Telescope |
| CDS | Centre de Données Astronomiques de Strasbourg |
| CEA | Commissariat à l'Energie Atomique |
| COMPTEL | The CGRO Compton Telescope |
| CTA | The Cherenkov Telescope Array |
| CTAC | The CTA Consortium |
| CTACG | The CTA Computing Grid |
| CTAO | The CTA Observatory |
| CGRO | Compton Gamma–ray Observatory |
| CPPM | Centre de Physique de Particules de Marseille |
| CRMS | CTA Computing Resource Management System |
| CU | The *Fermi*–LAT Calibration Unit |
| DAMPE | Dark Matter Particle Explorer |
| DES | The LSST Dark Energy Survey |
| DFC | DIRAC File Catalog |
| DGAC | Direction Générale de l'Aviation Civile |
| DGN | The *Fermi*–LAT Diagnostic Filter |
| DMS | DIRAC Data Management System |
| DQM | The *Fermi*–LAT Data Quality Monitoring |
| DPPS | The CTA Data Processing and Preservation System |
| EDISP | Energy Dispersion |
| EGO | The European Gravitational Wave Observatory |
| EGRET | Energetic Gamma–ray Experiment Telescope |
| EM | The *Fermi*–LAT calorimeter Engineering Model |
| EPU | The *Fermi*–LAT Electrical Processing Unit |
| ERIC | European Research Infrastructure Consortium |
| ESO | European Organisation for Astronomical Research in the Southern Hemisphere |
| ETP | Equivalent Temps Plein |
| FEDER | European Regional Development Fund |

| | |
|---|---|
| GANIL | Le Grand Accélérateur National d'Ions Lourds |
| GASU | The *Fermi*–LAT Global–trigger/ACD-module/Signal distribution Unit |
| GBM | The *Fermi* Gamma–ray Burst Monitor |
| GCT | Gamma–ray Cherenkov Telescope |
| GLAST | Gamma Large Area Space Telescope |
| GRB | Gamma–ray Burst |
| GROND | Gamma–ray Burst Optical/Near–Infrared Detector |
| GSI | GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung |
| GTRC | GLAST Tracker Readout Controller |
| GTCC | GLAST Tracker Cable Controller |
| H.E.S.S. | High Energy Stereoscopic System |
| IGRF | International Geomagnetic Reference Field |
| INFN | Istituto Nazionale di Fisica Nucleare |
| IPNO | Institut de Physique Nucléaire d'Orsay |
| IR | Ingénieur.e. de Recherche |
| IRAP | Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie |
| ISOC | The *Fermi* Instrument Science Operation Center |
| IVOA | International Virtual Observatory Alliance |
| KSP | A CTA Key Science Project |
| LAT | The *Fermi* Large Area Telescope |
| L&EO | The *Fermi* Launch and Early Orbit commissioning period |
| LIDAR | Light Detection And Ranging |
| LLE | The *Fermi*–LAT Low Energy Event selection |
| LST | A CTA Large Size Telescope |
| LSST | The Vera C. Rubin Large Synoptic Survey Telescope |
| LPM | L'effet Landau–Pomeranchuk–Migdal |
| LUPM | Laboratoire Univers et Particules de Montpellier |
| LUTH | Laboratoire de l'Univers et de ses Théories |
| MAGIC | Major Atmospheric Gamma Imaging Cherenkov Telescopes |
| MIP | Minimum Ionizing Particle |
| MOA | Micolensing Observations in Astrophysics telescope |
| MOC | The *Fermi* Mission Operation Center |
| MPIK | Max-Planck-Institut für Kernphysik |
| MST | A CTA Medium Size Telescope |
| NAG | Noyau Actif de Galaxie |
| OBF | The *Fermi*–LAT On–Board Filter |
| PM | Tube Photo–Multiplicateur |
| PS | DIRAC Production System |
| PSF | Point Spread Function |
| PWNe | Pulsar Wind Nebulæ |
| RWS | Run Wise Simulations |

| | |
|---|---|
| SAC | San Antonio de los Cobres |
| SDMC | CTA Science Data Management Center |
| SLAC | Stanford Linear Accelerator Laboratory |
| SNR | Supernovæ Remnant |
| SPM | San Pedro Martir |
| SSC | The *Fermi* Science Support Center |
| SST | A CTA Small Size Telescope |
| SPE | Single Photo–Electron |
| SUSS | CTA Science User Support System |
| SVOM | Space Variable Objects Monitor |
| TDR | Technical Design Review |
| TEM | A *Fermi*–LAT Tower Electronic Module |
| TGIR | Très Grande Infrastructure de Recherche |
| TKR | The *Fermi*–LAT tracker |
| ToT | The *Fermi*–LAT tracker Time over Threshold |
| TS | Test Statistics |
| TS | DIRAC Transformation System |
| UVOT | The *Swift* UV/Optical Telescope |
| VERITAS | Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System |
| VLT | Very Large Telescope |
| WMPA | Wilkinson Microwave Anisotropy Probe |
| WMS | DIRAC Workload Management System |
| XRT | The *Swift* X–ray Telescope |

# Introduction

L'astronomie gamma est née vers la fin des années 60, avec notamment en 1967, le lancement du premier satellite OSO III, embarquant un instrument capable d'identifier des photons de plus 50 MeV. L'instrument, en orbite basse à 350 km, a pu prendre des données pendant 16 mois avant de rencontrer des problèmes matériels. La publication exhaustive des résultats en 1972 [1] est remarquable de part le fait qu'elle propose une analyse expérimentale approfondie des données résumant les grandes lignes de ce qu'est devenue l'astronomie gamma, soulignant en particulier l'importance du fond hadronique, d'une bonne compréhension du détecteur et de l'émission en provenance du plan et du centre galactique. En parallèle à OSO III, il me faut mentionner aussi la découverte des sursauts gamma en 1967 par la constellation américaine de satellites militaires Vela en charge de la surveillance des essais nucléaires sur la planète : l'information n'a cependant été déclassifiée et publiée qu'en 1973. La progression instrumentale dans l'espace est par la suite relativement rapide avec le lancement en 1991 de CGRO (*Compton Gamma–ray Observatory*) qui embarque l'instrument EGRET (*Energetic Gamma Ray Experiment Telescope*) dédié à la gamme d'énergie de 20 MeV à 30 GeV, et qui découvrira rapidement plusieurs dizaines de nouvelles sources de différente nature.

Au sol, la mise au point de la technique de détection des photons gamma via la mesure de la lumière Cherenkov, entreprise notamment à l'observatoire Whipple dès 1968, a pris bien plus de temps. Il a fallu en effet attendre 1989 pour que la technique d'imageur Cherenkov puisse prouver son efficacité avec la publication de la détection de la toute première source gamma galactique, la nébuleuse du Crabe. L'astronomie gamma Cherenkov a pris réellement de l'ampleur dans les années 2000 grâce à une nouvelle génération d'instruments bien plus matures comptant entre autres H.E.S.S. (*High Energy Stereoscopic System*) qui est entré en phase de production dès 2002, suivi par les instruments MAGIC (*Major Atmospheric Gamma Imaging Cherenkov Telescopes*) en 2005, puis VERITAS (*Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System*) en 2007.

En 2008, année du lancement de l'observatoire spatial *Fermi*, on compte donc les 271 sources du troisième catalogue d'EGRET et quelques dizaines de sources détectées par les télescopes Cherenkov au sol (voir figure 1). Le LAT (*Large Area Telescope* ), instrument à grand champ de vue au GeV embarqué par *Fermi*, et disposant d'une surface effective d'un ordre de grandeur plus grande que celle de son prédécesseur EGRET est donc très attendu. Le lancement réussi de *Fermi* et le bon fonctionnement du LAT dès sa mise en route permettront d'obtenir rapidement d'excellents résultats. En février 2010, le premier catalogue des sources du *Fermi*–LAT compte déjà un peu plus de 1400 sources. Aujourd'hui, le catalogue préliminaire des sources du *Fermi*–LAT pour les 8 premières années de données en compte plus de 5000, et le TevCat [†], catalogue des sources au TeV en compte un peu plus de 200.

La prochaine avancée instrumentale importante est la réalisation de CTA, le *Cherenkov Telescope Array*, projet international pour la construction d'un très grand réseau de télescopes Cherenkov dans chaque hémisphère. Comme pour chaque nouvel instrument de grande ampleur, l'objectif est d'obtenir des performances très sensiblement améliorées par rapport à la génération actuelle, avec l'espoir notamment de révéler plus d'un millier de sources au TeV. Outre l'utilisation d'une instrumentation aboutie après des années de recherche et développement pour la construction de chaque télescope, le défi de CTA est de montrer qu'il est possible de produire et de faire fonctionner, à une échelle industrielle, des dizaines de télescopes en mode stéréoscopique pour atteindre les performances requises

†. http://tevcat.uchicago.edu

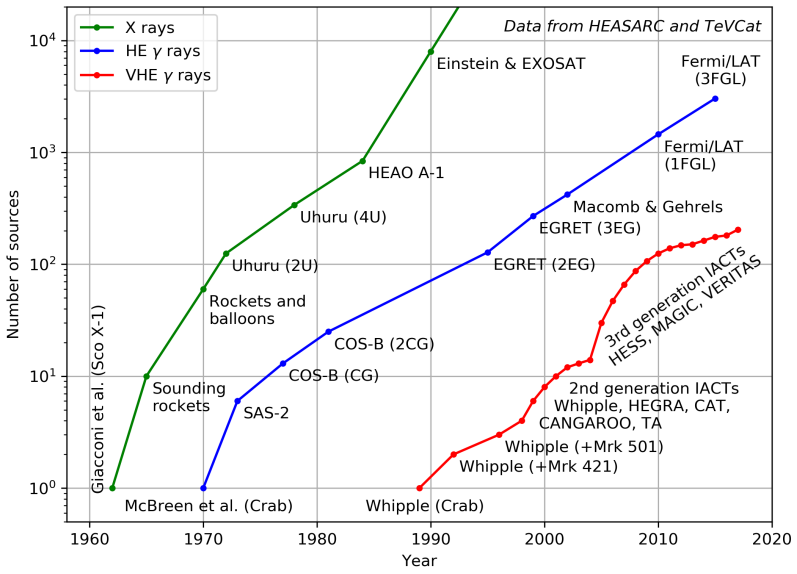


FIGURE 1 – Graphe de l'évolution du nombre de sources connues en X, au GeV et au TeV [2]. Version mise à jour en 2017 par S. Fegan : dépôt GitHub "sfegan/kifune-plot"

tant en terme de performance propre qu'en terme de fonctionnement.

Dans ce manuscrit d'habilitation, j'ai tout d'abord souhaité souligner l'importance de l'aspect instrumental en astronomie gamma, à travers mes contributions aux observatoires *Fermi* et CTA. Au–delà de la construction pure et simple d'instruments intrinsèquement plus performants, chaque détail compte pour en tirer le meilleur parti, et *in–fine* améliorer notre compréhension des phénomènes astrophysiques liés à l'émission de photons de haute et de très haute énergie. J'ai ensuite choisi de détailler deux thèmes astrophysiques que j'ai eu l'occasion d'approfondir au cours de ma carrière : l'étude des électrons cosmiques de haute énergie, et celle des sursauts gamma.

# Chapitre 1

# Fermi, révolution de l'astronomie au GeV

Le télescope spatial *Fermi*, lancé en 2008, a révolutionné notre point de vue sur le ciel gamma en proposant un monitorage de tout le ciel toutes les 3 heures entre 10 keV et 1 TeV. Le nombre de sources connues est passé d'une centaine à plusieurs milliers dans le dernier catalogue, et certains types d'objets comme les pulsars ou les sursauts gamma ont montré des caractéristiques inattendues, notamment dans la partie de plus haute énergie du spectre.

Fermi, né sous le nom de GLAST (pour *Gamma Large Area Space Telescope*), a été pensé avant la fin même de son prédécesseur CGRO (*Compton Gamma-ray Observatory*), à la fin des années 1990. Sa conception par des physiciens des particules a bénéficié des nombreux avantages procurés par l'utilisation massive de simulations Monte–Carlo détaillées, et d'une série de tests sous faisceau indispensable à la fois pour la caractérisation de la réponse des détecteurs et la validation des simulations.

Une préparation soignée, tant des détecteurs que des logiciels nécessaires au traitement et à l'analyse des données, a permis la détection et l'identification des photons dès son allumage, puis la publication de sa première carte du ciel gamma après 3 jours seulement d'opérations nominales.

Malgré l'avalanche de résultats dès les premiers mois de mission, la collaboration LAT a su restée mobilisée pour approfondir sa compréhension de l'instrument et de son environnement, et pour en améliorer les performances via deux révisions majeures des logiciels de traitement et d'analyse des données.

Le succès scientifique de *Fermi* est indéniable aujourd'hui, et continue de s'étendre grâce au travail permanent d'analyse approfondie des données tant par les membres internes à la collaboration LAT, que par les membres externes, validant ainsi le concept d'observatoire impliquant la mise à disposition des données à tous le plus tôt possible et de manière complètement transparente.

## 1.1 Présentation générale

Le télescope spatial *Fermi* est un observatoire spatial dédié à l'étude du ciel dans le domaine gamma. *Fermi* emporte deux instruments à son bord, le LAT (*Large Area Telescope*) qui est l'instrument principal et le GBM (*Gamma–ray Burst Monitor*) qui permet de détecter les évènements transients.

Le GBM est composé de 12 détecteurs NaI et 2 détecteurs BGO, placés de manière

à couvrir l'ensemble du ciel non masqué par la Terre. Les détecteurs NaI permettent de couvrir une gamme en énergie allant de 5 keV à 5 MeV, et les BGO de 100 keV à 50 MeV, offrant ainsi un recouvrement avec la gamme basse en énergie du LAT. La mission principale du GBM est la détection, l'identification et la localisation à quelques degrées des sursauts gamma. Il joue le rôle de déclencheur pour le repointé du satellite afin de mettre rapidement les sursauts intéressants dans le champ de vue du LAT.

Le LAT est l'instrument auquel j'ai dédié l'essentiel de mon travail, suit donc ci–dessous une description détaillée du détecteur.

### 1.1.1 Le Large Area Telescope : LAT

Le LAT est un cube d'environ 1.5 m de côté, composé d'une structure modulaire de 16 tours arrangées dans une grille 4×4, voir la figure 1.1. Chaque tour est composée d'un trajectrographe à pistes de silicium, et d'un calorimètre à iodure de Césium (CsI) dopé au Thallium. Les 16 trajectographes sont encapsulés dans un détecteur d'anti–coïncidence (ACD) segmenté. L'électronique de lecture de chaque tour est disposée sous chaque calorimètre, et le système d'acquisition central, redondant, est situé encore en-dessous et est connecté au bus du satellite.

La technique expérimentale du détecteur repose sur le processus de création de paire, qui est le processus ayant la plus grande section efficace dans le domaine d'énergie du LAT (∼GeV). Typiquement, le photon gamma est converti en une paire électron/positron dans l'une des feuilles de Tungstène du trajectographe, puis l'électron et le positron laissent chacun une trace dans les détecteurs à pistes de Silicium sous-jacent, permettant ainsi de reconstruire la direction initiale du photon dans le ciel. La paire électron/positron développe enfin une cascade électromagnétique dans le calorimètre, et l'on peut alors reconstruire l'énergie initiale du photon à partir du dépôt d'énergie mesuré.

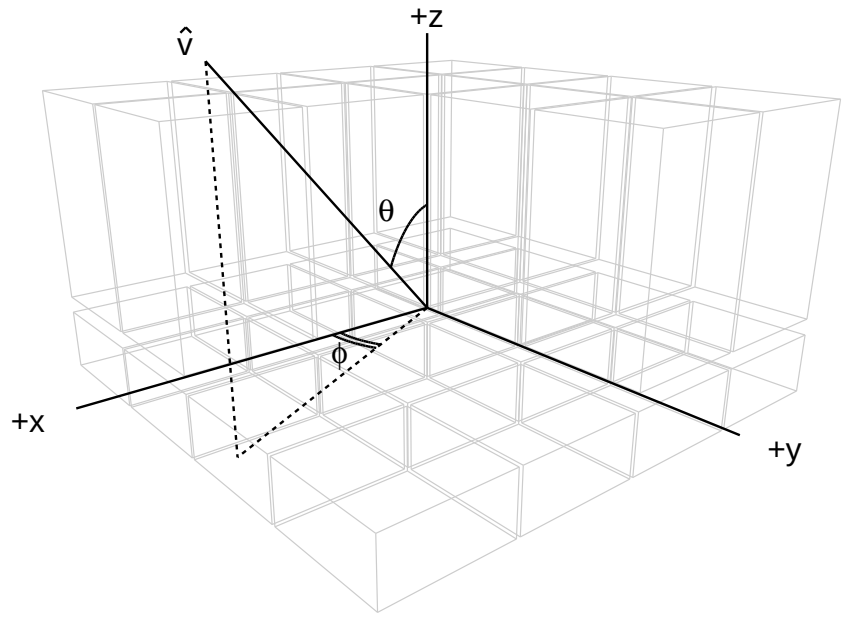


FIGURE 1.1 – Vue synthétique de la géométrie du LAT, sans l'ACD pour plus de clareté.

### 1.1.2 Trajectographe

Chacun des 16 trajectographes (TKR) est composé d'un assemblage de 18 modules qui supportent la partie active du détecteur, l'électronique de lecture et un plan de conversion en tungstène. Du haut vers le bas, un module est composé d'un premier plan de détecteurs à Silicium (SSDs, 4×4 par plan), d'une couche de Kapton pour le biais de tension, d'un panneau en carbone composite qui renferme une structure d'aluminium en nid d'abeille, d'une feuille de Tungstène, d'une nouvelle couche de Kapton et d'un second plan de SSDs dont les pistes d'Aluminium sont parallèles au plan du dessus.

Les modules sont empilés de façon à ce que les pistes des SSDs soit orthogonales d'un module à l'autre, ainsi les 2 couches de détecteurs consécutives ne sont séparées que de 2 mm l'une de l'autre, et sont situées juste en dessous d'une feuille de convertisseur en Tungstène.

Un SSD est composé d'un carré de Silicium de $8.95 \times 8.95\,\mathrm{cm}^2$, d'une épaisseur de 400 $\mu$m, et les 384 pistes d'Aluminium ont un *pitch* de 228 $\mu$m. Ces détecteurs produits par l'entreprise japonaise Hamamatsu sont d'excellentes qualité avec moins d'1% de canaux morts, et un courant de fuite de l'ordre de 110 nA.

La figure 1.2 montre la composition d'une tour du LAT. Pour le trajectographe, on note que les 12 premiers modules ont une couche de Tungstène d'une épaisseur de 3% de longueur de radiation électromagnétique ($X_0$), puis viennent 4 modules plus "épais", dont l'épaisseur est de 18% de $X_0$ et enfin 2 modules dits "légers" sans Tungstène. L'idée derrière cet arrangement est d'équilibrer les performances en terme de taux de conversion de photon et de résolution angulaire (limitée par la diffusion multiple dans le Tungstène).

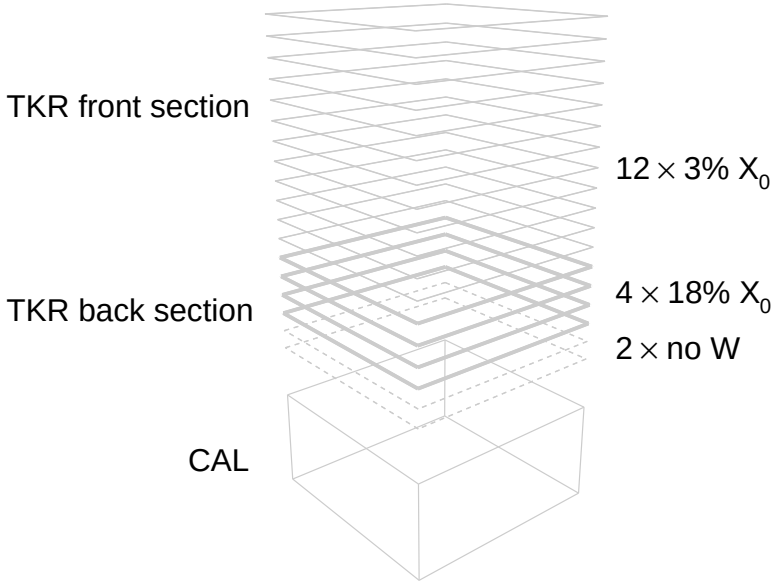


FIGURE 1.2 – Composition d'une tour du LAT

La lecture du trajectographe est entièrement digitale, et la sortie des amplificateurs est différentiée par un seul seuil pour le déclenchement et la lecture : aucune information sur la hauteur du pulse n'est enregistré par piste. Ce choix a été dicté par la nécessité de réduire le volume de donnée envoyé au sol alors que le trajectographe compte 884736 canaux de lecture. La seule information analogique est un temps au–dessus du seuil correspondant

pour chaque plan au OU logique de tous les canaux. Le déclenchement du trajectographe est conditionné par le *three–in–a–row*, soit 3 plans x—y consécutifs déclenchés : cette condition est la principale responsable du déclenchement du LAT, pour un taux qui varie de 4 à 8 kHz au cours d'une orbite.

### 1.1.3 Calorimètre

Chaque calorimètre (CAL) est construit par un arrangement hodoscopique de barreaux de CsI(Tl), soit 8 couches de 12 cristaux (de dimensions 326 mm×26.7 mm×19.9 mm). Chaque cristal de CsI est enveloppé dans un film réfléchissant la lumière et est lu à chaque extrémité par une grande et une petite photodiode. Chaque photodiode est connectée à 2 circuits électroniques, un ayant un amplificateur à fort gain et l'autre à faible gain. Chaque cristal peut donc être lu à chaque extrémité par 4 voies d'électronique permettant de mesurer correctement une large gamme de lumière, et donc d'énergie : de moins d'1 MeV à 70 GeV environ. Une particule chargée au minimum d'ionisation et traversant verticalement un détecteur CsI dépose environ 11.2 MeV, ce qui donne un point de référence solide pour l'étalonnage du gain le plus fort. Les 8 couches de CsI procurent au calorimètre 8.6 longueurs de radiation électromagnétique : grâce aux algorithmes de reconstruction avancées, une mesure de l'énergie jusqu'à 3 TeV est aujourd'hui possible.

L'asymétrie entre les signaux lus à chaque extrémité donne une information très précise (quelques mm) sur le centroïde du dépôt d'énergie, et l'arrangement hodoscopique (couches croisées) permet d'avoir une image de la cascade électromagnétique en 3 dimensions. Les performances d'imagerie de ce calorimètre lui permettent à la fois une mesure précise de l'énergie, et un pouvoir important de séparation des cascades électromagnétiques et hadroniques.

### 1.1.4 Détecteur d'Anti–Coïncidence

Le détecteur d'anti–coïncidence (ACD) est composé de 89 tuiles de plastique scintillateur qui, juxtaposées avec une marge de recouvrement pour éviter les espaces morts, forment une coquille parallélépipédique qui vient chapeauter les 16 trajectographes. La segmentation de l'ACD ne correspond cependant pas parfaitement à celle des trajectographes, ceci de nouveau afin de réduire les zones mortes. En outre, les espaces restant sont remplis par des faisceaux de fibres scintillantes, appelés *ribbons* qui permettent de récupérer une partie de l'efficacité de détection.

Chaque tuile et chaque *ribbons* est lu à chaque extrémité par un tube photo–multiplicateur connecté d'une part à un amplificateur intégrateur rapide ($\sim$ 400 ns) pour le déclenchement, et d'autre part à deux canaux d'électronique plus lent ($\sim$ 4 $\mu$s) à haut et bas gain pour une mesure précise de l'amplitude du signal.

Comme le trajectographe et le calorimètre, l'ACD fournit des données utiles à la fois pour le rejet des particules chargées (efficacité brute $> 99.97\%$) et pour la reconstruction : la segmentation permet notamment de projeter les traces du trajectographe dans l'ACD afin de vérifier la présence ou non de signal dans les tuiles associées.

### 1.1.5 Système d'acquisition et déclenchement

Le système d'acquisition hiérarchique démarre au niveau de chaque tour via un module dédié placé sous chaque calorimètre, le *Tower Electronic Module* (TEM), qui centralise les signaux des paires trajectographe/calorimètre. Chaque TEM gère entièrement l'acquisition de la tour associée, génère les primitives de déclenchement et sert d'interface avec le système

d'acquisition central, le *Global-trigger/ACD-module/Signal distribution Unit* (GASU). Le GASU dispose d'un unité de contrôle–commande et distribue l'horloge commune à 20 MHz, gère l'assemblage de chaque évènement et génère aussi les signaux de lecture pour chaque tour et pour l'ACD (à partir des primitives de déclenchement reçues).

La charge de calcul du GASU est distribué sur 2 unités de calcul (EPU) ce qui permet d'une part d'avoir un système redondant, mais aussi d'avoir une puissance de calcul suffisante pour assurer le fonctionnement d'un filtrage des évènements à bord (*On-Board Filter*, OBF). L'OBF utilise les informations du déclenchement mais réalise aussi une reconstruction grossière des évènements afin de filtrer les différentes catégories d'évènement intéressant, notamment les candidats photon. L'idée directrice est en réalité plus le rejet des particules chargées que l'identification des photons. Ceci permet de passer d'un taux de déclenchement de plus de 4 kHz à un taux d'évènements envoyés au sol d'environ 400 Hz, et donc d'optimiser largement l'utilisation de la bande passante disponible. A noter que l'OBF envoie aussi au sol des évènements utiles pour l'étalonnage comme les candidats ions lourds, les particules proches du minimum d'ionisation ou encore les déclenchements périodiques pour les piédestaux.

Le temps mort minimum du système d'acquisition est de 26.5 $\mu$s, durée nécessaire pour la transmission du signal de lecture du GASU aux TEMs et la récupération des données dans l'assembleur d'évènement. Les déclenchements intervenant durant cette période de temps mort sont enregistrés dans un compteur dédié.

## 1.2 Tests faisceaux

L'espace est un lieu qui est tout sauf contrôlé, il est donc grandement préférable avant d'y envoyer un détecteur pour y dénicher de rares photons gamma, de comprendre au mieux l'instrument à la fois à l'aide de simulations Monte–Carlo avancées mais aussi en mettant tout ou partie du détecteur sous divers faisceaux de particules. Ceci a été fait pour le LAT, à diverses échelles, et cela a occupé une bonne partie de mon temps dès le début de ma thèse en 2002 jusqu'au lancement de *Fermi* 2008.

### 1.2.1 Calorimétrie en 2003

#### Ions lourds du MeV au GeV par nucléon

La procédure d'étalonnage en énergie du calorimètre du LAT en orbite fait appel aux ions cosmiques relativistes. En effet, les ions cosmiques relativistes sont (relativement) proches du minimum d'ionisation et leur dépôt d'énergie dans un détecteur CsI est donc parfaitement connu, lorsqu'ils ne font pas d'interaction nucléaire. Cependant la production de lumière en réponse au passage des ions lourds n'est pas linéaire : la scintillation subit un effet de *quenching*, on observe moins de lumière produite par rapport à la scintillation due au passage d'un proton, pour un même dépôt d'énergie. La méconnaissance des facteurs de *quenching* aux énergies relativistes ont fait apparaître la nécessité de nouvelles mesures pour les détecteurs CsI du LAT.

Mon travail de thèse a commencé par la préparation d'une expérience au GANIL, où l'on a mesuré la réponse de détecteurs CsI (très similaires à ceux du LAT) pour des ions allant des protons au krypton et pour une énergie allant de 0 à 100 MeV par nucléon. De manière très artisanale, nous avions développé un système d'acquisition temps réel basé sur un système d'exploitation `Lynx-OS` pilotant un châssis VME équipé d'un processeur Motorola. La préparation de l'expérience a notamment nécessité une phase de sélection,

de préparation et d'étalonnage en énergie des détecteurs CsI à l'aide d'une source $^{22}$Na et des muons cosmiques proches du minimum d'ionisation.

Le principe de l'expérience mise en place dans une cuve à vide au GANIL était de faire passer des ions de diverses charges et énergies à travers une diode au silicium et de les arrêter dans le cristal de CsI. L'analyse des données pour dériver les coefficients de *quenching* est passée par l'implémentation d'une méthode classique de type $(E(CsI), \Delta E(Si))$ qui permet d'identifier l'ion et de mesurer la quantité de lumière générée dans le CsI. Sachant qu'il n'y a pas d'effet de *quenching* dans le Silicium, $\Delta E(Si))$ est parfaitement corrélé au dépôt d'énergie par ionisation pour un ion d'une charge et d'énergie données. La confrontation des mesures aux simulations Monte–Carlo `Géant4` et aux résultats des codes de calcul de dépôt d'énergie comme `SRIM`‡ permet au final d'obtenir des coefficients de *quenching* absolus, c'est-à-dire la corrélation entre la quantité de lumière produite et le dépôt d'énergie par ionisation.

Le résultat de l'analyse se trouve sous forme de fonctionnelles, inspirées des résultats de l'expérience INDRA, présentant le facteur de *quenching* en fonction de l'énergie des ions et publiées dans ma thèse de doctorat [3].

Cette mesure à basse énergie a été complétée par des mesures réalisées au GSI∗ à l'automne 2003 avec un calorimètre d'ingénieurie (*Engineering Model*, EM) construit par le NRL (Naval Research Laboratory), pour des ions relativistes ayant une énergie jusqu'à 1.7 GeV par nucléon. Le principe de l'expérience était conceptuellement très similaire même si les moyens mis en œuvre étaient bien plus importants : l'EM était très proche d'un modèle de vol et le système d'acquisition était lui aussi basé sur les développements réalisés pour le LAT.

Ces mesures pour l'étalonnage en énergie du LAT ont été publiées dans la revue N.I.M. A en 2006 [4], et peuvent se résumer par le graphe de la figure 1.3. De manière surprenante, les facteurs de *quenching* mesurés au GSI se sont révélés supérieurs à 1 ; la production de lumière dans le CsI due aux ions lourds relativistes est supérieure à celle attendue au lieu de lui être inférieure comme c'est le cas à basse énergie. Les mesures à basse énergie du GANIL sont donc d'autant plus intéressantes pour la validation de notre méthode de mesure et de l'étalonnage des détecteurs CsI. Il est à noter que l'origine de l'anti–quenching n'a pas vraiment été élucidée à ce jour, principalement probablement parce que personne n'utilise le CsI avec des ions lourds au GeV par nucléon. Les pistes principales invoquent l'activation de nouveaux sites de scintillation à cause de la forte densité d'électrons libres localement.

L'un des autres résultats importants obtenus par les tests faisceaux du GSI et présenté dans [4] est un modèle empirique de spallation des ions lourds dans le CsI au GeV par nucléon. Ce modèle est utilisé encore aujourd'hui dans toutes les simulations Monte–Carlo de *Fermi* et permet de reproduire de manière raisonnable, bien que clairement imparfaite, les données de vol. Les codes de spallation ions/ions basés sur des modèles physique sont en fait assez rares, surtout dans ce domaine d'énergie, et l'effort nécessaire pour insérer l'un de ceux-ci dans la simulation `Géant4` complète du LAT ne serait sans doute pas récompensée par des performances significativement meilleures. Les données de vol nous ont par ailleurs permis d'identifier clairement les limites de la simulation et de prendre celles–ci en considération au niveau de la sélection des évènements candidat photon.

‡. http://www.srim.org/

∗. GSI, Helmholtz Centre for Heavy Ion Research

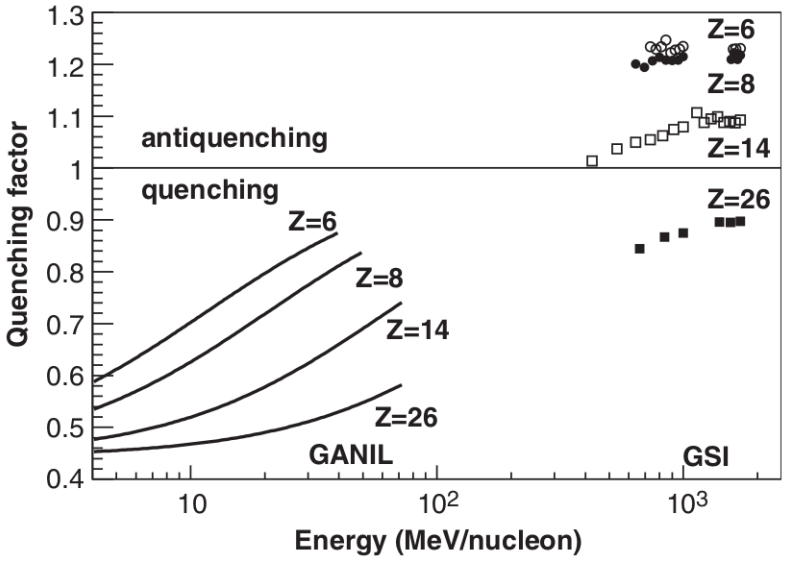


FIGURE 1.3 – Compilation des facteurs de *quenching* mesurés au GANIL et au GSI pour divers ions dans des barreaux de CsI utilisés pour la construction du calorimètre du LAT.

**Validation des modèles de cascades hadroniques de `Géant4`**

Le flux de photons $\gamma$ est très faible : un photon $\gamma$ toutes les 15 secondes pour la nébuleuse du Crabe, la référence des sources au TeV. L'une des difficultés principales de l'astronomie $\gamma$ consiste en l'identification des photons et le rejet des évènements hadroniques, $10^5$ fois plus nombreux. Pour *Fermi*, cette étape importante, basée principalement sur la simulation Monte–Carlo, fait appel à des coupures classiques associées à l'utilisation d'arbres de classification qui donnent à chaque évènement la probabilité d'être un photon. Les protons se distinguent des photons essentiellement par la présence de signal dans l'ACD, le nombre de pistes touchées proche de la trace principale dans le trajectrographe, et une largeur plus importante du dépôt d'énergie dans le calorimètre. La validation de la simulation Monte–Carlo, en particulier la modélisation des cascades hadroniques qui n'est pas complètement maîtrisée sur l'ensemble de l'espace des phases, est donc indispensable.

Dès 2003, à partir des données des tests sous faisceau réalisés au SPS du CERN et au GSI en 2003, nous avons pu qualifier les différents modèles de cascades hadroniques disponibles sous `Géant4`. Dans la suite de l'expérience menée au GANIL, nous avions construit un calorimètre composé de 8 couches de 6 détecteurs CsI identiques à ceux du LAT, et nous avons pris des données au CERN sur la ligne H4 du SPS où le calorimètre a été exposé à divers faisceaux de leptons et de hadrons d'impulsion allant de 10 GeV/c à 300 GeV/c. Les faisceaux secondaires n'étant pas purement hadronique, j'ai d'abord déterminé des méthodes pour séparer les électrons des hadrons, ceci à partir des simulations mais aussi bien sûr des données faisceaux elles-même, ce qui au passage a été pour moi un premier contact, qui s'est révélé plus qu'utile par la suite, avec les spécificités des profils longitudinaux et transversaux des cascades électromagnétiques.

Ces données ont été confrontées à des simulations `Géant4`, produites à partir d'une application dédiée proposant une représentation simplifiée de notre calorimètre, mais plus simple à gérer qu'une simulation qui aurait été dérivée du code utilisé alors pour le LAT. Les premières comparaisons entre données et simulations m'ont amené à étudier plus en détail les processus physiques mis en jeu dans les interactions hadroniques, ainsi que la

manière dont ceux-ci sont simulés avec pour objectif de déterminer de nouvelles observables pertinentes pour la qualification des modèles. La méthode mise en place a été appliquée sur les données CERN pour des faisceaux de protons de moment 10 GeV/c et 20 GeV/c, mais aussi sur des données proton et deuton à 1.7 GeV par nucléon d'énergie cinétique, prises lors de la campagne de test menée au GSI.

Les conclusions de l'analyse montraient alors que le modèle de cascade intra–nucléaire de Bertini [5] donnaient une bien meilleure reproduction des données faisceaux que le modèle LHEP † pour les données GSI couvrant la partie basse énergie, alors que ce dernier, utilisé par défaut dans `Géant4` proposait un accord satisfaisant avec les données à 10 GeV/c et 20 GeV/c. Ces modèles ont été adoptés pour la configuration des simulations officielles de *Fermi* et n'ont été mis à jour que bien plus tard avec les résultats des tests faisceaux de 2006.

Cette étude m'a procuré une certaine expertise dans l'étude des cascades hadroniques pour *Fermi* : séparation des cascades électromagnétiques et hadroniques, spécificités des interactions hadroniques, modélisations théoriques et leur simulation dans le cadre de `Géant4`. Ces connaissances ont été déterminantes pour la suite de mes recherches, pour la mesure du spectre des électrons cosmiques notamment.

### 1.2.2 La *Calibration Unit* en 2006

L'année 2006 a été consacrée à une large campagne de tests faisceaux au CERN (5 semaines au PS et 3 semaines au SPS), ainsi qu'au GSI (pour quelques jours). Pour cette campagne, du matériel de vol de remplacement a pu être utilisé pour construire un module de test qui a été mis sous différents faisceaux de particules afin de mieux comprendre le fonctionnement de l'électronique et d'en optimiser la configuration, de mieux comprendre la réponse des détecteurs et de vérifier la justesse (et les limites) de la simulation Monte–Carlo. Cette campagne de tests sous faisceau correspond pour moi au début de mon postdoc à l'INFN de Pise, et j'y ai consacré l'essentiel de mon temps jusqu'au lancement du satellite. Les résultats de l'analyse des tests faisceaux ont été publiés dans les actes du *First GLAST Symposium 2007* [6], dans la publication de référence de *Fermi* [7] et dans la thèse de Carmelo Sgrò ‡

#### Intégration et préparation des tests

L'intégration de la *Calibration Unit* (CU, voir photo 1.4 : 2 tours complètes du LAT (calorimètre + trajectographe), 1 calorimètre, quelques tuiles d'ACD) s'est déroulée à Pise de Janvier à Juin 2006. L'assemblage des modules a été réalisé dans la chambre propre de l'INFN de Pise : certaines parties de la CU étant des modules de rechange du LAT, ils sont qualifiés "*spatial*" et il convenait donc de respecter les procédures adaptées à ces contraintes. Cette période d'intégration a aussi été le temps de l'adaptation du système d'acquisition du LAT, de façon à le faire fonctionner sur l'électronique spécifique à la CU. Puis, a suivi une phase d'étalonnage des différents détecteurs en suivant les procédures mettant en jeu des séquences de prise de données en rayons cosmiques et en injection de charge, associées à une analyse *off-line* utilisant les logiciels standards d'étalonnage du LAT, qu'il a fallu adapter et déboguer. Le contact direct avec un morceau du LAT, comprenant chacun des sous détecteurs (CAL, TKR, ACD) a été une grande chance pour moi et mes collègues de Pise, car cela nous a permis d'obtenir une connaissances approfondie de tous les

†. https://geant4.web.cern.ch/node/628

‡. http://www.infn.it/thesis/PDF/getfile.php?filename=4594-Sgro-dottorato.pdf.

détecteurs (matériel, électronique, déclenchement, lecture, étalonnage, reconstruction...) qui nous a été extrêmement utile une fois le satellite mis en orbite.

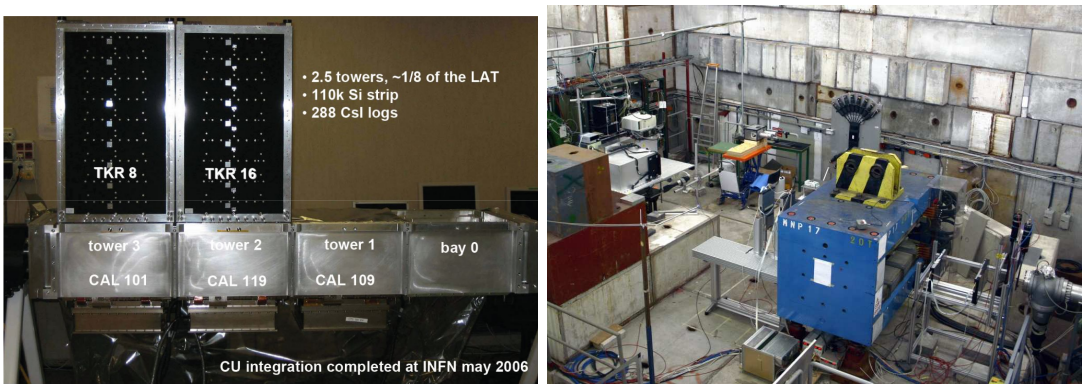


FIGURE 1.4 – A gauche, la Calibration Unit. A droite, la mise en place des tests faisceau au PS du CERN

La campagne de tests sous faisceau prévoyait aussi l'utilisation de détecteurs auxiliaires, notamment des chambres à silicium pour étiqueter (*tagger*) les photons secondaires et déterminer leur énergie durant les prises de données à basse énergie au PS. Le détecteur et le système d'acquisition associé ont été mis en place en collaboration avec les membres de l'INFN des sections de Bari et Trieste. Un point important fût la mise au point du déclenchement pour assurer la synchronisation parfaite des deux systèmes d'acquisition (CU et *tagger*) pour les prises de données en photon, avec notamment la mesure d'un temps d'arrivé de l'évènement en guise de contrôle supplémentaire.

Étant responsable des détecteurs, le groupe de Pise a pris en charge le développement d'un logiciel de contrôle en ligne, baptisé *OnlineMonitor*. Ce logiciel est basé sur un noyau écrit en langage `python`, utilise `Hippodraw` pour la génération des histogrammes et fait appel à la plate-forme `Qt` pour fournir une interface graphique facile d'accès. L'application récupère via le réseau les données brutes des deux systèmes d'acquisition (CU et *tagger*), et génère un grand nombre d'histogrammes de données brutes mais aussi reconstruites (énergie, point d'impact). L'application s'est révélée d'une importance capitale notamment pour le contrôle en ligne de la qualité du faisceau et pour l'alignement des plans de détection du *tagger*. Ce travail a été présenté lors de la conférence *Science with the New Generation of High Energy Gamma Ray Experiments* qui s'est déroulée en mai 2006 sur l'île d'Elbe [8].

Durant la campagne de tests sous faisceau, j'étais l'un des quatre experts du système d'acquisition et du contrôle en ligne. J'ai ensuite largement contribué à l'analyse des données et je suis devenu l'un des experts du code de simulation Monte–Carlo. J'ai notamment contribué au développement du code de simulation et à la génération de nouvelles simulations dédiées aux tests faisceaux. J'ai pour cela développé des outils logiciels permettant la simulation spécifique de chaque prise de données sous faisceau, le re–traitement des données brutes avec les nouvelles versions du code de reconstruction et la production automatique des graphiques résumant les différences entre données et simulations pour un grand nombre d'observables. Ces outils se sont révélés primordiaux pour accélérer et faciliter l'analyse des données des tests faisceaux par les membres de la collaboration. Ces mêmes outils ont par la suite évolué pour être utilisé après le lancement pour comparer les données de vol aux simulations, puis pour assurer le suivi du développement des logiciels de traitement dans le cadre des efforts *Pass 7* (nouvelle sélection des évènements) et *Pass 8* (nouvelle reconstruction des évènements), voir la section 1.5.

### Prise de données

Le programme de prise de données présentée sur la figure 1.5 reflète les objectifs annoncés de la campagne de test : évaluation de la réponse du détecteur au signal via l'acquisition de photons gamma étiquetés et non–étiquetés autour du Gev, l'acquisition d'électrons jusqu'à 280 GeV pour la réponse à haute énergie, et la caractérisation de la réponse au *bruit de fond hadronique* via l'acquisition de protons, de pions et d'ions lourds à diverses énergies. Des configurations annexes ont été implémentées afin de vérifier certains cas spé-

**TABLE 1.** Summary of the different particle beams and data sets collected at CERN. More than 300 different configurations were tested, changing the beam particle, energy and rate, the incoming angle and the interaction point of the beam, and several register settings of the instrument

| Particle | Line | Energy | Stat | Trigger | Magnet | Cherenkov |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $tag-\gamma$ * | PS | $\simeq 0.05-1.5GeV$ | 4M | $C1\ C2\ S1\ S2\ \overline{Sh}\ S4$ | ON | $CO_2$ tag $e^-$ |
| $f-brem-\gamma$ † | PS | $0-2.5GeV$ | 12M | $C1\ C2\ S1\ S2\ \overline{Sh}$ | ON | $CO_2$ tag $e^-$ |
| $e^-$ | PS | $1,5GeV$ | 6.4M | $C1\ C2\ S1\ S2\ \overline{Sh}\ S3$ | OFF | $CO_2$ tag $e^-$ |
| $\pi^-$ | PS | $5GeV$ | 0.6M | $S1\ S2\ (\overline{C1+C2+Sh})\ S3$ | OFF | $CO_2$ tag $\mu^-$ |
| $p$ | PS | $6,10GeV$ ** | 19M | $S1\ S2\ \overline{C1+C2+Sh}$ | OFF | $CO_2$ tag $K$ |
| $e^+$ ‡ | PS | $1GeV$ | 2.5M | $C1\ C2\ S1\ S2\ \overline{Sh}\ S5$ § | ON | $CO_2$ tag $e$ |
| $e^-$ | SPS | $10,20,50GeV$ $100,200,280GeV$ | 17.8M | $S1\ S2\ \overline{Sh}$ | OFF | empty¶ |
| $\pi^-$ | SPS | $20GeV$ | 1.6M | $S1\ S2\ \overline{Sh}$ | OFF | empty |
| $p$ | SPS | $20,100GeV$ | 0.8M | $S1\ S2\ \overline{C1+C2+Sh}$ | OFF | $He$ tag $\pi$ |

* photon direction and energy measured independently by the spectrometer; limited by tagger acceptance and synchronized data acquisition (DAQ) readout speed
† no tagger information, full bremsstrahlung spectrum available
** also through the MMS target
‡ *clean*, i.e. without background photons from bremsstrahlung upstream
§ *S5* is an additional thin plastic scintillator located just in front of the MMS
¶ not needed because of the clean tertiary beam

FIGURE 1.5 – Résumé des prises de données durant la campagne de tests faisceau de 2006.

cifiques *a priori* rares, comme par exemple l'annihilation d'un positron dans le bouclier anti–météorite du satellite : les gamma produits par l'annihilation sont absolument indiscernables des photons d'origine astrophysique.

La mise en place de l'expérience pour l'acquisition des photons étiquetés, et pour l'annihilation des positrons est schématisé sur la figure 1.6. En particulier, le faisceau de photons–$\gamma$ a été produit (entre 0 et 2.5 GeV) par rayonnement de freinage des électrons primaires sur une cible épaisse, et un aimant est utilisé en aval pour défléchir les électrons. En mesurant avant et après l'aimant la trajectoire des électrons avec les plans de Silicium du *tagger*, on peut déduire l'énergie du photon incident sur la CU. L'une des étapes à la fois cruciale et intéressante des tests faisceau a d'ailleurs été l'alignement des plans de Silicium afin d'avoir un instrument étalonné pour une mesure précise de l'énergie des photons.

### L'électronique de lecture du trajectographe

Les prises de données sous faisceau ont été l'occasion de vérifier les performances de l'électronique de lecture des sous–systèmes, ainsi que le *timing* et le bon fonctionnement du déclenchement. J'ai réalisé personnellement l'ajustement de deux registres de l'électronique

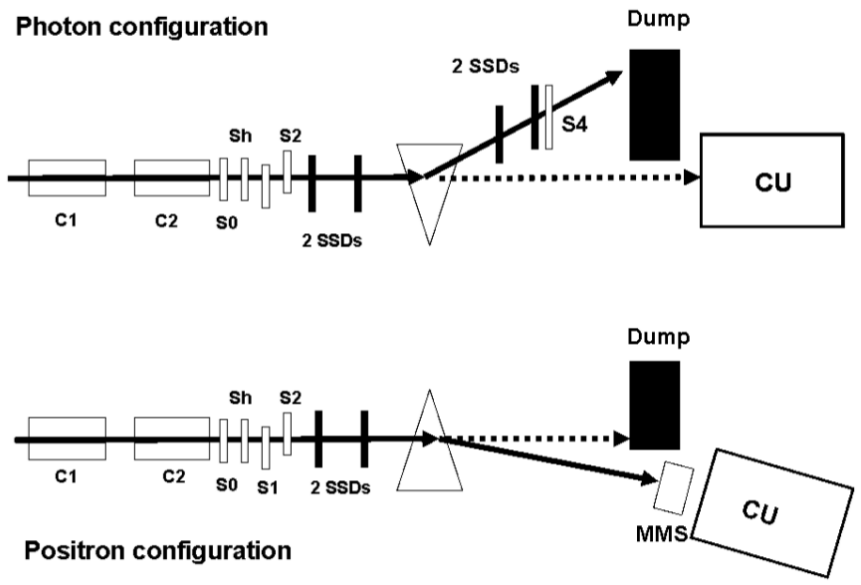


FIGURE 1.6 – Configuration de la prise des données sous faisceau avec les détecteurs auxiliaires

du trajectographe permettant de réguler d'une part le nombre de pistes touchées (*hits*) pouvant être lues par chaque *Readout Controler* (RC) des plans de Silicium, et d'autre part le nombre de *hits* enregistrés dans chaque *Cable Controler* (CC) avant qu'il ne soit lu par le module d'électronique de la tour concernée. La figure 1.7 présente une vue schématique de la structure du trajectographe et de la lecture des pistes.

Si le nombre de *hits* lus par le RC est trop petit, on induit un risque de laisser de côté ceux situés vers le sommet du trajectographe (là où ils sont les plus importants), au contraire si celui–ci est grand, on risque de saturer le CC et donc d'induire un temps mort supplémentaire au niveau global de l'acquisition. Durant les tests faisceaux, des données avec des électrons de haute énergie ont été acquises sous diverses configurations. La génération et la validation des différents fichiers de configuration nécessaires à la prise de données selon différents schémas de réglages de ces deux registres fondamentaux du trajectographe a du être préparé avec attention bien en amont. L'analyse des données, et des simulations correspondantes, ont permis de déterminer une pré–configuration appropriée de ces registres pour le LAT. Les prises de données en orbite avec diverses configurations durant la période de *Launch and Early Orbit* ont permis de vérifier que la configuration établie était adéquate.

La configuration choisie prend en compte le fait que les plans de Silicium sont lus de bas en haut, si l'on laisse les RC des premiers plans de Silicium en partant du bas, lire tous les *hits* possibles (jusqu'à 64 donc), on prend le risque que la mémoire du CC soit remplie par les RC des premiers plans, avec pour conséquence la perte des *hits* des plans de Silicium du haut du trajectographe qui sont en réalité les plus importants pour la reconstruction de la trace de la particule incidente. Il a donc été jugé judicieux de limiter la profondeur de la mémoire de chaque RC à 12 hits, afin de laisser de la place dans le CC pour tous les plans de Silicium, mais en prenant le risque que les plans les plus proches du calorimètre ne soit pas lus entièrement.

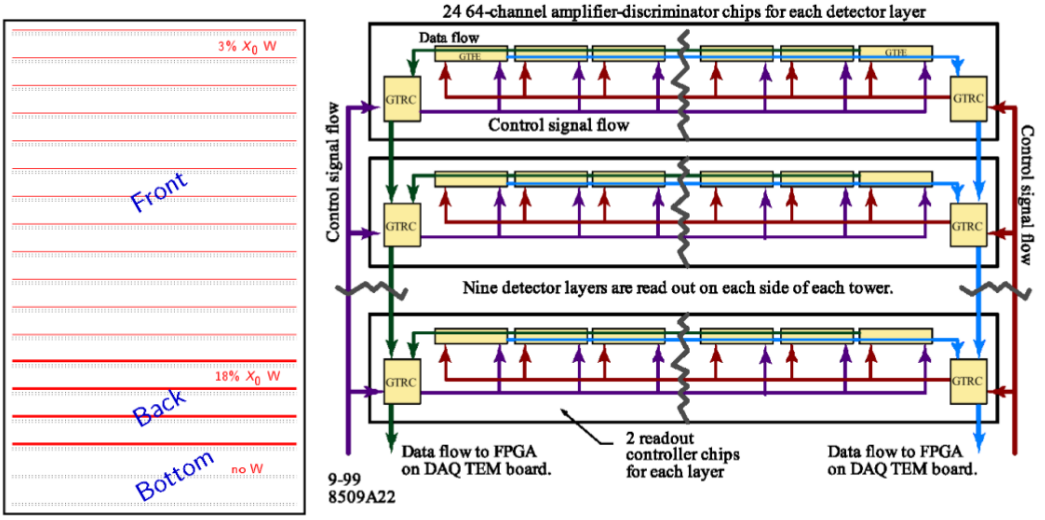


FIGURE 1.7 – A gauche : les plans de Silicium du trajectographe. A droite : le design de l'électronique de lecture du trajectographe. Sur chaque plan, chaque *front end* (GTFE) peut être lu par la droite ou par la gauche par un contrôleur (GTRC), qui transmet ensuite les données à l'acquisition de la tour via le câble (GTCC).

Dans le cadre de *Pass 8*, de nouvelles études plus poussées sur la résolution angulaire ont été réalisées afin de déterminer si laisser les RC lire autant de *hits* que possible (jusqu'à 64) pouvaient améliorer les performances, avec un coût d'une augmentation du volume de donnée à envoyer au sol de l'ordre de 10%, voir la section 1.4.1.

### Les photons

L'acquisition de photons étiquetés et non–étiquetés a permis tout d'abord de valider le mécanisme principal de déclenchement de la CU à travers le passage au–dessus du seuil de 3 plans de Silicium consécutifs dans le trajectographe, mais a aussi permis de valider les simulations des cascades électromagnétiques dans le détecteur ainsi que les méthodes de reconstruction de l'énergie et de la direction du photon incident. Je ne développerai pas ultérieurement ces divers points car je n'ai pas passé beaucoup de temps à l'analyse de ces données, mais la figure 1.8 illustre bien les résultats obtenus pour ce qui est de la reconstruction de l'énergie dans la CU.

### Les cascades hadroniques

L'autre domaine sur lequel je me suis penché a été, de nouveau, le problème de la validation des modèles de cascades hadroniques pour la simulation. Les nouvelles données offrent en effet une large couverture de l'espace des phases (énergie, angle), et le fait d'utiliser la CU permet de confronter, sur une très large gamme d'observables, les données avec la simulation Monte–Carlo officielle de *Fermi*. J'ai donc repris l'analyse des données hadroniques, bénéficiant de l'expérience acquise pendant ma thèse, et refait une vérification plus complète des possibilités offertes par les différents modèles, en étendant notamment l'analyse aux observables liées au trajectographe. Les résultats obtenus étaient en accord avec les conclusions de ma thèse et les modèles retenus ont été depuis utilisés par défaut

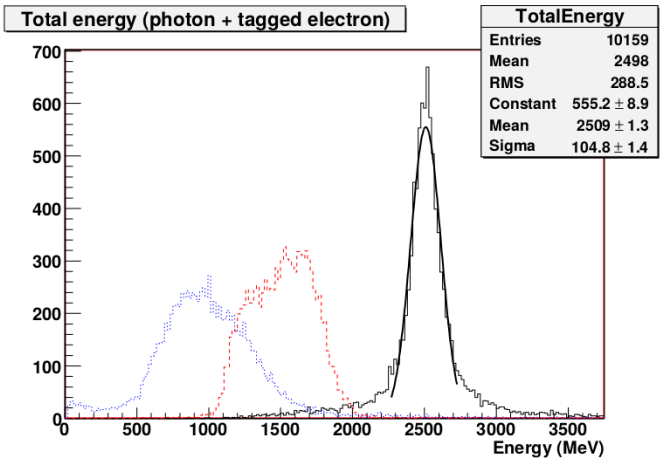


FIGURE 1.8 – Distributions en énergie reconstruite : mesurée par la CU en bleu, par le spectromètre en rouge et l'énergie totale en noir. L'énergie du faisceau d'électrons primaires était de 2.5 GeV.

pour toutes les simulations de *Fermi*.

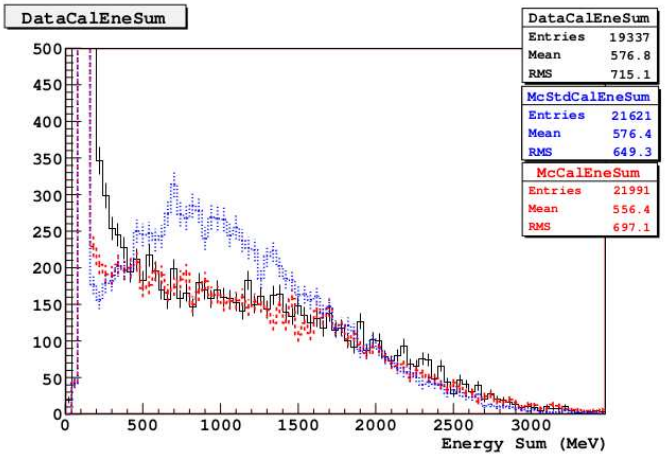


FIGURE 1.9 – Distributions en énergie déposée dans le calorimètre pour un faisceau de protons incident de 6 GeV/c : données en noir, modèle de Bertini en rouge et modèle LHEP en bleu

### Les cascades électromagnétiques

L'analyse des cascades électromagnétiques est sans doute celle qui a été la plus poussée, et pour cause, alors que l'on espérait obtenir rapidement un excellent accord entre les données et les simulations, des différences significatives ont rapidement été mises en évidences, notamment aux plus hautes énergies.

Les différences observées montraient des écarts de plus de 20% sur des quantités de bas niveau, très proche du détecteur, comme le nombre de pistes touchées dans le trajectographe ou le nombre de détecteurs CsI au–dessus du seuil. L'analyse a été tout d'abord orientée vers

la recherche de problèmes de configuration de la simulation et d'étalonnages des détecteurs (dépendance en fonction de la température notamment) mais malgré les améliorations apportées, les écarts entre données et simulations persistaient. Les détails de l'électronique de lecture ont ensuite été vérifiés, nous avons notamment découvert un problème d'*under–shoot* pour la lecture des détecteurs CsI, problème n'existant en réalité que pour les tests faisceaux car lié à la lecture à fort taux d'un même canal de l'électronique, cas qui n'arrive pas en orbite.

Une fois les problèmes de configuration et d'électronique écartés, nous avons vérifié les effets fins de la physique implémenté dans `Géant4`. J'ai en particulier développé un code † indépendant et flexible utilisant `Géant4` et reproduisant une géométrie relativement détaillée d'une tour du LAT. Ce code indépendant a permis de tester avec une plus grande souplesse des propriétés particulières de la géométrie comme la présence d'une structure en nid d'abeille servant de support au plan de Silicium dans le trajectographe, ou des options spéciales pour la configuration de `Géant4` comme la physique de basse énergie (fluorescence).

Puis, à quelques mois du lancement, nous avons mis en évidence un problème dans l'implémentation de l'effet Landau–Pomeranchuk–Migdal (LPM) dans le code de simulation `GEANT4`. L'effet LPM est un effet d'origine quantique sur le rayonnement de freinage qui fait que la distance sur laquelle l'électron et le photon se découplent devient plus grande, ce qui induit une élongation de la cascade électromagnétique. Le rayonnement de freinage est en fait supprimé si l'énergie du photon est inférieure à $E^2/E_{\mathrm{LPM}}$, avec :

$$E_{\mathrm{LPM}} = \frac{(m_e c^2)^2 \alpha \rho X_0}{4\pi\hbar c} = (7.7 \text{ TeV/cm}) \times \rho X_0$$

Cet effet LPM modifie le développement des cascades électromagnétiques à haute énergie, et sa prise en compte de manière correcte est indispensable pour la compréhension des données à plus de 20 GeV, tant dans le trajectographe (pré–cascade) que dans le calorimètre, voir figure 1.10. Grâce à la collaboration mise en place avec les développeurs de `Géant4`, le code a été corrigé et la nouvelle version implémentée dans les versions suivantes de `Géant4`. Au final, l'effet LPM était visible dès 20 GeV à cause d'une erreur dans l'implémentation, avec la version corrigée l'effet ne devient décelable dans le calorimètre qu'au–dessus de 200 GeV.

La dernière étape a été l'ajout de matériel sur la ligne de faisceau : malgré les précautions prises, sur ce type d'expérience, on ne peut pas vraiment exclure la présence de matériel non–identifié sur la ligne. Ce matériel peut induire de fait un décalage du développement des cascades électromagnétiques entre données et simulations. Une série de simulations permettant de scanner 5 épaisseurs de matériel, caractérisées par leur longueur de radiation électromagnétique, a été réalisée, ce qui a permis d'arriver à un accord raisonnable entre données et simulations. Un point qui est resté incompris est l'écart observé pour l'énergie déposée dans le calorimètre : si le profil des gerbes était au final représenté correctement, les simulations présentent un déficit sur la valeur absolue du dépôt d'énergie dans le calorimètre par rapport aux données acquises. Ce déficit de l'ordre de 10%, quasiment constant sur toute la gamme d'énergie 1.11, n'a pu être réduit, et n'a finalement pas été confirmé avec les données de vol sur le LAT.

### 1.2.3 Conclusion sur les tests faisceaux

La campagne de tests faisceau de GLAST a mobilisé une fraction significative de la collaboration, à la fois pour la phase initiale d'intégration et de préparation de la CU, mais

†. https://github.com/bregeon/CUTower

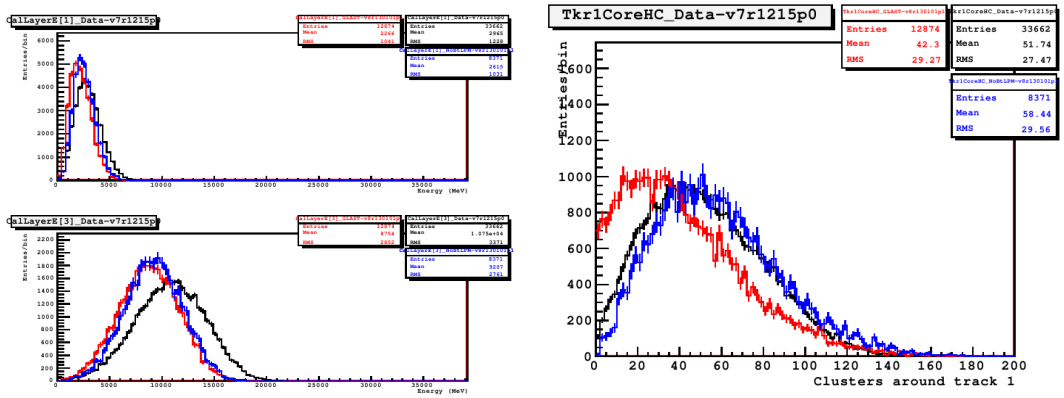


FIGURE 1.10 – Impact d'une mauvaise implémentation de l'effet LPM dans les simulations `Géant4` sur les quantités liés aux détecteurs. A gauche, le dépôt d'énergie dans la deuxième et la quatrième couche du calorimètre. A droite, le nombre de pistes touchées proches de la trace principale dans le trajectographe. En noir, les données faisceau, en rouge la simulation initiale, en bleu, la simulation sans effet LPM.

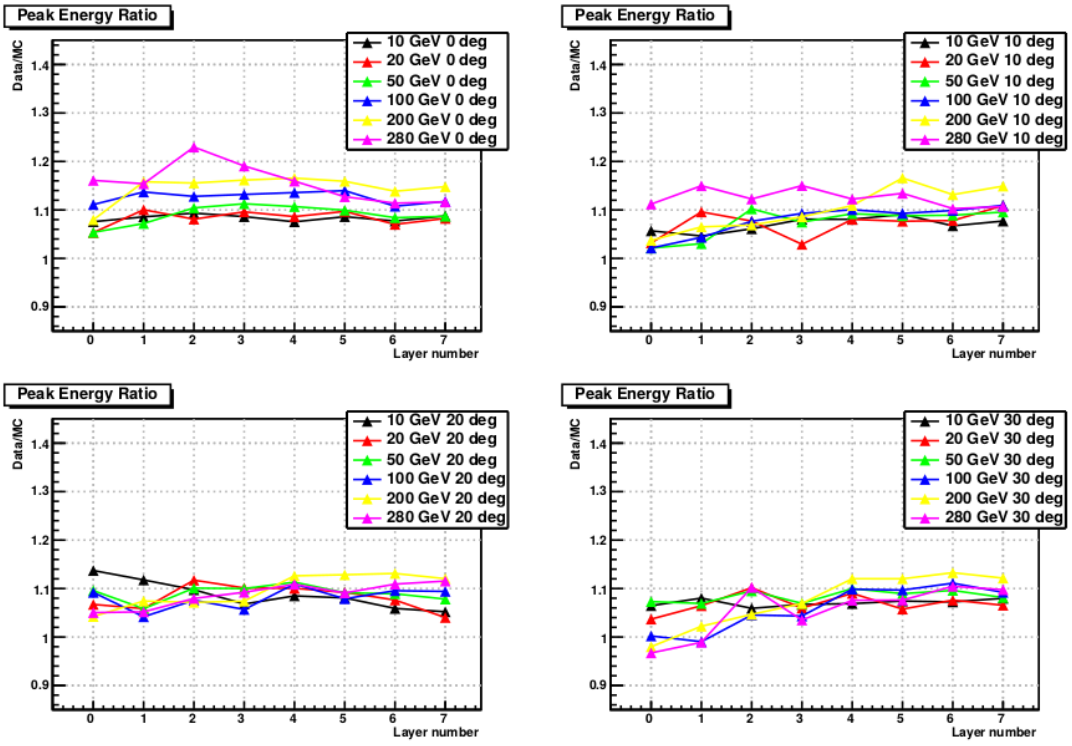


FIGURE 1.11 – Rapport résiduel final sur la valeur du pic du dépôt d'énergie dans chaque couche du calorimètre : données faisceau sur simulations. La simulation inclut une implémentation correcte de l'effet LPM, ainsi qu'une quantité de matériel additionnel de 0.075 $X_0$ sur la ligne de faisceau.

aussi pour la prise de données qui s'est étalée sur 2 mois au CERN. Pour ce qui est de l'analyse des données en revanche, une fois passé l'intérêt de la nouveauté de ces premières données "vraies", les difficultés liées aux divers problèmes mentionnés ont éclairci les rangs, et seule une poignée de personnes a poussé la procédure de validation des simulations jusqu'au bout. Le point final de l'analyse a en pratique été le lancement du satellite en Juin 2008.

Initialement, tout le monde n'était d'ailleurs pas convaincu de la nécessité de cette campagne de tests. La première raison évoquée était que ce n'est pas le LAT que l'on a mis sous faisceau, mais seulement 2 tours et demi, tours qui même si identiques au matériel de vol, n'ont pas volé, contrairement à ce qu'a pu faire AMS par exemple. Une autre raison était justement la main d'œuvre nécessaire à la réalisation de ces tests, alors que le vrai LAT était en pleine phase d'intégration et de test dans les salles blanches de la NASA ; puisque les tests ont lieu moins de 2 ans avant le lancement.

Au final, le bilan "extérieur" reste quelque peu mitigé par quelques zones d'ombre, de points incompris, comme l'écart données–simulations sur le dépôt d'énergie dans le calorimètre qui nous ont poursuivi plusieurs années après le lancement, car ils ne pouvaient être complètement ignorés sur les données de vol : c'est ainsi que jusqu'en 2011, l'incertitude sur l'échelle absolue en énergie de *Fermi* est restée de manière conservative à -5%/+10%. Aucune publication exhaustive n'a pu être finalisée avec l'ensemble des résultats, faute de main d'œuvre suffisante couplée à l'effort nécessaire pour l'exploitation des données de vol.

Pourtant, d'un point de vue plus inclusif, la campagne de test nous a clairement beaucoup appris à la fois sur le fonctionnement des détecteurs, de l'instrument dans son ensemble et sur les limites des simulations Monte–Carlo : elle a permis à un groupe de personnes de développer des expertises à la fois complémentaires et redondantes sur tous ces domaines. Ce sont ces mêmes personnes qui ont ensuite renforcé le noyau initial des "inventeurs" du LAT et qui ont pu développer le système de monitorage de la qualité des données en orbite, puis les améliorations sur la sélection des évènements de *Pass 7*, la nouvelle reconstruction des évènements de *Pass 8* et même certaines méthodes d'analyse innovantes pour les outils d'analyse scientifiques de haut niveau. Cette campagne de tests faisceau a finalement bien rempli sa fonction et a sans aucun doute contribué au succès de *Fermi*, notamment sur la grande réussite qui a accompagné les premiers mois de mission avec des résultats scientifiques immédiatement significatifs.

## 1.3 *Launch and Early Orbit*

Durant la phase de *Launch and Early Orbit* (*L&EO*), j'ai passé 2 mois au SLAC dans le salle de contrôle de l'*Instrument Science Operation Center* (ISOC). Un grand nombre de configurations matérielles ont été testées chaque jour, nécessitant une vérification pointue des données en des temps réduits, mettant ainsi à rude épreuve la collaboration. Compte tenu de mon expérience, j'étais l'un des experts du contrôle en ligne, chargé de l'amélioration des outils d'analyse existant, ainsi que de la formation et du soutient des *shifters* contrôlant la qualité des données. Je suis devenu durant cette période l'un des quatre experts du traitement de niveau 1 du flux de données (conversion des données brutes en données astrophysiques, soit une liste de photons ayant une direction et une énergie), traitement complexe qui utilisent de manière lourde une fraction significative de la ferme de calcul du SLAC (300 processeurs en moyenne). J'ai par la suite exercé la charge d'expert du traitement et du contrôle de la qualité des données pour la collaboration, jusqu'à la fin de mon postdoc à Pise en 2013.

### 1.3.1 Constantes de temps de déclenchement des détecteurs

Le LAT est composé de 3 sous–détecteurs (TKR, CAL, ACD), de types très différents (Si, CsI, plastique) et donc avec des temps de réponses et une électronique de lecture tout aussi variés. Nous avons donc au sol pris soin de déterminer quelles étaient les constantes de temps optimales à la fois pour la lecture de chaque détecteur après le déclenchement (*Trigger Acknowledge*, TAck), mais aussi pour l'alignement des requêtes de déclenchement entre les sous–systèmes (*Trigger Request*, TReq). Un mois après le lancement une nouvelle série de prises de données a été réalisée en orbite afin de vérifier si ces constantes de temps devaient être ajustées. C'est à cette occasion que j'ai pris en main cet autre aspect de la configuration du détecteur, afin notamment de pouvoir en assurer un suivi sur la durée de vie du LAT.

Un premier exemple d'optimisation est donné sur la figure 1.12 pour le délai entre l'arrivée du déclenchement du calorimètre et la lecture de l'électronique (TAck-TReq). Grâce à la série de prise de données dédiée réalisant un scan du délai entre ces deux constantes de temps, on peut produire un graphe de la valeur du signal échantillonné en fonction de ce délai, et donc déterminer le délai permettant d'obtenir la valeur maximum du signal. Le graphe de gauche présente cet échantillonnage pour le signal du discriminateur `CAL_LO`, correspondant à un seuil à 100 MeV dans un détecteur CsI, et le graphe de droite pour le signal du discriminateur `CAL_HI`, soit un seuil à 1 GeV. Comme attendu le `CAL_HI` est un peu plus rapide que le `CAL_LO` (2 unités d'horloge, soit 100 ns), en revanche un léger décalage de 5 unités d'horloge a été observé entre la configuration optimale déterminée au sol et les données prises en orbite. Cet écart est resté incompris mais n'est pas non plus très surprenant pour deux raisons : d'une part, du point de vue matériel, les détecteurs et l'électronique dégazent une fois en orbite et la température n'est pas forcément aussi homogène qu'au sol, d'autre part, l'environnement en terme de rayons cosmiques est évidemment très différent et la sélection des candidats photons réalisée pour l'optimisation est très différentes en terme de nature et de spectre en énergie. Au final, le choix a été fait de conserver les constantes déterminées au sol, mis à part la fenêtre de coïncidence qui a été élargie de 600 ns à 800 ns afin justement de prendre en compte l'élargissement des diverses distributions due à l'environnement en orbite.

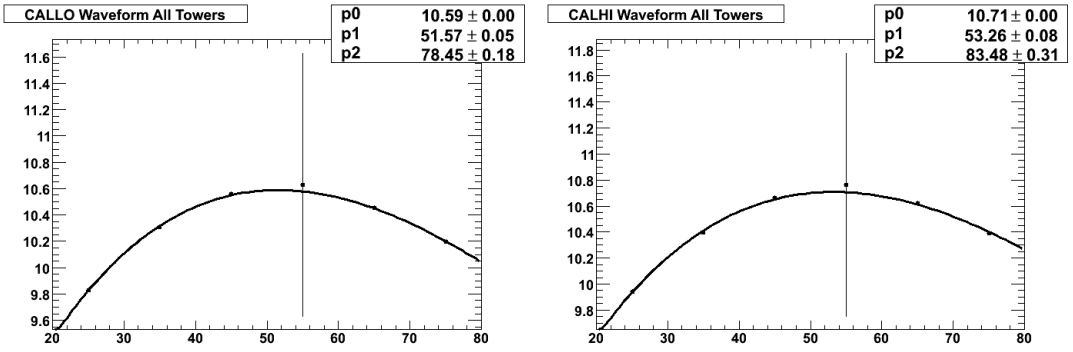


FIGURE 1.12 – Amplitude du signal électronique lu par les photodiodes d'un décteur CsI en fonction du temps d'échantillonnage après le signal rapide émis par le discriminateur pour le déclenchement de la lecture : pour le discriminateur à 100 MeV `CAL_LO` à gauche et à 1 GeV `CAL_HI` à droite.

En 2013, 5 ans après le lancement, une nouvelle campagne de prise de données a été

réalisée afin de vérifier si les constantes de temps du déclenchement n'avait pas bougé significativement. Un nouvel exemple est donnée sur la figure 1.13 pour le délai entre l'arrivée de la requête de déclenchement du `CAL_LO` par rapport au trajectographe : la figure de gauche montre cette distribution pour les données de 2008 analysées en 2008, la figure au centre pour les données de 2008 analysées en 2013, et la figure de droite les données de 2013 analysées en 2013. Les conclusions de l'analyse montrent que les constantes de temps ont changé de moins d'une unité d'horloge sur les 5 premières années de la mission. L'une des difficultés de cette analyse était le fait, de nouveau, que ces distributions sont crées à partir des candidats photons, hors la reconstruction et la sélection des évènements ont énormément évolué entre 2008 (*Pass 6*, avant lancement) et 2013 (*Pass 7*) : il faut donc pouvoir dé–corréler les effets purement liés au détecteur, des effets de sélection.

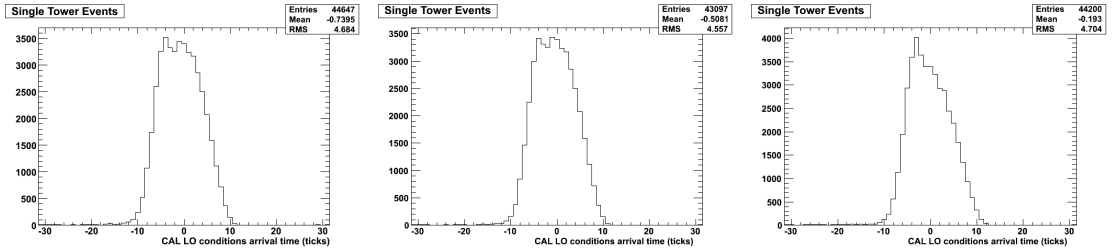


FIGURE 1.13 – Distribution du temps d'arrivée de `CAL_LO` lorsque la fenêtre de déclenchement a été ouverte par le trajectographe. A gauche, données du *L&EO* analysée en 2008, au centre, données du *L&EO* analysées en 2013, à droite données 2013 analysées en 2013. Les trois distributions sont tout à fait compatibles entre elles.

L'alignement de constantes de temps du déclenchement n'a pas été vérifié depuis 2013, cependant nombre des distributions concernées sont suivies à l'échelle de chaque prise de données par le système de monitorage de la qualité des données, et rien ne laisse penser aujourd'hui que ces constantes aient pu bouger.

### 1.3.2 `FastMon` : traitement des données de niveau 0

Le lancement de *Fermi* s'est déroulé avec succès le 11 Juin 2008, mais la phase de développement des outils de suivi du LAT en orbite a commencé dès la fin 2007. L'expérience acquise grâce au travail sur le moniteur en ligne développé pour les tests faisceaux a placé le groupe de Pise en première ligne pour le développement d'outils d'analyse des données de bas niveau dans le cadre de l'ISOC. Le flux des données pour les satellites est un peu particulier : la bande passante étant limitée, les données sont compressées avant d'être envoyées au sol, mais ne sont pas encore ordonnées en temps (plusieurs processeurs indépendants sont actifs sur le satellite). Le logiciel développé permet l'analyse des données juste après l'étape de décompression, et juste avant l'étape de formatage dans l'espace des phases de l'électronique, ce qui en a fait un outil intéressant pour le contrôle à la fois de la qualité du flux et du formatage des données.

Le logiciel a été développé en `python`, mais s'appuie d'une part sur une librairie `C++` pour la lecture des données brutes en format binaire du LAT, et d'autre part sur `ROOT` pour sauvegarder les données produites. L'une des particularités du `FastMon` est qu'il est quasiment entièrement configurable à partir de fichiers au format XML, il est donc possible d'ajouter l'extraction de nouvelles quantités ou d'intégrer de nouvelles combinaisons (ou formules) de quantités existantes simplement à partir de fichiers XML : le code `python` correspon-

dant est ensuite généré à la volée de manière automatique au lancement du programme. `FastMon` peut lire à la fois les données et les meta–données lorsqu'elles sont présentent et dispose aussi d'un module décodant les fichiers `Magic7` qui contiennent les informations sur le mode de prise de données du LAT et sur l'orbite décrite par le satellite : on peut ainsi suivre au plus bas niveau avec `FastMon` l'évolution des quantités au cours de l'orbite. Les données produites par `FastMon` consistent en un fichier `ROOT` qui contient un arbre donnant accès aux quantités définies extraites pour chaque évènement, ainsi que des histogrammes présentant les distributions correspondantes pour le lot de données analysé. Tout l'intérêt du `FastMon` n'est pas tant sa rapidité comme son nom pourrait le laisser penser, mais le fait qu'il intervienne au niveau 0 de la chaine d'analyse des données : les problèmes identifiés à partir des produits du `FastMon` ne peuvent être dues qu'au logiciel lui même ou à un vrai problème d'électronique ou du détecteur.

Le `FastMon` a montré tout son intérêt dès la première prise de données du LAT le 25 Juin 2008. Lorsque les premières données brutes ont été transférées du *Mission Operation Center* sur la côte Est des États-Unis à l'ISOC sur la côté Ouest : malgrè toutes les précautions prises, le pipeline de traitement des données a planté dès la première étape, impossible donc de savoir rapidement si le LAT opérait de manière nominale. J'ai pu récupérer un fichier brut contenant une partie des évènements sur mon ordinateur portable et le traiter avec `FastMon` afin d'en vérifier le contenu, quelques résultats sont présentés sur la figure 1.14. Nous avons ainsi pu vérifier que tous les détecteurs avaient bien survécu au lancement, à la mise sous–tension et à la configuration de l'électronique, quelques heures avant que le pipeline de traitement ne soit rétabli.

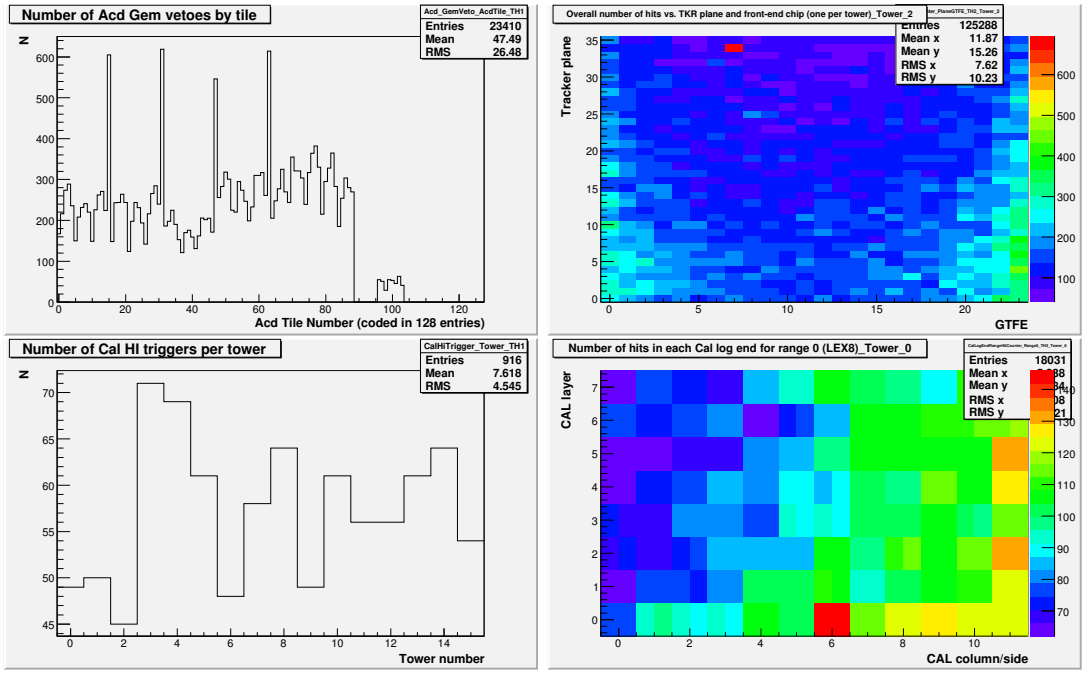


FIGURE 1.14 – En haut à gauche : nombre de veto généré par chaque tuile de l'ACD. En haut à droite : occupation des *front–end* du trajectographe de la tour 2, on remarque sur le plan 35, un point chaud du à une piste mal–connectée qui devra être masqué au déclenchement. En bas à gauche : nombre de déclenchement du `CAL_HI` par tour. En bas à droite : occupation des *front–end* du calorimètre de la tour 0, pour le gain le plus fort.

Le `FastMon` a été intégré comme l'une des premières étapes de le pipeline, et reste aujourd'hui l'un des piliers du monitorage de la qualité des données, notamment pour l'occupation de l'électronique de lecture, pour le suivi des taux de comptage ainsi que pour le suivi de l'attitude et de la position du satellite (rocking, pointé, coupure géomagnétique...) au cours de l'orbite.

### 1.3.3 Contrôle de la qualité des données

Un autre aspect sur lequel le groupe de Pise a eu un impact très important, a été le contrôle de la qualité des données. C'est une activité qui a été réalisée en amont du lancement dès 2007, dans le prolongement du développement du `FastMon` et comme contribution de l'agence spatiale italienne via l'INFN, à l'ISOC. L'objectif du contrôle de la qualité des données est de vérifier 3 aspects cruciaux de la prise de données : la configuration du détecteur, le bon fonctionnement du détecteur et la stabilité des constantes d'étalonnage. En cas de problème, le système doit aussi permettre d'accéder facilement à un minimum d'information utile pour orienter les experts, si ce n'est de permettre de procurer un diagnostique complet.

La figure 1.15 présente la structure globale du système de contrôle de la qualité des données. Le cœur du système s'appuie sur la génération, à chaque étape de la la pipeline de traitement des données (voir section 1.3.4), de résumés de synthèse sous forme de fichiers contenant des histogrammes (*End–of–run*) et un arbre de données au format `ROOT` du suivi des quantités choisies par intervalle de temps de 15 s (*Trending*). Les applications générant les histogrammes et l'arbre de monitorage temporel sont spécifiques à chaque étape de la pipeline car elles doivent s'adapter au format des données sous-jacent, elles bénéficient cependant d'un cadre logiciel commun basé sur une configuration via des fichiers au format XML et du code ou des bibliothèques générées à la volée. Le système d'alarme opère sur ces 2 produits de manière cohérente et indépendante du format de fichier des données correspondant à chaque étape de la pipeline, et bénéficie d'un cadre logiciel très similaire pour sa configuration.

Du point de vue logiciel, le cœur du système de contrôle n'est pas fondamentalement complexe, en revanche la définition des quantités à monitorer de manière cohérente à chaque étape de la pipeline de traitement des données a été un point crucial sur lequel tous les efforts ont été concentrés. Certaines quantités font sens lorsqu'elle sont intégrées sur une statistique suffisante, d'autres si elles sont suivies de manière précise dans le temps, dans d'autres cas encore il est nécessaire de normaliser les valeurs moyennes en fonction des paramètres orbitaux. La définition des quantités à monitorer était en outre fortement couplée au choix des algorithmes d'alarme, qu'il a fallu souvent inventer et développer de manière spécifique afin de leur donner un minimum de sens physique. Au final, ce sont plus de 12000 quantités qui sont monitorées par plus de 4000 alarmes et plus de 30 algorithmes différents au cours du traitement des données. Le résultat de l'analyse par le système d'alarme est une liste d'alarmes au format XML, indiquant l'histogramme ou la quantité monitorée, les seuils de déclenchement et la gravité de l'alarme déclenchée. On notera que ce travail a nécessité la mise en œuvre par l'équipe impliquée, de bonnes connaissances de chaque sous–détecteur, de l'instrument dans son ensemble et de l'environnement orbital d'une part et de techniques et logiciels d'étalonnage, de reconstruction et d'analyse d'autre part. En outre, les quantités observées à haut niveau et les alarmes et algorithmes associés ont du faire l'objet de sérieuses mises à jour pour chaque nouvelle phase de l'analyse des données, en particulier pour *Pass 7* et *Pass 8*.

L'accès principal au système de contrôle de la qualité des données (DQM) est une

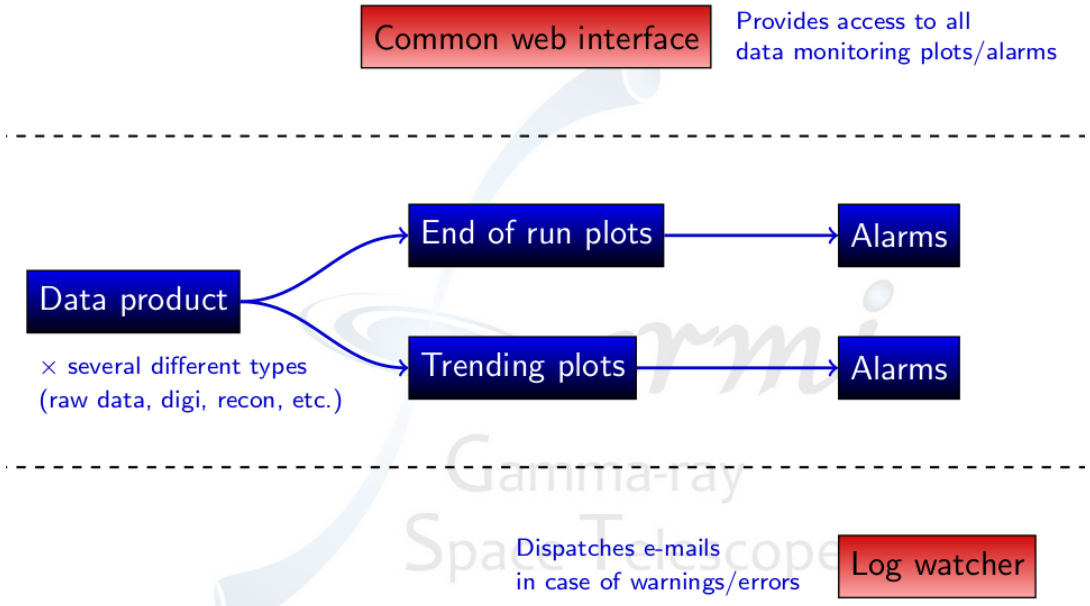


FIGURE 1.15 – Structure générale du système de contrôle de la qualité des données.

interface web qui donne une vue de la progression de la pipeline de traitement des données, rapporte les alarmes et donne un accès direct à toutes les quantités monitorées.

L'ensemble des produits des applications de monitorage, histogrammes et suivi temporel, est en fait ingéré dans une base de données centrale (`Oracle`) qui sert de *back–end* à l'interface web et permet de bénéficier de fonctions supplémentaires comme l'agrégation temporelle des données (e.g. pour voir l'évolution d'une quantité sur plusieurs jours) ou encore la production de graphes de corrélations entre 2 quantités. Le système est complété par une connexion avec un serveur qui distribue des courriers électroniques pour chaque alarme déclenchée, ce qui augmente encore la réactivité en réponse aux problèmes potentiels.

Durant la phase de *L&EO* et même les premiers mois de la mission, le système de monitorage a connu sa phase principale de mise à l'épreuve, de débogage et d'ajustement, le DQM était donc initialement couvert par des *shifts* continus dans une salle dédiée à l'ISOC à SLAC (*SLAC National Accelerator Laboratory*). Une fois le système étalonné, les *shifts* ont dans une seconde phase été assurés à distance via l'interface web, toujours avec une surveillance continue profitant du décalage horaire Europe/USA. Enfin, au bout d'un an, et c'est encore comme cela aujourd'hui, les *shifts* ont été assurés à raison d'une personne responsable du monitorage de la qualité des données pour toute la semaine, le travail consistant simplement à rapporter tout comportement anormal aux experts via courrier électronique, et/ou à la réunion hebdomadaire du groupe *Calibration & Analysis*.

Au cours de la mission, le système de monitorage de la qualité des données a démontré sa capacité à détecter les évolutions du détecteur (e.g. piste de Silicium bruyante ou déconnectée), de l'électronique (e.g. perte d'un canal de lecture du gain bas d'une extrémité d'un cristal du calorimètre), de la position du satellite sur l'orbite (e.g. par rapport à l'anomalie sud–atlantique), ainsi que du pointé du satellite par rapport à l'émission gamma terrestre notamment. De manière presque surprenante, le DQM s'est aussi révélé sensible et utile pour confirmer rapidement la détection des sursauts gamma très brillants (voir figure 1.18) et des éruptions solaires (pic d'activité solaire en 2013).

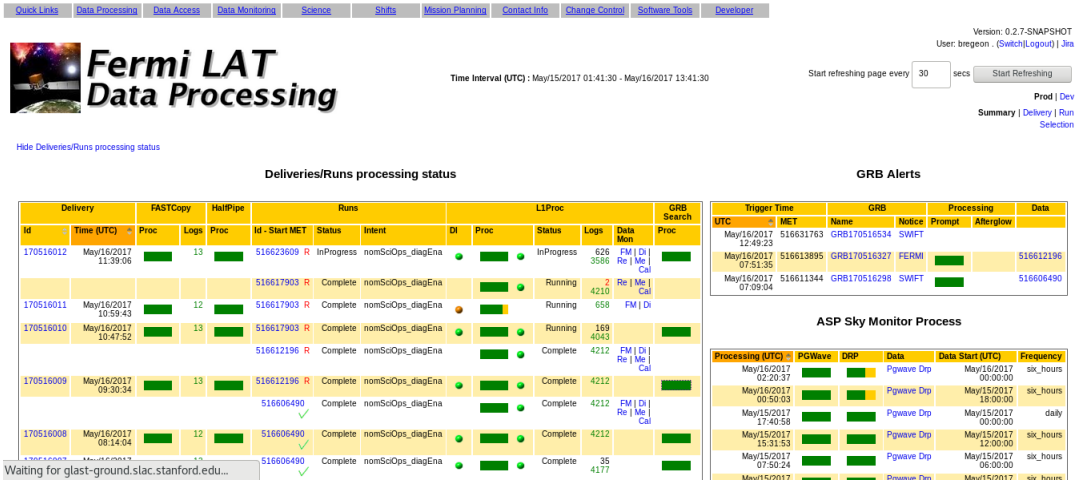


FIGURE 1.16 – Interface web présentant les tâches associées au pipeline de traitement des données de *Fermi*.

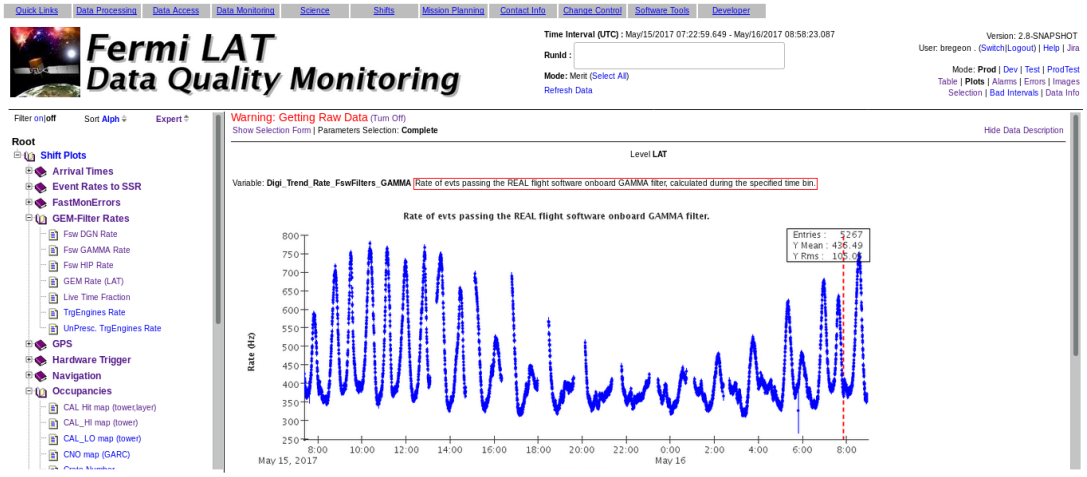


FIGURE 1.17 – Interface web pour le monitorage de la qualité des données de *Fermi*

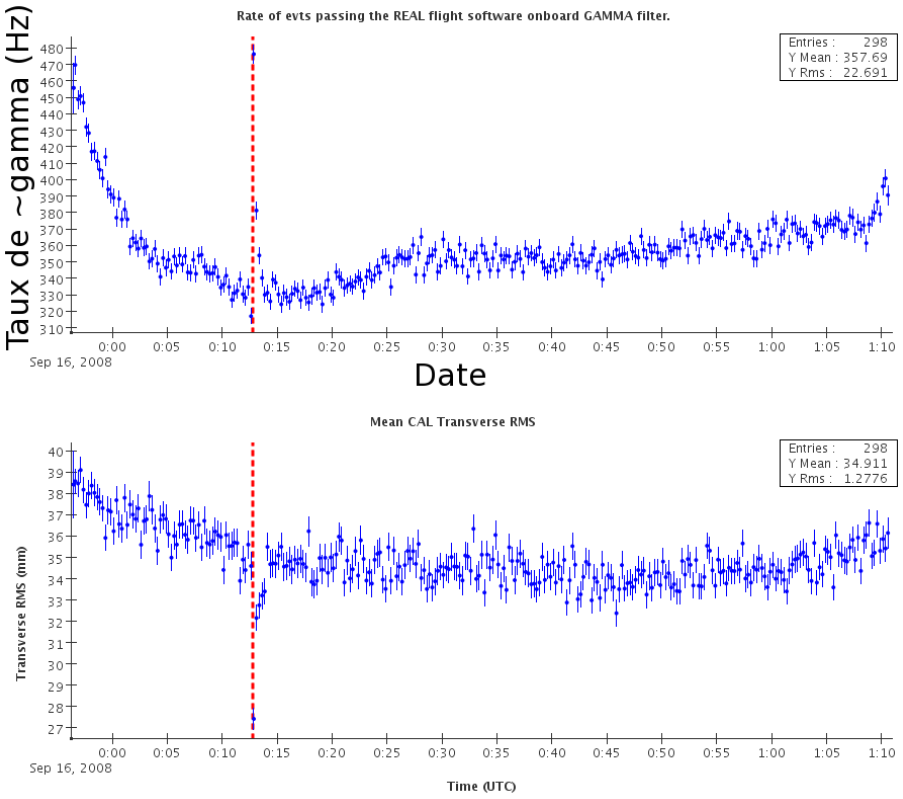


FIGURE 1.18 – Le sursaut gamma GRB 080916C vu à travers le système de monitorage de données. En haut, on observe clairement l'augmentation du taux d'évènements passant le filtre `GAMMA` embarqué, et en bas, au même instant la valeur moyenne de la dimension transverse des gerbes dans le calorimètre diminue fortement en raison de l'augmentation de la fraction de photons de basse énergie.

Le système de monitorage, de part les quantités synthétiques qu'il produit, permet enfin de suivre facilement l'évolution de l'instrument sur le très long terme. Un exemple est donné ci-dessous en figure 1.19 pour le taux d'occupation d'un plan de silicium d'un trajectographe, dont l'évolution est montrée à partir du lancement en 2008 jusqu'au printemps 2017. Le taux d'occupation sur toute la période est faible et stable autour d'une valeur de $4 \times 10^{-3}$ pour une couche qui compte 1536 pistes. Il est requis que le taux d'occupation soit inférieur à 8% pour chaque couche. Lorsqu'une nouvelle piste bruyante est détectée par le système de monitorage, l'électronique est reconfigurée pour masquer la piste concernée du déclenchement [9]. Comme présentée en bas de la figure 1.19 le nombre de pistes masquées augmente de manière très lente au cours de la mission pour arriver à un total de moins de 600 pistes (sur plus de 800000) au bout de 9 ans.

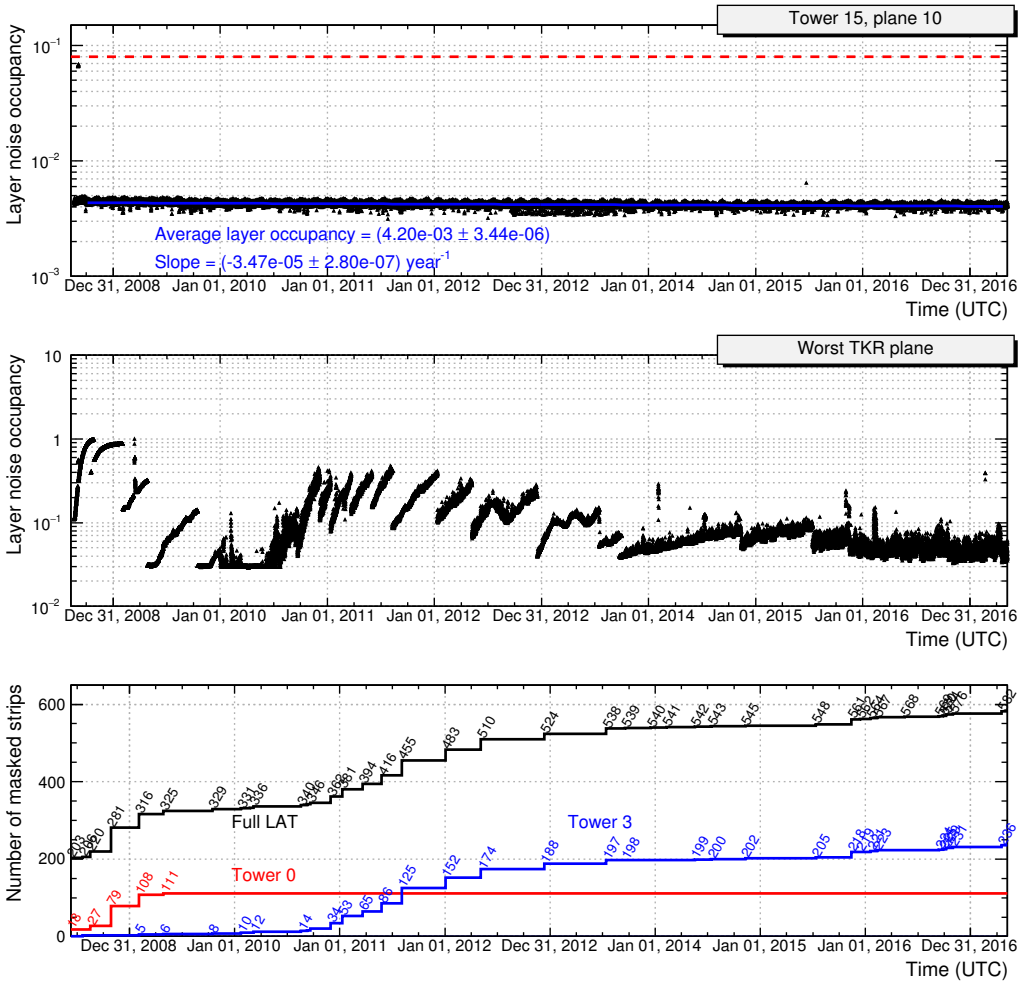


FIGURE 1.19 – *En haut et au centre :* Taux d'occupation d'un plan de silicium du trajectographe, pour un plan typique et le moins bon du LAT. *En bas :* Le nombre de pistes masquées pour l'ensemble du trajectographe, pour la tour 0 (initialement la moins bonne) et la tour 3 qui a eu quelques problèmes sur un plan en particulier.

### 1.3.4 `Pipeline` de traitement des données

Le traitement des données du LAT est d'une certaine façon conforme à ce que l'on pourrait attendre pour un détecteur de physique des particules (voir la figure 1.20 en haut), sauf que celui–ci est en orbite. La première étape de traitement intervient donc en vol au niveau du filtre embarqué (*On–Board Filter*, OBF) qui sélectionne les évènements intéressants à envoyer au sol à travers la bande passante limitée : les candidats photons essentiellement, mais aussi d'autres évènements nécessaires à l'étalonnage. Les données arrivent au sol au *Mission Operation Center* (MOC) sur la côte Est des Etats–Unis puis sont envoyés à l'*Instrument Science Operation Center* (ISOC) sur la côte Ouest, au SLAC précisément.

La chaine de traitement des données est opérée sur la ferme de calcul du SLAC et consomme en moyenne 300 cœurs en permanence. Les données sont tout d'abord décompressées, réorganisées en temps, et formatées dans l'espace des phases de l'électronique dans des fichiers `ROOT`, baptisés *Digi*. Les fichiers *Digi* sont ensuite traités par la suite logicielle d'étalonnage et de reconstruction de *Fermi*, appelée `GlastRelease`, afin de produire des fichiers *Recon* puis *Merit* (toujours au format `ROOT`) qui contiennent des informations qualifiant à haut niveau chaque évènement. La dernière phase consiste en la sélection des candidats photons selon des classes et types prédéfinis, et en la production de fichiers au format `FITS` contenant les listes de photons (*FT1*) d'une part, et les informations du satellite (*FT2* : orbite, pointé...) d'autre part. Les données *FT1* et *FT2* sont enfin ingérées dans la base de donnée centrale, l'*astroserver* : la durée entre le moment de la prise des données en orbite et celui où les photons sont disponibles dans l'*astroserver*, et donc mise à disposition de l'ensemble de la communauté scientifique, est en général inférieure à 9 heures.

En parallèle de la chaîne principale de traitement des données s'exécute le monitorage de la qualité des données comme décrit dans la section 1.3.3 précédente. A cela vient en plus s'ajouter le traitement automatisé des données scientifiques (*Automated Science Processing*, ASP), indispensable notamment pour la recherche d'évènements transients, que ce soit à partir des données du LAT uniquement ou en réponse à une alerte donnée par un autre instrument dans l'espace ou au sol.

La gestion de ces multiples tâches nécessaires au traitement des données est d'une grande complexité et est gérée au SLAC via un outil baptisé `SRS Pipeline` [‡] : la visualisation d'un extrait de l'implémentation de la chaine de traitement dans la `Pipeline` est proposée en bas de la figure 1.20. La `Pipeline` est un outil développé en Java par l'équipe informatique du SLAC, initialement pour la production des simulations Monte–Carlo puis pour le traitement des données. Le développement s'est ensuite poursuivi pour en faire un outil générique aussi dans le cadre d'autres expériences dont SLAC a la responsabilité au niveau calcul. J'ai pour ma part développé une expérience d'utilisateur avancé, d'abord dans le cadre des tests faisceaux puis en devenant l'un des experts de la pipeline de traitement des données de vol durant la période de *L&EO* : j'ai assuré pendant plusieurs années des *shifts* de monitorage de la `Pipeline`, pour qu'en cas de plantage de tâches, le traitement des données puisse reprendre dans les plus brefs délais et délivrer les données à la communauté scientifique au plus tôt.

L'expérience acquise de la `Pipeline` m'a offert par la suite une grande flexibilité pour exécuter des tâches lourdes en calcul mais nécessaires à la réalisation de mes objectifs scientifiques. Un premier exemple est la production de simulations dédiées pour l'analyse des électrons et positrons cosmiques 3.2. Un autre cas est le retraitement des données de

‡. https://confluence.slac.stanford.edu/display/SRS/SRS+Pipeline+and+Data+Catalog

référence 1.5.4 avec de nouvelles constantes d'étalonnage et/ou de nouvelles versions de `GlastRelease` dans le cadre du développement de *Pass 7* et *Pass 8*.

### 1.3.5 Premières lumières et premiers résultats

Les deux premiers mois suivant le lancement ont été dédiés aux tests de nombreuses configurations de l'électronique et du système d'acquisition, ainsi qu'aux prises de données nécessaires à l'étalonnage des détecteurs. La configuration pour la prise de données scientifiques (photons) en condition nominale a nécessité quelques petits ajustements, notamment pour réduire le nombre d'ions lourds qui passaient le filtre embarqué avec un flux bien supérieur à celui prévu par les simulations Monte–Carlo (voir 1.2.1 pour le modèle de spallation).

Après ces vérifications, le LAT a été configuré pour prendre des données scientifiques en condition nominale pendant environ 4 jours. Les résultats obtenus ont été exceptionnels : la carte du ciel obtenu en 4 jours par le télescope qui s'appelait encore `GLAST`, présentée ici en figure 1.21, surpassait largement en qualité et en quantité, tout ce qu'avait pu faire `EGRET`, son prédécesseur, en plus de 10 ans.

La moisson de découverte par *Fermi* a ensuite rapidement cru. On notera tout d'abord, le pulsar découvert au sein du jeune reste de supernova CTA 1 avec seulement 12 jours de prise de données, publié dès septembre 2008 dans le magazine Science [10]. Ensuite, comme cela a déjà été évoqué, un fait marquant a été la découverte du sursaut gamma GRB 080916C, un sursaut extrêmement brillant, $E_{\rm iso} > 10^{54} erg/s$, à un *redshift* de 4.1. J'ai d'ailleurs eu la chance de découvrir ce sursaut alors que j'étais en *shift* de monitorage de la qualité des données, car le flux de photon était tellement intense qu'il impactait très nettement le taux de déclenchement du filtre `GAMMA` à bord, et bien d'autres quantités monitorées, voir 1.3.3.

L'excellent fonctionnement de *Fermi*, à la fois du bus du satellite, du LAT et de la chaine de traitement des données, dès la mise en orbite, relève sans doute un peu du facteur chance, mais il ne faut surtout pas sous–estimer le degrés élevé de préparation qui a précédé le lancement, tant du point de vue du matériel que du point de vue des logiciels (traitement, qualité et analyse des données), et des larges campagnes de simulations Monte–Carlo (malgré leurs imperfections).

## 1.4 Optimisation de la configuration matérielle et étalonnage en vol

### 1.4.1 Lecture du trajectographe

Comme cela a été évoqué dans la section 1.2.2, la lecture du trajectographe est faite via plusieurs niveaux de *buffers* dont la profondeur est ajustable, celle-ci a été revisitée de manière exhaustive dans le cadre de *Pass 8*.

La nouvelle reconstruction du trajectographe a été entreprise notamment afin d'améliorer les performances à haute énergie, soit lorsque le nombre de pistes touchées est élevé. L'idée était donc de voir si cette reconstruction plus performante pourrait bénéficier d'une configuration différente de l'électronique de lecture, notamment celle consistant à remplir tous les *buffers* pour lire le plus de pistes possibles. L'étude de la nouvelle configuration a pris plusieurs mois, a nécessité de nouveaux développements du *Flight Software* pour assurer des prises de données dédiées en orbite, et a été accompagnée d'un travail de développement du code de simulations Monte–Carlo.

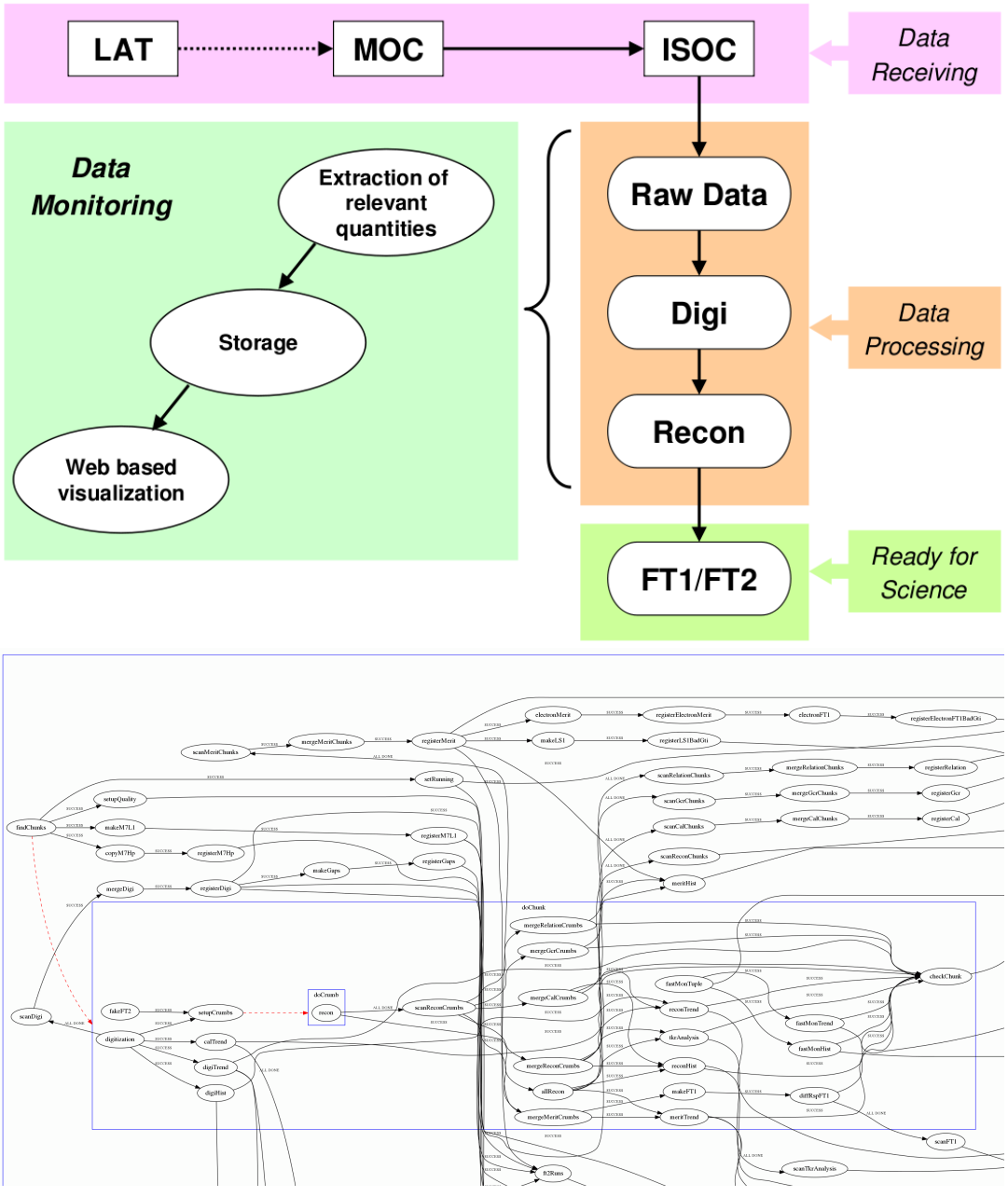


FIGURE 1.20 – Chaine de traitement des données du *Fermi*–LAT. En haut : vue schématique. En bas : extrait de la tâche implémentée dans l'outil *Pipeline* du SLAC.

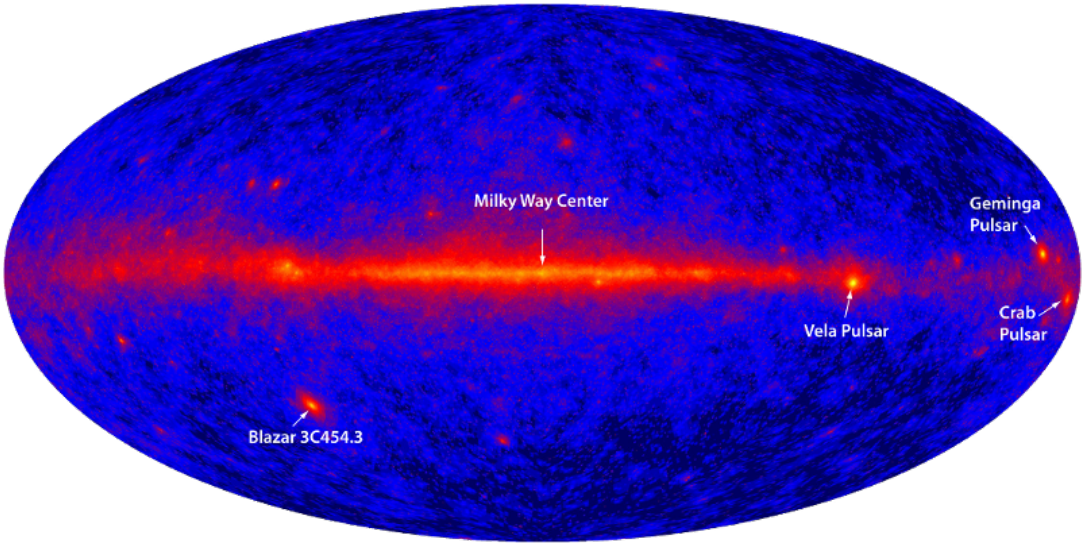


FIGURE 1.21 – Première carte du ciel gamma de GLAST après 4 jours de prise de données en août 2008.

J'ai contribué à ce projet tant directement qu'en tant que coordinateur du groupe *Calibration & Analysis*. Les prises de données en orbite dans différentes configurations ont nécessité de définir les configurations optimales, de les créer dans le cadre strict des logiciels de vol, de les vérifier sur le *testbed* au sol, avant de les charger sur le LAT afin de programmer les prises de données en combinaison avec des pointés particuliers du satellite (e.g. observation du limbe terrestre). Les prises de données en conditions réelles ont permis de vérifier la quantité de données transmises au sol, les taux de déclenchement en fonction de l'énergie, les taux d'évènements passant à travers les différents filtres, le nombre d'erreurs de lecture en fonction des causes possibles (registres remplis, désynchronisation, ...). Le traitement des données au sol a du ensuite être réalisé plusieurs fois. Dans le cadre de la reconstruction *Pass 7*, les données ont été retraitées dans la configuration standard, et dans une configuration permettant de reconstruire les données comme si elles avaient été acquises avec une lecture standard du trajectographe. Dans le cadre de la reconstruction *Pass 8*, les données ont été retraitées dans différentes configurations à mesure des développements en cours, et les résultats comparés aux données de référence (cf. section 1.4.3) retraitées dans les mêmes conditions.

Du point de vue des simulations, il a fallu améliorer le code de digitisation afin qu'il soit capable d'émuler correctement les différentes configurations d'une part mais aussi de tronquer éventuellement le contenu des registres à différents niveaux pour simuler par exemple des données acquises dans une configuration lisant un maximum de canaux mais traiter en limitant ce nombre artificiellement. Ces développements ont été menés de manière cohérente dans le cadre des reconstructions *Pass 7* et *Pass 8*, et devaient en outre maintenir une implémentation juste des évènements fantômes (présence de signaux résiduels dans le détecteur au moment du déclenchement de la lecture de l'électronique), ce qui ajoutait une couche de complexité (voir section 1.5.1).

L'amélioration du code de simulation a ensuite permis de produire des fonctions de réponse : avec *Pass 7*, les simulations ont montré que la configuration maximisant le nombre de pistes lues permettait une augmentation de la surface effective de plus de 30% sur une partie de l'espace des phases, et une amélioration de la résolution angulaire jusqu'à

40% par exemple à 400 GeV et à 40°. Ces valeurs ont été vérifiées qualitativement en étudiant des prises de données d'observation du limbe terrestre (télescope pointé vers les pôles terrestres) pour lesquelles on peut obtenir des échantillons de photons avec une sélection minimale sur l'angle zénithal. De plus, ces prises de données ont été réalisées dans les deux configurations étudiées (standard et registres "ouverts") sur des orbites presque identiques (prises à environ 4 jours d'intervalle) afin de placer le détecteur dans des conditions similaires de fond de rayons cosmiques. Ces observations ont permis de confirmer l'augmentation du nombre de photons à haute énergie et à grand angle, mais aussi une augmentation du volume de données envoyé au sol d'environ 15% (ce qui eut été un problème car la bande passante disponible pour le satellite est déjà proche de la saturation).

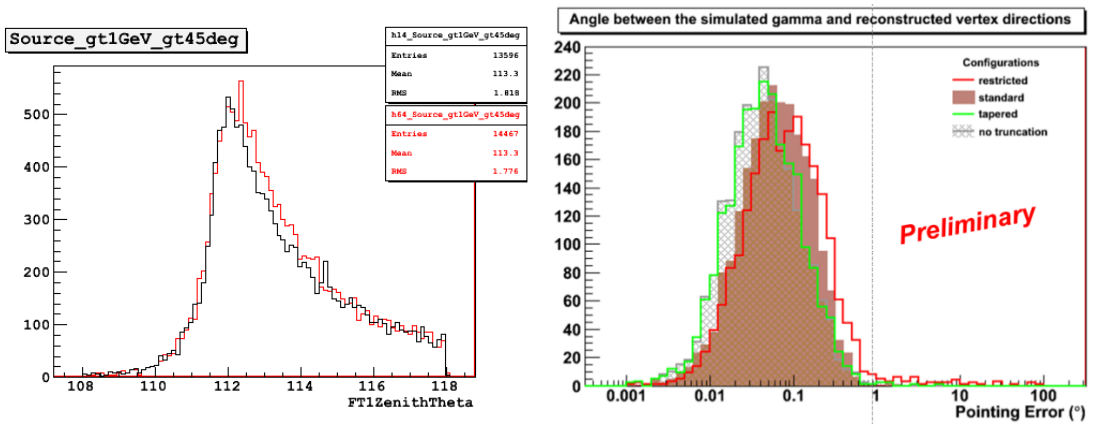


FIGURE 1.22 – A gauche : nombre de photons en provenance du limbe terrestre pour la configuration standard (noir) et la configuration registres ouverts (rouge). A droite : impact de la perte d'information sur la résolution angulaire pour différentes configurations de lecture, de la plus limité (*restricted*) à la configuration idéale (*no truncations*) sans perte, extrait de [11].

Les résultats significatifs obtenus avec *Pass 7* ont poussé le groupe à investiguer dans le détail les gains potentiels dans le cadre de la reconstruction *Pass 8*. Les études menées sur les simulations ont cependant montré que les améliorations du code de reconstruction, notamment pour ceux pensés directement pour identifier les dépôts d'énergie fantômes et pour améliorer les performances à haute énergie, permettaient déjà de récupérer une bonne fraction de la surface effective et de la résolution angulaire perdues à cause des pistes tronquées à la lecture du trajectographe. Ainsi pour *Pass 8*, les gains apportés par une configuration de lecture maximisant le nombre de pistes lues sont réduits à moins de 5%, et donc quasiment au niveau des incertitudes systématiques.

Cette étude, longue et difficile, mettant en scène de nombreux experts et menée sur plusieurs années, s'est conclue par une décision consistant à conserver la configuration de lecture initiale du trajectographe, car dans le cadre de *Pass 8* l'augmentation induite des performances de l'instrument n'étaient pas suffisante pour justifier à la fois l'augmentation du débit de donnée et la complexité engendrées par la nécessité de gérer deux configurations très différentes de l'instrument au niveau de l'analyse des données.

### 1.4.2 Mise à jour des constantes d'étalonnage

L'étalonnage du LAT est décrit en détail dans une publication dédiée [12]. En résumé, pour le détecteur d'anti–coïncidence, les piédestaux, les gains forts et faibles doivent être

étalonnés. Pour le trajectographe, les pistes bruyantes et déconnectées doivent être identifiées, et le temps au–dessus du seuil doit être étalonné en charge. L'alignement des plans de silicium, mesuré au sol, est aussi contrôlé en orbite, mais est d'une stabilité remarquable depuis le lancement. Pour le calorimètre, les piédestaux, les gains ainsi que les effets de non–linéarité et de *cross–talk* doivent être mesurés via des déclenchements périodiques et des données en injection de charge. En outre, deux caractéristiques intrinsèques des cristaux de CsI du calorimètre doivent être étalonnées : la production de lumière et l'atténuation de la lumière lors de sa propagation le long du cristal.

Si certaines "constantes" d'étalonnage sont justement (quasiment) constantes, d'autres évolues plus ou moins rapidement au cours de la mission. C'est le cas par exemple du nombre de pistes bruyantes ou déconnectées comme cela a été évoqué dans la section 1.3.3, figure 1.19, qui a cependant un impact limité sur les performances globales du détecteur. C'est aussi le cas de la scintillation dans les cristaux de CsI (cf. figure 1.23), et de l'atténuation de la lumière lors de sa propagation le long du barreau, deux caractéristiques qui ont en revanche un impact significatif sur la réponse du détecteur. Spécifiquement, la mesure de l'asymétrie de lumière à chaque extrémité des cristaux est utilisée pour reconstruire la position du dépôt d'énergie sur la longueur du cristal : à des énergies de plusieurs GeV la résolution sur le centroïde du dépôt d'énergie est de l'ordre du millimètre. Cette information très précise est extrêmement utile pour une bonne reconstruction de l'axe de la cascade électromagnétique dans le calorimètre, et cet axe est utilisé pour ancrer la reconstruction de la trace de l'évènement dans le trajectographe, il en suit que l'étalonnage de l'atténuation de la lumière dans les cristaux du calorimètre à un impact direct sur la résolution angulaire du LAT. Cet effet net, bien qu'évident *a posteriori*, n'a été vraiment pris en compte que lors de la revue des procédures d'étalonnage mis en place en 2012.

En effet, le retraitement de lots de données de référence (voir section 1.4.3) a permis de montrer une amélioration significative de la qualité des données, globalement de l'accord entre données et simulations, et en particulier de la résolution angulaire et de la stabilité des flux mesurés des sources célestes [13]. La collaboration *Fermi*–LAT a donc décidé de retraiter l'ensemble des données acquises depuis le début de la mission afin de les mettre à disposition de la communauté scientifique. A noter que ce délivrable [§] comprenait aussi la mise à jour des composants nécessaires aux analyses scientifiques de haut niveau (modèles d'émission diffuse galactique et extra-galactique, fonctions de réponse, version des *ScienceTools*).

Afin d'assurer de façon pérenne que les nouvelles données acquises soient de la même qualité que les données retraitées, j'ai en outre mis en place un groupe de travail qui s'est attaché à l'automatisation de la production de constantes en utilisant la *pipeline* du SLAC, ainsi qu'une procédure de revue mensuelle et de mise à jour des constantes d'étalonnage dans le cadre du *Calibration & Analysis*.

### 1.4.3 Étalonnage des fonctions de réponse

Une fois chaque sous–détecteur étalonné correctement, il est possible d'étudier plus en détail les fonctions de réponse de l'ensemble de l'instrument et d'étalonner celles–ci, produites à partir des simulations Monte–Carlo forcément limitées, par rapport à des lots de données de référence extraits des données prises en vol. C'est un travail qui a été réalisé de manière progressive tout au long de la mission et qui a été détaillé pour la reconstruction *Pass 7* dans la publication " *The* Fermi *Large Area Telescope On Orbit : Event Classification, Instrument Response Functions, and Calibration*" [14] dans la section 3.6.

§. Il s'agit de la version *Pass 7 V6d* ou *P202* de 2012.

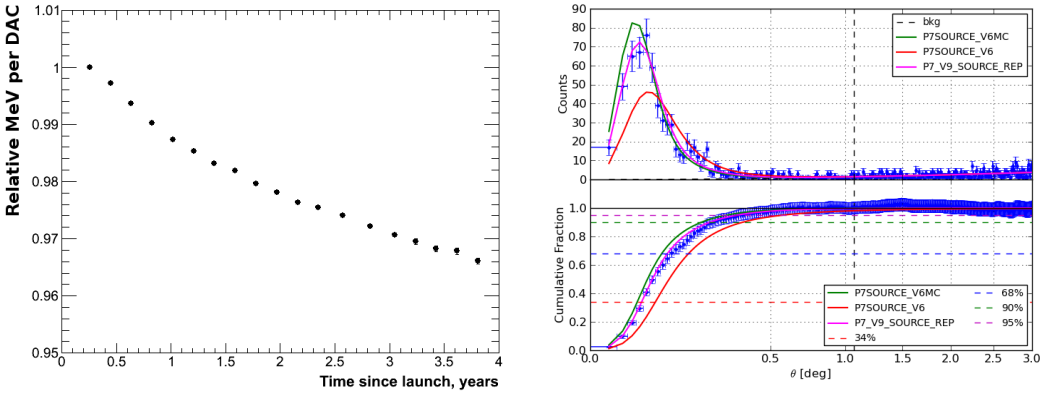


FIGURE 1.23 – A gauche : quantité relative de scintillation dans les cristaux de CsI pour une particule proche du minimum d'ionisation pour les quatre premières années de mission. L'irradiation des cristaux par les rayons cosmiques induit une perte de production de lumière de l'ordre de 1% par an. A droite : résolution angulaire autour de 20 GeV extraite des photons provenant des noyaux actifs de galaxie avec les données avant (`P7SOURCE_V6`) et après ()`P7_V9_SOURCE_REP`) retraitement, et pour les simulations Monte–Carlo. Extrait de [13].

### Réponse angulaire en orbite

Il est assez rapidement apparu dans les donnés en orbite que la résolution angulaire des données était moins bonne que celle prédite par les simulations dans un domaine d'énergie au–dessus du GeV (Figure 1.23 à droite). Pour étudier la réponse angulaire, on peut utiliser d'une part les photons en provenance du pulsar Vela qui émet un flux significatif jusqu'à une dizaine de GeV, et d'autre part les photons en provenance des noyaux actifs de galaxie (NAGs) qui émettent jusqu'à une centaine de GeV.

Vela est un pulsar jeune, extrêmement brillant et observé dans de multiples longueurs d'onde. Sa position est donc parfaitement connue et les études menées en gamma n'ont pas révélé la présence d'une éventuelle nébuleuse ; il n'en demeure pas moins que de part sa position dans le plan galactique, le fond diffus gamma autour de Vela est structuré. Pour extraire la résolution angulaire des données, la phase est attribuée à chaque photon, puis on compare simplement les rayons du cercle contenant 68% (ou 95%) des photons pour les évènements en–phase et hors–phase. Vela est tellement brillant qu'avec ce seul pulsar, en utilisant plusieurs années de données prises en orbite, on peut mesurer la résolution angulaire jusqu'à une dizaine de GeV.

Pour les noyaux actifs de galaxie, il est nécessaire de sommer les évènements en provenance de plusieurs sources afin de construire les distributions jusqu'à plus de 100 GeV : on utilise typiquement les vingts cinq NAGs les plus brillants de notre catalogue, en–dehors du plan galactique, pour lesquels la position est connue par des observations en radio ou en optique, et dont la séparation angulaire d'avec la source gamma la plus proche est supérieure à 2.5°. Le fond diffus gamma est pris en compte en faisant l'hypothèse qu'il est isotrope, puisque l'on somme plusieurs régions du ciel, on choisit ensuite la moyenne statistique d'une centaine de réalisation Monte–Carlo des distributions du signal et du fond, dans chaque intervalle en énergie. Ce travail avec les données des NAGs a l'intérêt supplémentaire de permettre d'optimiser la recherche d'un éventuel halo prédit par certains

modèles invoquant la conversion de gamma en paires $e^+ - e^-$ dans le champ magnétique intense présent dans le jet : la collaboration *Fermi*–LAT a montré que ce type de halo n'était pas détecté dans les données [15].

Un exemple des résultats obtenus est présenté en figure 1.24 : si à basse énergie les mesures réalisées à partir des données de Vela sont en accord avec les données issues des simulations, au–dessus de 10 GeV, la résolution angulaire mesurée en orbite avec les données des NAGs est nettement moins bonne que prévue.

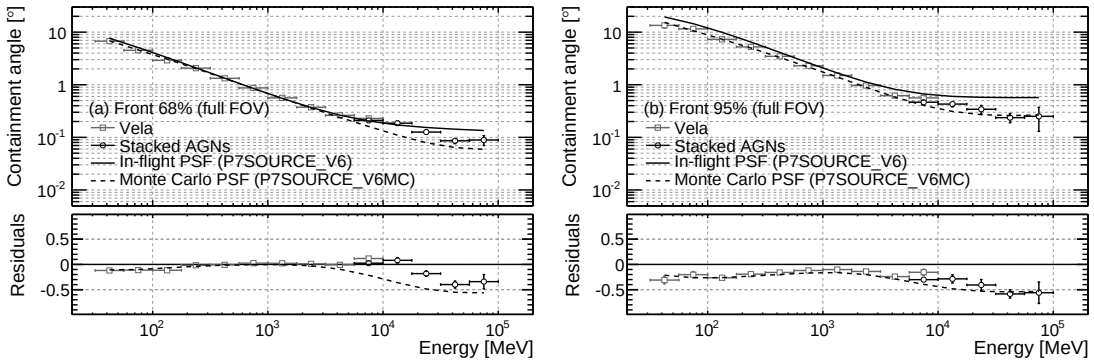


FIGURE 1.24 – A gauche : largeur de la distribution contenant 68% des évènements pour les photons convertis en haut du trajectographe. A droite : largeur de la distribution contenant 95% des évènements pour les photons convertis en haut du trajectographe. Extrait de [13].

Une difficulté supplémentaire est due au fait que la statistique disponible avec les données de vol ne permet de dériver que la réponse angulaire intégrée sur le champ de vue, alors que la dépendance en angle par rapport à l'axe du détecteur est significative. Ignorer cette dépendance induit des incertitudes supplémentaires sur le flux intégré, sur la mesure des sources étendues ou sur la position reconstruite, celles–ci sont limitées mais estimées via l'utilisation de fonctions de réponse minorant et majorant l'effet (*bracketting*).

### Incertitudes systématiques sur la surface effective

Estimer les incertitudes systématiques sur l'étendue est complexe car il n'existe pas de référence absolue : l'équivalent d'une source ponctuelle pour la résolution angulaire serait une source dont le spectre en énergie est parfaitement connu. L'idée directrice est de comparer des ratios entre les lots de données de référence et les simulations Monte–Carlo.

On divise ainsi les données par rapport à leur point d'impact dans le détecteur (côtés +X et -X), à l'angle incident dans le détecteur ($\phi$ : dans les angles ou sur un côté, $\theta$ : incidence normale ou grand angle), à leur point de conversion dans le trajectographe (en haut (*front*) ou en bas (*back*)). On compare aussi les variations de fractions d'évènements lorsque l'on passe d'une classe d'évènement à une autre (voir section 1.5.3) : dans un cas idéal, la fraction d'évènements perdue en passant de la classe *Source* à la classe *Clean* serait la même dans les lots de donnée de référence et dans les simulations Monte–Carlo, en pratique, ce n'est pas le cas à quelques pourcents près.

La figure 1.25 présente deux exemples de comparaisons de ratio de comptage d'évènements entre données et simulations pour les évènements à grand angle d'incidence à gauche, et pour le rapport du nombre d'évènement *front*/*back* dans le trajectographe à droite. Ici, pour la reconstruction *Pass 7*, le rapport des ratios de nombre d'évènements est de l'ordre

de 5% à 10% entre données et simulations, et est généralement plus grand à très basse et à très haute énergie.

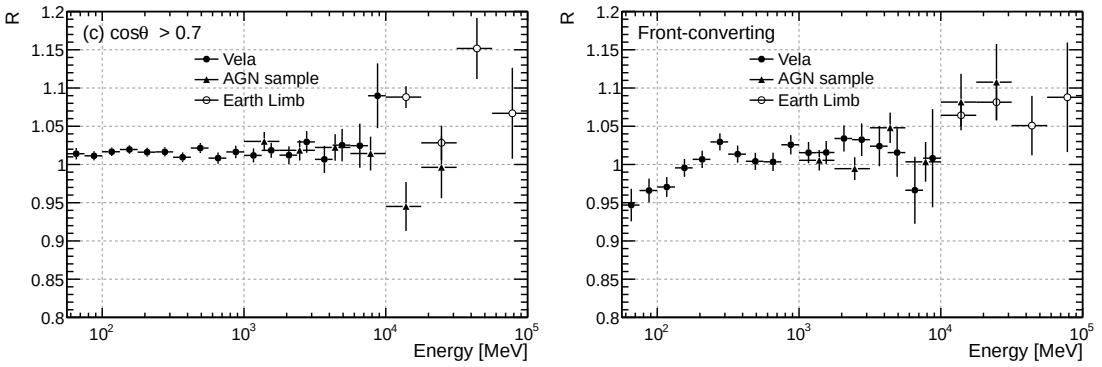


FIGURE 1.25 – Ratio entre données et simulation pour les fractions d'évènements : à gauche, ayant un angle d'incidence supérieur à ∼45° et à droite convertissant en haut et en bas du trajectographe. Extrait de [14].

Un autre type de vérification sur l'étendue est un test de stabilité sur le long terme. En effet d'une part l'environnement en orbite et la qualité des détecteurs varient sur plusieurs échelles de temps, et d'autre part il existe certaines sources pour lesquelles les modèles ne prédisent pas de variation significative de flux sur des échelles de temps courtes à l'échelle humaine. Le graphe à gauche de la figure 1.26 ci–dessous montre le flux reconstruit du pulsar Geminga suivi sur plusieurs années avant et après retraitement des données avec de meilleures constantes d'étalonnage que j'ai présenté au *Fermi* Symposium de 2012 : avec de bonnes constantes d'étalonnage, le flux reconstruit est stable au demi–pourcent près pendant ∼ 4 ans. Au final, l'incertitude sur l'étendue dans le cas de la reconstruction *Pass 7* était estimée à environ 10% à haute et basse énergie, et a seulement 5% autour du GeV, comme cela est présenté à droite de la figure 1.26. L'essentiel de cet incertitude provenait de la différence observée du nombre d'évènements convertissant en bas du trajectographe entre données et simulation. C'est un point qui a ensuite été amélioré par un travail minutieux sur les simulations dans le cadre de la reconstruction *Pass 8*.

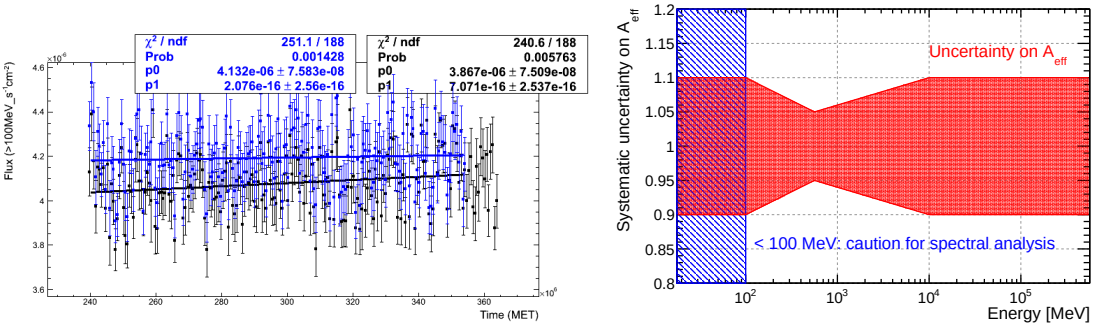


FIGURE 1.26 – Stabilité du flux de Geminga avant (en noir) et après (en bleu) retraitement des données avec de meilleures constantes d'étalonnage pour la reconstruction *Pass 7*. Le flux est stable au pourcent près sur plusieurs années. Extrait de [13]. A droite : bandes d'incertitudes systématiques sur l'étendue pour la reconstruction *Pass 7*. Extrait de [14].

**Résolution en énergie et échelle absolue en énergie**

La résolution en énergie intrinsèque du calorimètre a été étudiée initialement lors des tests sous faisceau menés au CERN en 2006. Les algorithmes de reconstruction existant montraient alors que la résolution maximum en énergie atteignait 2% sur une large gamme d'énergie, avec bon accord entre données et simulations Monte–Carlo, voir la figure 1.27.

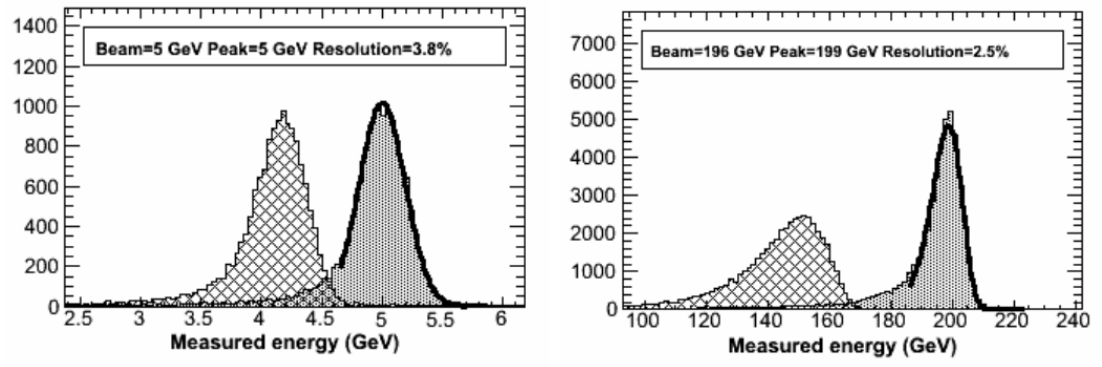


FIGURE 1.27 – Echelle en énergie et résolution en énergie dérivées des données faisceau acquises au CERN en 2006 à 5 GeV à gauche et à 196 GeV à droite. L'histogramme quadrillé représente le dépôt d'énergie dans le calorimètre et l'histogramme plein l'énergie reconstruite. L'angle du faisceau d'électrons par rapport à l'axe du détecteur était de 45°. Extrait de [7].

En revanche, il est apparu assez rapidement que l'échelle absolue en énergie attendue par les simulations n'était pas compatible avec les données faisceaux pour les cascades électromagnétiques. Même après un travail conséquent sur les simulations et l'analyse des données, rappelé en section 1.2.2, les données présentaient un excès sur la valeur absolue en énergie de l'ordre de 10%, voir la figure 1.11, dont l'origine n'a pu être déterminée. Pour rester conservatif, l'incertitude sur l'échelle absolue en énergie du LAT a donc longtemps été -5/+10%.

Afin d'estimer l'échelle absolue en énergie du LAT en orbite, il fallait de nouveau trouver une référence parmi les sources cosmiques, une coupure spectrale par exemple. Si avec les sources gamma l'exercice est quasiment impossible en raison de leur variété et de la non moins grande variété des modèles théoriques, nous avons pu exploiter la coupure à basse énergie du spectre des électrons et positrons cosmiques primaires due à la présence du champ géomagnétique terrestre. Plusieurs ingrédients étaient nécessaires pour cette mesure : la sélection des évènements candidats électron et positron, qui avaient été entamé avec succès dès 2009 (voir section 3.2), la connaissance du champ magnétique terrestre, qui est heureusement suivi et modélisé de manière très précise (*International Geomagnetic Reference Field*, IGRF [16]), et un code permettant de tracer la trajectoire des particules chargées dans le champ magnétique, le code de Smart et Shea [17] s'est démontré d'une grande utilité. L'idée est donc de comparer la valeur de la coupure géomagnétique du spectre des électrons et positrons cosmiques primaires avec les prédictions du code de traçage des rayons cosmiques dans le modèle de champ géomagnétique IGRF. Les détails de ce travail ont été publiés dans [18], la procédure montre que données et modélisation sont en accords sur les valeurs de coupure à 2% près (voir figure 1.28), ce qui fixe donc de manière quasiment aussi précise l'échelle absolue en énergie du LAT. De nouveau, pour rester conservatif, il faut considérer que l'on échantillonne ici qu'un intervalle en énergie

autour de 10 GeV limité par rapport à la gamme du LAT, et que la méthode elle–même s'appuie sur le modèle IGRF qui n'est lui même pas parfait. Au final, suite à cette analyse, la collaboration *Fermi*–LAT a décidé de réduire l'incertitude sur l'échelle absolue en énergie à $\pm 5\%$ dans le cadre de *Pass 8*.

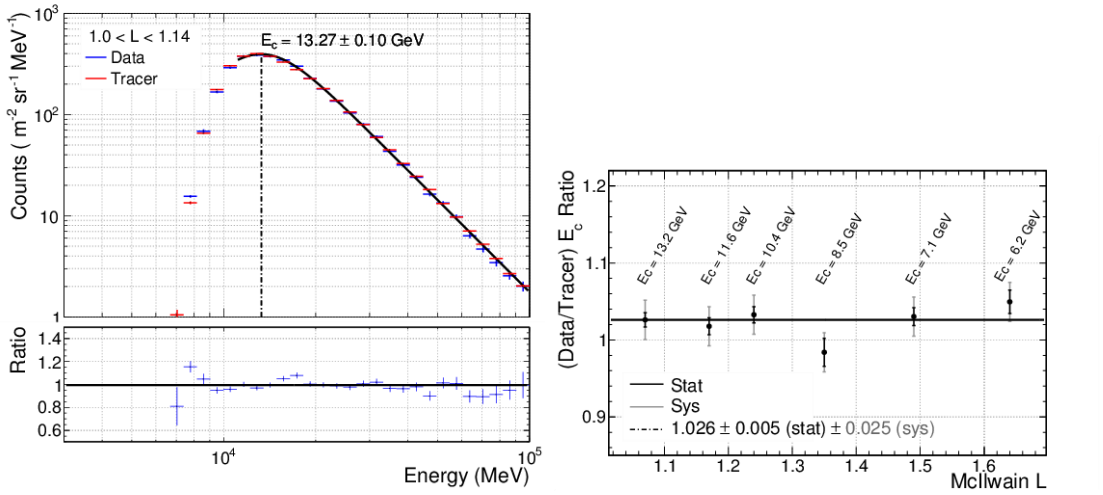


FIGURE 1.28 – A gauche : spectre des électrons et positrons primaires pour les données et le code de traçage. A droite : ratio des valeurs de la coupure du spectre des électrons et positrons primaires entre les données et le code de traçage pour les différents intervalles de valeur de champ magnétique orthogonal. Extrait de [18].

## 1.5 Reconstruction et sélection des évènements

Les données et fonctions de réponse du *Fermi*–LAT sont distribuées au public dans des versions successives appelées "*Pass*". Une *Pass* regroupe en fait l'ensemble des éléments permettant de mener une analyse scientifique en partant des données brutes des détecteurs jusqu'aux caractéristiques des sources observées : digitalisation, étalonnage, reconstruction, sélection des évènements, simulations Monte–Carlo associées, fonctions de réponse, modèle de fond cosmique résiduel et même le modèle d'émission diffuse galactique, d'émission de la lune et du limbe terrestre.

L'évolution des *Pass* successives a suivi la compréhension de l'instrument, des conditions en orbite et du ciel gamma par les membres de la collaboration *Fermi*–LAT, qui ont à chaque fois mis l'ensemble des connaissances disponibles dans chaque nouvelle *Pass* afin d'exploiter au mieux l'instrument à disposition, et de fournir des données de qualité croissante à la communauté.

Un bref historique des *Pass* successives se doit de commencer pas la *Pass 6v1* entièrement développée avant le lancement et qui, comme cela a été rappelé s'est avérée être d'une qualité suffisante pour affirmer les premières découvertes de *Fermi* (voir section 1.3.5). Puis les premières données prises en orbite ont révélé la présence d'évènements "fantôme" dans le détecteur, qui se sont avérés avoir un impact significatif sur les fonctions de réponse, et que l'on a donc du rapidement ajouter dans les simulations, ce qui a donné lieu à la *Pass 6v3*. La qualité dégradée de la réponse angulaire en orbite, mesuré avec quelques mois de données, a ensuite poussé la collaboration à publié la *Pass 6v11* proposant des fonctions de réponse avec la réponse angulaire mesurée sur les données. La collaboration s'était en

parallèle attaché au développement de *Pass 7* afin de remédier à la présence des évènements fantômes en conservant la reconstruction de *Pass 6* mais en revoyant la sélection des évènements pour améliorer les performances et réduire la dépendance des fonctions de réponses au taux ambiant et variable de rayons cosmiques sur l'orbite. *Pass 7* s'est poursuivie par le retraitement des données avec des constantes d'étalonnage mises à jour (voir section 1.4.2) : les fonctions de réponse *Pass 7v6* permettaient d'analyser dès 2012 les données retraitées *P202*.

C'est en fait dès 2010, que la collaboration *Fermi*–LAT a commencé à penser la refonte complète de la reconstruction et de la sélection des évènements pour réaliser la *Pass 8* en prenant en compte l'ensemble des acquis de la collaboration après plusieurs années de prise de données : l'idée directrice était simplement de faire le mieux possible. Ce sont pour l'essentiel les développements issus de *Pass 8* qui sont décrits dans cette section décrivant les améliorations apportées aux simulations, la reconstruction, la sélection des évènements et le concept de classe, ainsi que les procédures de validation.

### 1.5.1 Simulations : contenu et fantômes

Le code de simulation Monte–Carlo du *Fermi*–LAT est basé sur l'outil Géant4 [19] pour la géométrie du détecteur, le suivi des particules et les modèles d'interaction. Dans un soucis de précision, on notera que la géométrie inclut l'ensemble du bus du satellite, ainsi que les détecteurs du GBM. La réponse de l'électronique de lecture, ainsi que la logique relative au déclenchement et aux filtres embarqués ont été développées dans un code *ad hoc* pour représenter au mieux la réalité. Afin d'obtenir une simulation complète, nous avons aussi développé un code de simulation de l'orbite du LAT, incluant le pointé du satellite, ainsi que les modèles de flux de rayons cosmiques dépendants de l'évolution des paramètres géomagnétiques le long de l'orbite.

Dès les campagnes de tests sous faisceau, les efforts se sont concentrés sur l'implémentation de la géométrie du LAT, afin de n'oublier aucun matériau, et sur la validation des modèles d'interaction des particules (cascades électromagnétiques, cascades hadronique, diffusion multiple...) comme cela a été relaté en section 1.2. C'est sans doute grâce à ce travail préliminaire de validation que les premières données ont pu être exploitées très rapidement. Cependant, personne n'avait anticipé la présence d'évènements "fantômes" dans les données : ces évènements baptisés *ghosts* sont en fait simplement dus aux temps longs des détecteurs et/ou de l'électronique de lecture qui font que les signaux électroniques rémanents d'évènements arrivés juste avant (ou juste après) le déclenchement de la lecture se retrouvent superposés dans les données aux signaux de l'évènement à l'origine du déclenchement. Pour donner un ordre de grandeur, l'intégration du signal dure 6.5 $\mu$s dans le calorimètre et 3.5 $\mu$s dans le trajectographe.

Un exemple de tels signaux est présenté en figure 1.29 : l'évènement fantôme à gauche vient fausser la reconstruction de l'évènement intéressant à droite.

Afin d'étudier au mieux ces évènements fantômes, un effort important a été initié pour les inclures dans la simulation Monte–Carlo. Cependant la complexité d'émuler le comportement des détecteurs et de l'électronique à un tel niveau de détail nous a obligé à suivre une stratégie alternative consistant à extraire des évènements fantômes issus des données de vol. Pour cela, nous avons échantillonné les évènements correspondants au déclenchement périodique à 2 Hz utilisé pour le contrôle des piédestaux : ces déclenchements périodiques sont autant de clichés instantanés des évènements fantômes. La figure 1.30, à gauche, montre par exemple la fraction d'évènements périodiques ayant au moins une trace fantôme dans le trajectographe. Une fois ces évènements extraits, leur échantillonnage a été

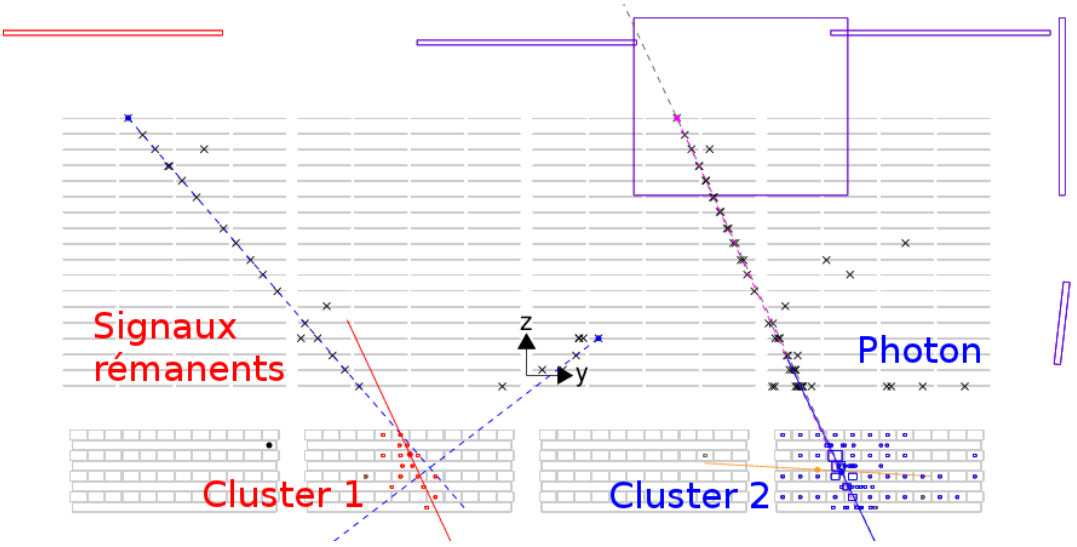


FIGURE 1.29 – Un évènement dans le LAT : les signaux rémanents sur la gauche sont superposés aux signaux responsables du déclenchement et provenant d'un photon gamma. Le photon gamma est un évènement simulé, auquel on a ajouté des signaux rémanents extraits de vrais évènements issus de déclenchement périodiques acquis en orbite. La reconstruction *Pass 8* permet d'individualiser les signaux de chaque particule entrée dans le détecteur, et donc de reconstruire correctement l'évènement intéressant.

.

réalisé en intervalle de paramètre géomagnétique McIlwain L [¶], et les signaux ont été superposés durant les simulations à ceux issus de l'évènement Monte–Carlo. Techniquement, cette simple superposition a été complexe à réaliser car il fallait impérativement conserver les constantes d'étalonnage, les saturations éventuelles de l'électronique, les primitives de déclenchement, et l'application du déclenchement global et des filtres embarqués.

Une fois cela réalisé, les simulations ont permis de vérifier la perte de surface effective due à ces évènements fantômes (figure 1.30, à droite), et ont confirmé qu'à basse énergie, la perte était très significative puisque de l'ordre de 15% à 300 MeV pour la reconstruction *Pass 6*. Avec *Pass 7*, les arbres de décision utilisés pour la sélection des évènements ont pu être entrainés sur des simulations contenant des évènements fantômes, ce qui a permis de mitiger partiellement le problème. Avec *Pass 8*, comme cela est décrit ci-après, les algorithmes de reconstruction ont été réécrit pour remédier entièrement aux fantômes.

Outre l'ajout des signaux fantômes, d'autres améliorations significatives de la simulation ont été développées dans le cadre de *Pass 8*. On citera par exemple l'utilisation de constantes d'étalonnage plus proche de la réalité, et prenant en compte l'incertitude sur l'estimation de certaines constantes (l'atténuation de la lumière dans les cristaux de CsI du calorimètre notamment) en utilisant des constantes différentes pour la digitalisation du signal et pour son (ré–)étalonnage au moment de la reconstruction. Durant le développement de *Pass 8*, une nouvelle revue du matériel présent dans la simulation a eu lieu, et plusieurs kilogrammes de matériel ont notamment été ajoutés dans l'ensemble du trajectographe. Toutes ces améliorations ont permis d'obtenir au final un accord proche de la perfection entre les données en orbite et les simulations Monte–Carlo, et ce sur une grande partie de l'espace des phases.

¶. https://en.wikipedia.org/wiki/L-shell

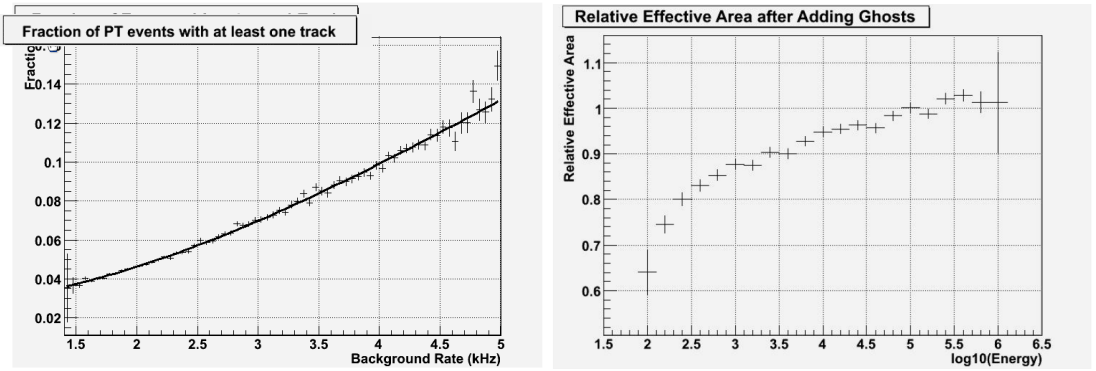


FIGURE 1.30 – A gauche : fraction des évènements ayant au moins une trace fantôme en fonction du taux de déclenchement brut. A droite : perte de surface effective due aux signaux rémanents dans *Pass 6v3*. Extrait de [20].

### 1.5.2 La reconstruction Pass 8

Au printemps 2010, un groupe de travail a été mis en place pour lancer la refonte complète des algorithmes de reconstruction des évènements dans le LAT en utilisant les connaissances acquises en 2 années de prise de données en orbite. Le groupe de Pise dont je faisais partie, s'est fortement un impliqué dans le projet, baptisé *Pass 8*, en prenant la responsabilité de la reconstruction dans le calorimètre et de la validation avec les données en orbite.

La figure 1.31 ci-dessous présente la chaîne de traitement des données telle qu'elle a été implémentée dans *Pass 8*. La première étape de reconstruction est celle du calorimètre qui permet d'obtenir un point d'ancrage du dépôt d'énergie dans le détecteur, ainsi que l'axe principal de la cascade électromagnétique. La reconstruction des traces dans le trajectographe est ensuite réalisée, et là aussi, une direction privilégiée de la pré–cascade est définie. Une procédure itérative permet d'ordonner les traces et les clusters dans le calorimètre de façon à trouver la meilleure association entre le trajectographe et le calorimètre. Les traces principales sont ensuite associées par projection en 3 dimensions aux tuiles du détecteur d'anti–coïncidence, ce qui permet de déterminer si la particule incidente est chargée ou non. Suite à la reconstruction dans chaque sous–détecteur, les variables caractéristiques de l'évènement sont sauvegardées dans une structure de type arbre, qui permet de réaliser de manière simple et optimale la reconstruction finale de l'énergie, de la direction et de la classe de l'évènement.

La détermination des critères de qualité de l'évènement est réalisée par une succession d'analyses basées sur la création d'arbres de décision utilisant à chaque fois les quantités appropriées (généralement entre 10 et 20) pour chaque analyse. L'analyse de l'énergie est basée sur deux algorithmes distincts qui utilisent à basse énergie essentiellement le nombre de pistes dans le trajectographe, et à moyenne et haute énergie la reconstruction de la cascade électromagnétique dans le calorimètre. L'analyse est complétée par la quantification de la qualité de la reconstruction en utilisant de diverses quantités fiduciaires (géométriques notamment), afin d'obtenir un curseur permettant de choisir la résolution en énergie souhaitée. De la même manière, l'analyse de la résolution angulaire permet de quantifier la qualité de la trace choisie dans le trajectographe en utilisant aussi l'association avec le dépôt d'énergie dans le calorimètre. Puis l'analyse *CPF*, pour *Charge Particle in the Field–of–View* utilise les informations de l'ACD, mais aussi des associations tuiles–traces et tuiles–calorimètre pour déterminer la probabilité que la particule soit chargée. La topologie

de l'évènement dans le trajectographe et dans le calorimètre est ensuite analysée de manière quasi–indépendante pour créer des distributions de probabilité déterminant si la particule incidente est hadronique ou leptonique. Enfin, toutes ces informations sont combinées pour réaliser la classification des évènements en quelques variables synthétiques qui permettent de définir les classes standards de photons qui sont fournies à la communauté.

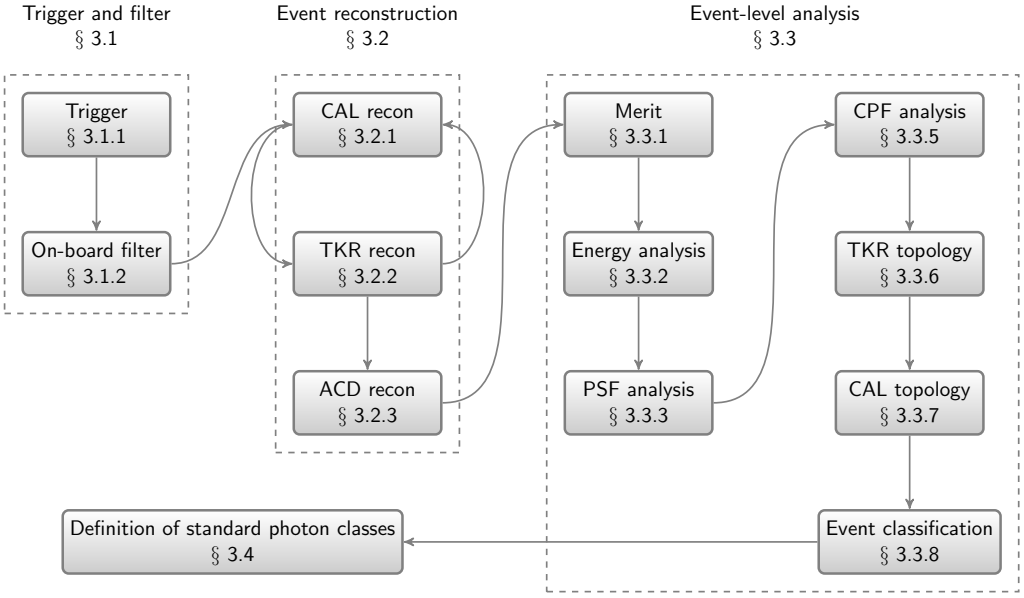


FIGURE 1.31 – Chaine de traitement des données

### Trajectographe

La reconstruction dans le trajectographe consiste essentiellement à retrouver les traces de la ou des particules incidentes afin d'en déterminer la direction initiale, donc l'origine dans le ciel. Jusqu'à *Pass 7*, l'algorithme de reconstruction était essentiellement combinatoire, c'est-à-dire qu'à partir d'un point d'ancrage correspondant au dépôt d'énergie dans le calorimètre, toutes les combinaisons de dépôts d'énergie (*hits*) dans le trajectographe était créées puis les combinaisons les plus rectilignes étaient définies comme étant des traces. A haute énergie, cela amenait à un grand nombre de traces, avec recouvrement sur les *hits*, et une confusion inévitable dans le choix de la meilleure trace. Dans le cadre de *Pass 8*, un algorithme plus élaboré a été mis en place consistant à "suivre" la pré–cascade électromagnétique dans le trajectographe. Les *hits* des plans x et y sont tout d'abord associés en points tri–dimensionnels, puis des vecteurs reliant les points 3D "les plus proches" sont dessinés : on crée ainsi une sorte d'arbre de vecteurs qui décrit la pré–cascade ou le flux du dépôt d'énergie dans le trajectographe, voir la figure 1.32. On procède ensuite à l'extraction des traces principales via des ajustements sur les la combinatoires des traces possibles, et de nouveau les traces les plus "rectilignes" sont mises en avant, ce qui permet d'épurer l'arbre de ces vecteurs. Une donnée importante est que c'est en fait le haut de la trace principale qui permet d'obtenir la direction d'incidence la plus précise. Cet algorithme, appelé *vector–tree pattern recognition*, permet de s'affranchir presque entièrement de l'information du calorimètre et rend les procédures d'identification des fantômes et de rejet du fond hadronique plus efficaces au final.

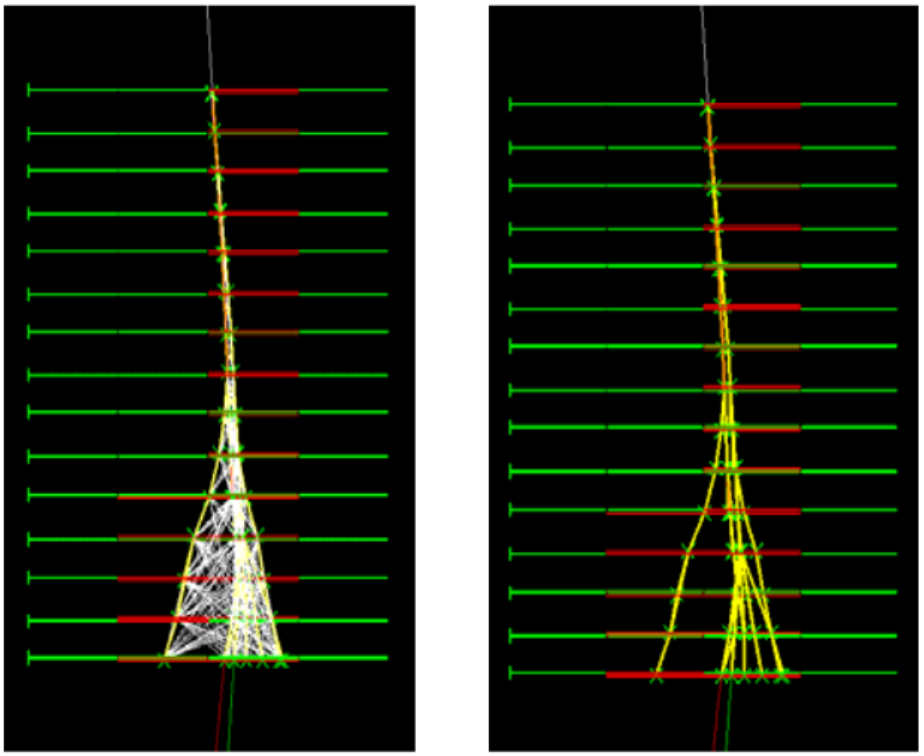

FIGURE 1.32 – A gauche : vecteurs de reconstruction pour un photon gamma. A droite : arbre reconstruit avec ses multiples branches. Extrait de [20].

La figure 1.33 ci–après présente les arbres de vecteurs construits pour un photon gamma à gauche et pour un proton à droite. Dans ce cas simple, où le proton n'interagit pas, la claire différence de topologie entre les deux arbres indique que celle–ci peut effectivement être utilisée pour rejeter les évènements hadroniques. Le gain apporté par les quantités associés aux arbres n'est pas exceptionnel, moins important que ce que l'on avait espéré au départ, mais ces quantités jouent tout même un rôle intéressant dans les arbres de décision.

L'algorithme a amélioré la reconstruction dans le trajectographe sur trois points essentiels : le nombre d'évènements ayant une trace (notamment à haute énergie), la fraction d'évènements dans le cœur de la résolution angulaire (68% du contenu) et le rejet des traces fantômes.

Ce dernier point a été réalisé en laissant la possibilité à l'algorithme de reconstruire des traces incomplètes, c'est-à-dire pour lesquelles des *hits* manquent le long de la trace. Ces *hits* manquants sont caractéristiques des traces fantômes : en effet comme les signaux sont lus hors–temps, certains sont devenus trop faibles pour passer le seuil de lecture de la piste. Cette perte d'efficacité est grande devant l'efficacité normale des plans de silicium du trajectographe qui est très proche de 100%. L'algorithme a donc été développé pour être capable de sauter des plans de silicium "éteints" le long d'une trace. Une fois les traces reconstruites, la présence de *hits* manquants permet d'identifier de manière certaine les traces fantômes.

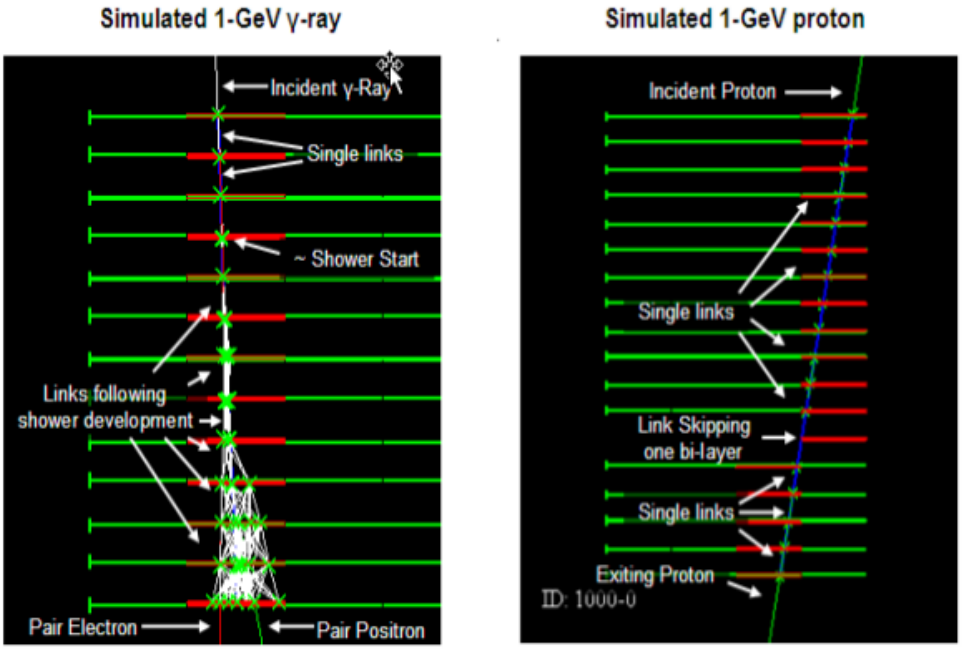


FIGURE 1.33 – A gauche : vecteur de reconstruction pour un photon gamma. A droite : vecteurs de reconstruction pour un proton qui n'interagit que par ionisation. Extrait de [20].

### Calorimètre

La reconstruction dans le calorimètre a avant tout pour objectif la reconstruction de l'énergie de la particule incidente. Cependant, comme pour chaque sous–système, il est nécessaire de dériver des observables permettant le rejet des évènements hadroniques, et de prendre en compte la présence des évènements fantômes. La solution choisie a été la mise en place d'un algorithme de *clustering* permettant de regrouper les cristaux touchés dans le calorimètre en différents *clusters* ayant chacun une origine propre. Nous (équipe de l'INFN de Pise) avons développé un algorithme basé sur une technique de *Minimum Spanning Tree* consistant a créer l'arbre le plus court reliant tous les cristaux touchés, puis à couper les branches les plus longues pour obtenir plusieurs arbres, chaque arbre devenant un *cluster*. Nous avons ensuite implémenté une étape nouvelle de classification des *clusters*, selon les variables topologiques associées à l'arbre correspondant et à d'autres variables issues d'une analyse complète des moments principaux des *clusters*. La classification, utilisant un algorithme de *Naive Bayes Classifier*, permet de donner la probabilité pour chaque *cluster* d'appartenir à un lepton, à un hadron ou à un évènement hors–temps. La classification naïve bayésienne est une classe d'algorithme d'auto–apprentissage linéaire qui s'appuie sur l'hypothèse forte que chaque caractéristique présentée en entrée est indépendante et contribue de manière similaire à toutes les autres. J'ai personnellement réalisé l'implémentation des algorithmes dans le code de simulation *GlastRelease* et implémenté la structure de données correspondante.

La figure 1.34 montre l'algorithm de *Minimum Spanning Tree* en action sur un évènement pour lequel 2 *cluster* sont individualisés, puis le *cluster* principal correspondant au photon gamma identifié correctement. Pour la sélection du *cluster* dit principal, il s'est révélé que l'énergie du cluster était le paramètre de loin le plus important, ce qui se comprend par le fait que les *cluster* hors–temps ont en moyenne moins d'énergie à cause de

la lecture hors–temps mais aussi parce qu'ils correspondent essentiellement à des hadrons. Cette sélection est améliorée à plus basse énergie en sélectionnant le *cluster* le plus *gamma–like* selon les résultats donnés par le classificateur bayésien.

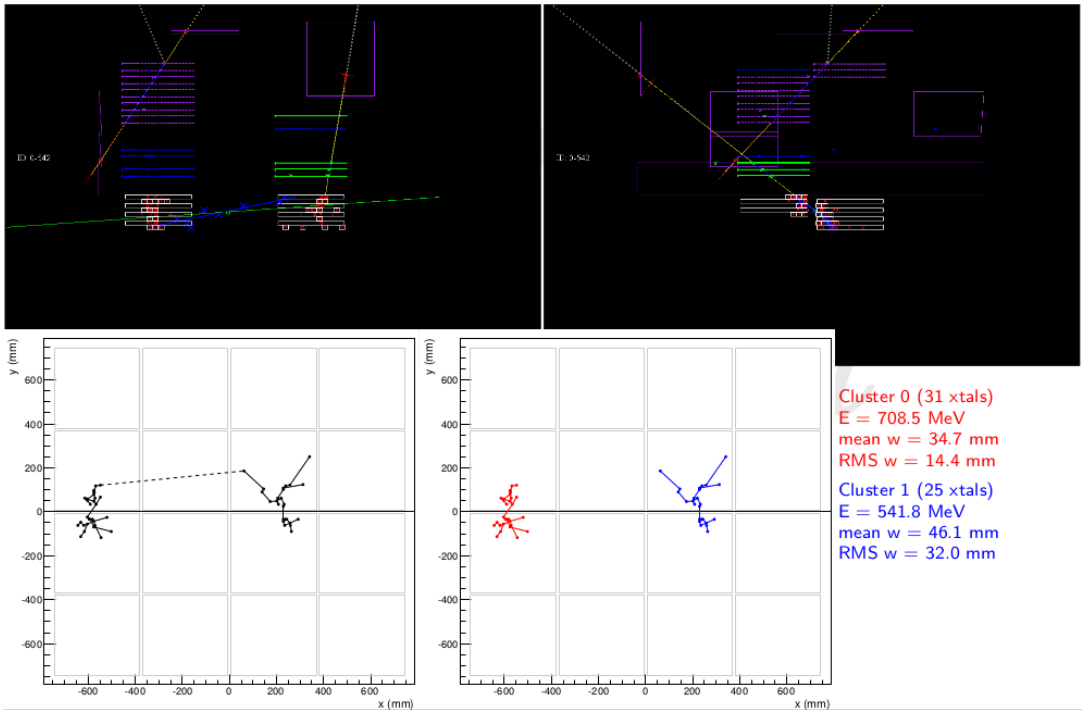


FIGURE 1.34 – Algorithme de *clustering* en action : le *minimum spanning tree* permet d'identifier les deux *cluster*, qui sont ensuite visualisés via les couleurs rouge et bleu, puis l'algorithme de classification indique celui qui est le plus *gamma–like*, le rouge en l'occurrence.

En outre, dans le cadre de *Pass 8*, un travail conséquent a été réalisé afin de déterminer avec la plus grande précision possible l'axe de développement de la cascade électromagnétique à partir des données du seul calorimètre, et de projeter cette direction dans le ciel, comme cela a été présenté au Symposium *Fermi* en 2011. Ceci a permis de mettre au point une nouvelle classe d'évènements baptisée *CAL–Only* : la direction et l'énergie de l'évènement proviennent des informations fournies par le calorimètre, et le rejet des hadrons est assuré par la mise en relation des informations entre le calorimètre et le détecteur d'anti–coïncidence. Cette classe d'évènement est nourrie d'une part par les photons qui ne sont pas convertis dans le trajectographe (environ 30% de tous les photons), et par les photons de très haute énergie pour lesquels le nombre de *hits* dans le trajectographe est trop important à cause des particules remontant du calorimètre. La classe *CAL–Only* permet de récupérer environ 50% de surface effective au-dessus de 20 GeV, seuil bas du filtre `HIGH_PASS` embarqué qui permet d'envoyer tous les évènements vers le sol. Les évènements récupérés sont particulièrement intéressants pour les phénomènes transitoires, les sursauts gamma en particulier : en effet, la résolution angulaire obtenue avec la seule information du calorimètre est de l'ordre de 1–2°, l'information temporelle permet de compenser cette faible résolution pour l'association des évènements avec la source céleste. Un travail de longue haleine a été entrepris en 2015 afin de chercher pour chaque sursaut les évènements *CAL–Only* de plus de 20 GeV associés : 4 évènements candidats ont été trouvé, mais une analyse plus poussée est nécessaire afin de confirmer l'association et la nature de ces évène-

ments. Par ailleurs, les études initiales menées sur les données de référence provenant des 25 NAGs les plus brillants ont montré les possibilités offertes, voir figure 1.38 section 1.5.4, mais celles-ci demandent encore à être exploitée.

**Anti–coïncidence**

Le rôle du détecteur d'anti–coïncidence est avant tout de déterminer si la particule entrante dans le LAT est chargée ou non. Originellement, sur l'instrument EGRET à bord de CGRO, le détecteur d'anti–coïncidence était monolithique si bien que tous les évènements pour lesquels l'ACD étaient en véto ne passaient pas le filtre embarqué, d'où le problème bien connu de la perte des évènements à haute énergie causé par les nombreuses particules de basse énergie qui remontait du calorimètre et déclenchait l'ACD. Sur le LAT, l'ACD est segmenté en 89 tuiles plastiques, son utilisation est réalisé en association avec le trajectographe et le calorimètre. Sur le principe, les traces provenant de la reconstruction dans le trajectographe sont extrapolées vers l'ACD ; si la trace principale pointe vers une tuile plastique dont le signal est supérieur au seuil (1/4 de *mip*) alors, la trace correspond à une particule chargée et l'évènement est donc rejeté de la sélection des photons.

Dans le cadre de *Pass 8*, la logique a été étendue et améliorée afin d'une part de considérer les traces du trajectographe et du calorimètre, et d'autre part de caractériser les associations trace—tuile par une quantité représentant la probabilité de devoir rejeter l'évènement en nombre de déviations standards. Cette probabilité est estimée en combinant la probabilité de détection d'une particule au minimum d'ionisation dans une tuile lue (en considérant la distribution du signal correspondant au dépôt d'énergie) et la probabilité qu'une trace pointe à l'intérieur d'une tuile lue (en propageant la matrice de covariance, impliquant la possibilité que la projection ne trouve pas la tuile correspondante).

Ces développements ont permis une utilisation optimale de l'ACD, et ont grandement contribué aux performances de *Pass 8* en terme de gain de surface effective à basse et à très haute énergie.

**La reconstruction en énergie**

L'estimation de l'énergie de la particule incidente est évidemment essentiellement basée sur le dépôt d'énergie mesuré dans le calorimètre. Il est cependant nécessaire de prendre en compte trois topologies différentes d'évènements.

A très basse énergie (E<300 MeV), la particule peut déposer une fraction significative, voire même la totalité, de son énergie dans le trajectographe : dans ce cas, l'énergie peut être estimée en utilisant comme proxy le nombre de pistes de silicium touchées. Un premier estimateur a donc été développé en utilisant des combinaisons linéaires du nombre de pistes touchées et d'autres quantités relatives au trajectographe, de l'énergie dans le calorimètre et des caractéristiques géométriques de l'évènement. Cette méthode relativement simple a été légèrement améliorée dans le cadre de *Pass 8*, notamment en prenant mieux en compte la direction reconstruite de la particule incidente et les éventuelles espaces vides entre les modules traversés par la particule.

Aux énergies préférentielles du LAT (200 MeV<E<20 GeV), l'essentiel de l'énergie de la particule est déposé dans le calorimètre, et il est dans ce cas possible de paramétriser relativement simplement l'énergie incidente en fonction du dépôt d'énergie et des caractéristiques géométriques de l'évènement. Une seconde méthode de reconstruction utilisant un calcul de maximum de vraisemblance basé sur un large ensemble de simulations Monte–Carlo couvrant l'entièreté de l'espace des phases avait été mise en place dès *Pass 6*. Cette méthode a du être abandonnée dès la *Pass 7* en raison de discontinuités introduites par

le fait que les simulations utilisées étaient mono–énergétiques (afin de pouvoir atteindre la statistique indispensable en limitant l'enveloppe des simulations).

A très haute énergie (E>100 GeV), le problème se corse de nouveau car le maximum de la gerbe électromagnétique n'est plus contenu dans le détecteur (qui a, pour rappel, une épaisseur totale de 8.6 longueurs de radiation sur l'axe), et une fraction significative de l'énergie est donc perdue à l'arrière du calorimètre. En outre, autour de 800 GeV, certains canaux de lecture de l'électronique équipant les cristaux de CsI peuvent saturer : le gain le plus bas sur la petite diode d'un cristal permet de mesurer jusqu'à 70 GeV environ. La reconstruction de l'énergie doit alors s'appuyer sur un ajustement du profil de développement de la gerbe qui suit une fonction Γ. La méthode initiale consistait en l'ajustement du profil longitudinal de la cascade électromagnétique, en considérant les dépôts d'énergie par couche dans le calorimètre [21]. Dans le cadre de *Pass 8*, un travail avant–gardiste [22] a été réalisé par P. Bruel pour développer un ajustement radial le long de l'axe de la gerbe en considérant les dépôts d'énergie par cristal de CsI (voir la figure 1.35 à gauche), ainsi que la possibilité de la saturation de l'électronique et les passages à travers les espaces vides inter–modules. La méthode mise au point permet de reconstruire l'énergie des leptons jusqu'à 3 TeV avec une résolution de l'ordre de 25% alors que moins de 10% de l'énergie de la particule est effectivement déposée dans le calorimètre, voir la figure 1.35 à droite.

A partir des estimateurs disponibles, deux techniques ont été mises en œuvre afin d'obtenir l'estimateur final de l'énergie. Pour *Pass 6* et *Pass 7*, un arbre de décision a été développé afin de choisir pour chaque évènement quel était le meilleur estimateur de l'énergie parmi ceux disponibles. Pour *Pass 8*, les deux estimateurs, paramétrique et ajustement du profil, sont combinés via une moyenne pondérée en fonction de leur résolution respective. Comme présenté en section 1.5.6, la résolution en énergie de la classe *Source* de *Pass 8* est au final meilleure que 20% de 100 MeV à 2 TeV.

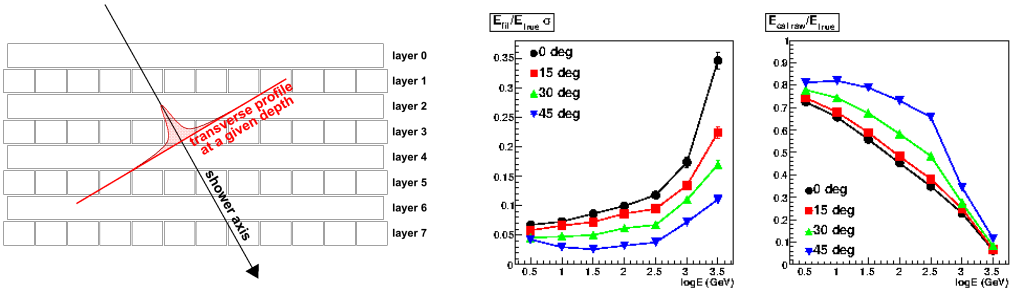


FIGURE 1.35 – A gauche : ajustement en 3D du profil de la gerbe électromagnétique. Au centre : résolution en énergie. A droite : fraction d'énergie contenue dans le calorimètre. Extrait de [22].

### 1.5.3 Les classes d'évènement

Très tôt dans la conception de l'analyse des données du LAT, il est apparu que différentes sélections pourraient être faites sur les candidats photons selon l'objectif scientifique à atteindre. Les bases des classes standards ont été définies dès la *Pass 6* : la classe *Source* est la référence pour optimiser la recherche et l'analyse de sources ponctuelles, la classe *Transient* ouvre l'acceptance au détriment d'une moins bonne résolution angulaire et d'une plus grande fraction de fond hadronique, alors que la classe *Diffuse* diminue nettement la faction de fond résiduel hadronique pour permettre une étude de l'émission gamma

diffuse. Rapidement, en pratique, ces classes ont été utilisées en fonction des objectifs scientifiques et de leurs performances respectives. Elles ont été affinées dans le cadre de *Pass 7*, puis de *Pass 8*.

De nouvelles classes ont notamment été développées pour repousser les limites de l'exploitation de l'instrument pour des cas particuliers. On peut citer par exemple la classe *Ultra–Clean* qui a permis de mesurer le spectre du fond gamma diffus jusqu'au TeV, ou la classe *LAT Low–Energy* [23] pour la détection et la mesure du spectre des sursauts gamma à très faible fluence, ou encore la sélection dédiée à la mesure du spectre des électrons cosmiques présentée en section 3.2.

Dans le cadre de *Pass 8*, le concept de classe d'évènement a été d'abord étendu avec l'ajout des classes d'évènements *TKR–only* (signal utile dans le trajectographe uniquement) et *CAL–only* (signal utile dans le calorimètre uniquement, cf. section 1.5.2), puis approfondie avec l'introduction d'un niveau supplémentaire de sélection. Les analyses de l'énergie et de la résolution angulaire ont été utilisées pour séparer chaque classe de base, la classe *Source* par exemple, en sous classes correspondant aux quantiles à 25% des distributions de la résolution en énergie et de la résolution angulaire. Ainsi la classe *Source – PSF3* correspond aux 25% des évènements de la classe ayant la meilleure résolution angulaire, et la classe *Source – PSF0* aux 25% ayant la moins bonne résolution angulaire. De même, la classe *Source – EDISP3* correspond aux 25% des évènements de la classe ayant la meilleure résolution en énergie. De premier abord, les évènements de la sous classe *PSF3* peuvent être utiles pour l'étude des sources étendues dont on veut étudier la morphologie ou les zones du ciel dans lequel l'émission diffuse est très structurée. Les évènements de la sous classe *Source – EDISP3* peuvent eux être utiles pour préciser les mesures spectrales ou la recherche de lignes spectrales. L'utilisation de seulement l'une de ces classes pour les analyses a cependant rapidement montré que la perte de statistiques effaçait quasiment toujours le gain obtenu par la qualité des évènements. Pour utiliser les sous classes de manière optimale, les outils d'analyse scientifique ont été améliorés afin que les calculs de maximum de vraisemblance permettent de combiner les résultats obtenus avec chaque sous classe, ce qui est possible car les sous classes sont indépendantes. Un bon exemple de l'utilisation des sous classes est présenté par exemple dans la publication sur la recherche de ligne spectrale due à l'annihilation de particules de matière noire dans notre galaxie [24].

### 1.5.4 Les données de référence

Comme cela a déjà été mentionné, la collaboration LAT a mis l'accent dès le lancement sur l'importance de l'utilisation des données prises en orbite pour la compréhension du fonctionnement de l'instrument et l'amélioration de ses performances. Dans le cadre de *Pass 7*, des données de haut niveau ont permis d'estimer avec précision les différentes aires d'incertitudes systématiques (voir section 1.4.3).

Pour développer *Pass 8*, la tâche était plus ardue car il a fallu travailler avec des données de bas niveau (au niveau `DIGI`, voir figure 1.20) à retraiter régulièrement avec chaque nouvelle version du code de reconstruction : au niveau du projet, j'ai pris officiellement la responsabilité de la production de sélections standards de données d'étalonnage indispensables à la validation des algorithmes en cours de développement, impliquant la gestion de grands volumes de donnée et de temps de calcul. Les compétences que j'avais développé durant la campagne et l'analyse des données de tests faisceaux m'ont permis de réaliser cela avec efficacité.

J'ai identifié et extraits plus d'une vingtaine de lots de données spécifiques, sans entrer dans le détail de chacun d'eux, je peux mentionner ici quelques lots stratégiques couvrant

divers besoins.

### évènements "fantômes"

Le première préoccupation de *Pass 8* étant les évènements fantômes, un premier lot de données a été extrait des données de vol des déclenchement périodiques, en requérant que les évènements passent le filtre `GAMMA` embarqué, que le trajectographe ait déclenché et qu'il y ait plus de 20 MeV déposé dans le calorimètre. L'idée était de sélectionner des évènements fantômes ressemblant assez fortement aux photons, et d'ailleurs la majeure partie de ceux-ci sont probablement vraiment des photons. Ce lot de données a permis de développer, de mettre au point et de vérifier le fonctionnement des algorithmes d'identification des fantômes dans les sous détecteurs et pour l'analyse au niveau de l'évènement.

On notera en outre que pour éviter l'introduction de biais sur la distribution des évènements fantômes, les déclenchements périodiques ont été extraits de plusieurs années de données afin d'échantillonner la période de 55 jours de l'orbite du satellite et les différents modes de pointé. La qualité des fantômes dépend en effet fortement de la valeur du champ géomagnétique et de la quantité de limbe terrestre dans le champ de vue.

### protons proches du minimum d'ionisation

Les lots de données de particules traversant tous les détecteurs en ne déposant de l'énergie que par simple ionisation, trouvent de nombreuses applications à divers niveaux : vérification de l'étalonnage, mesure d'asymétrie dans le calorimètre, cartographie des détecteurs...

Dans le calorimètre, ce lot de données, sélectionné de manière relativement basique via les dépôts d'énergie par couche et le nombre de cristaux de CsI touchés, a notamment permis d'ajuster le bruit de l'électronique introduit dans la simulation de la lecture des cristaux de CsI. La figure 1.36 présente l'écart angulaire entre la direction reconstruite dans le trajectographe et celle reconstruite par l'analyse des moments principaux dans le calorimètre pour les particules au minimum d'ionisation : à gauche, le bruit de lecture de l'électronique était trop élevé, à droite, après ajustement du bruit dans la simulation.

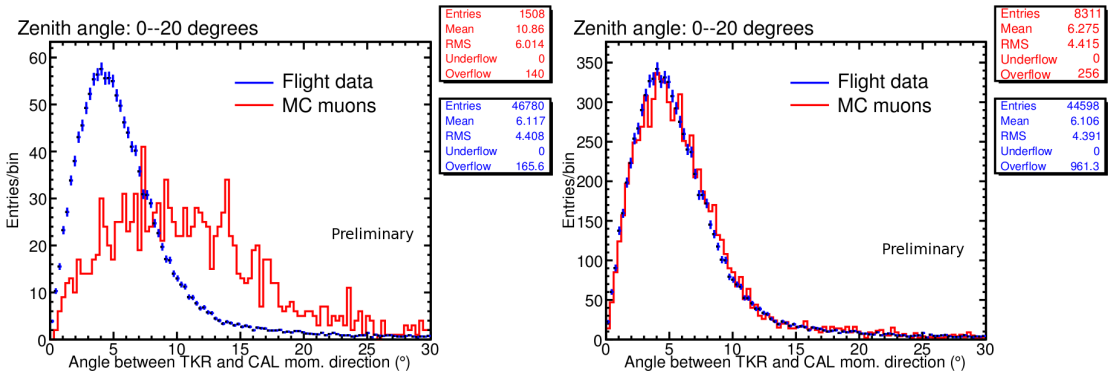


FIGURE 1.36 – Ecart angulaire entre les directions reconstruites par le trajectographe et le calorimètre pour le lot de données de particules au minimum d'ionisation. A gauche : bruit électronique trop élevé. A droite : bruit de l'électronique ajusté dans la simulation.

### limbe terrestre

L'importance du limbe terrestre a déjà été souligné à plusieurs reprises dans ce document comme source intense de photons gamma de haute énergie, dont le spectre est monotone au–dessus de 3 GeV. L'avantage de cette source est que l'on peut sélectionner les évènements en utilisant uniquement l'information sur la position angulaire du photon par rapport au zénith : à l'orbite de *Fermi*, le limbe terrestre est situé autour d'un angle zénithal de 113°.

Ce lot de données est notamment utilisé pour vérifier l'accord entre les données et les simulations de photons. Comme le montre la figure 1.37, dans un graphique représentant la probabilité pour les évènements d'être un photon et l'angle zénithal reconstruit, le limbe terrestre apparaît très clairement.

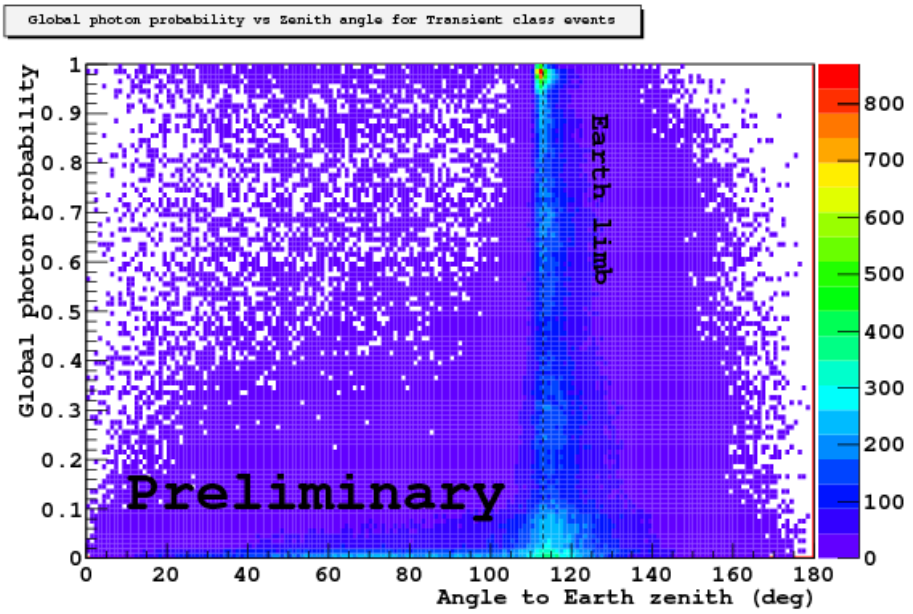


FIGURE 1.37 – Vue du limbe terrestre dans le plan "probabilité d'être un gamma" vs angle zénithal.

Par ailleurs, de part la monotonie attendue du spectre en énergie, les données du limbe terrestre ont aussi été largement utilisées pour vérifier que la reconstruction n'introduisait par de particularités spectrales : cela a notamment été le cas lors de l'annonce de la présence d'une raie spectrale autour de 130 GeV dans les données du centre galactique (voir section 1.7.3).

### évènements en direction des NAGs

Le lot de données des évènements en provenance des NAGs les plus brillants a déjà été évoqué largement pour son intérêt dans le cadre de la vérification de la réponse angulaire en orbite, voir la section 1.4.3. Dans le cadre de *Pass 8*, ces mêmes données ont été repassées plusieurs fois à travers les versions successives de la reconstruction, ce qui a permis de vérifier sur les données les performances en terme d'efficacité (fraction d'évènements avec une trace reconstruite), puis en terme de résolution angulaire à haute énergie.

Ce lot de données a aussi rapidement permis de montrer que la nouvelle reconstruction dans le calorimètre fournissait une résolution angulaire suffisante pour mesurer les NAGs

en tant que sources "ponctuelles", comme cela a été présenté au Symposium *Fermi* en 2011, et est rapporté sur la figure 1.38 ci–dessous.

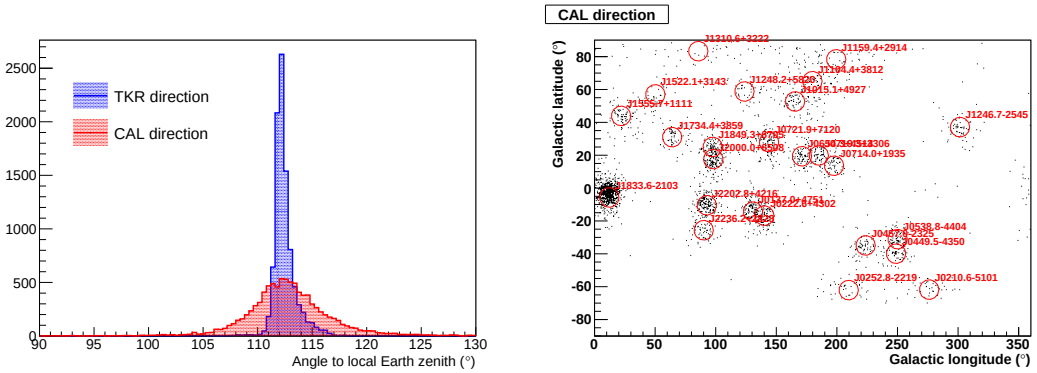


FIGURE 1.38 – Images de sources gamma au-dessus de 2 GeV obtenues à partir de la reconstruction dans le calorimètre. A gauche : le profil zénithal du limbe terrestre qui permet de comparer grossièrement la résolution angulaire du trajectographe et calorimètre. A droite, les photons extraits des 25 NAGs les plus brillant du premier catalogue *Fermi*, la sélection initiale est faite à partir de la reconstruction *Pass 7* dans le trajectographe dans une région d'intérêt de 6°. autour des NAGs.

### évènements de fond hadronique

Un tout autre lot de données de référence est celui composé essentiellement d'évènements de fond hadronique, principalement des protons qui passent le filtre `GAMMA` à bord. Après échantillonnage des évènements sur la périodicité de 55 jours de l'orbite, la sélection est réalisée uniquement sur la position reconstruite par rapport au plan galactique ($\pm$40° en dehors du plan), et non sur la classe de l'évènement, pour minimiser les biais. Comme cela est présenté sur la figure 1.39, des zones d'intérêt d'un rayon de 5° autour des sources ponctuelles les plus brillantes du catalogue, quasiment les mêmes que l'on utilise pour la sélection présentée dans le paragraphe précédent, sont soustraites de la carte du ciel. Le lot de données obtenu ne contient donc quasiment que des protons (le flux du fond gamma diffus extra–galactique étant proportionnellement très faible) et a pu être utilisé pour vérifier les performances de la nouvelle reconstruction en terme de capacité de rejet du fond hadronique.

### sources transitoires

Le dernier type de lot de données que je souhaite évoquer ici est celui correspondant aux sources transitoires comme par exemple les sursauts gamma, les flash terrestres gamma et les éruptions du soleil, des NAGs ou de la nébuleuse du Crabe. Ce type de lot de données est particulier car la sélection est uniquement temporelle, tous les évènements d'une période donnée qui peut aller de quelques minutes à plusieurs jours sont traités. Ces lots de données sont donc les seuls à ne pas être biaisés du point de vue de la reconstruction.

Les sursauts gamma sont intéressants en raison du fort rapport gamma/proton observé lors de la phase prompte : dans le détecteur on a pu observer des augmentations de taux de déclenchement au niveau 0 de plus de 300 Hz en moyenne sur 15 s pour les sursauts les plus brillants, à comparer à un taux moyen de 4 kHz. L'efficacité de la reconstruction pour la recherche de traces peut donc être directement mesurée sur ces données. Même si cette

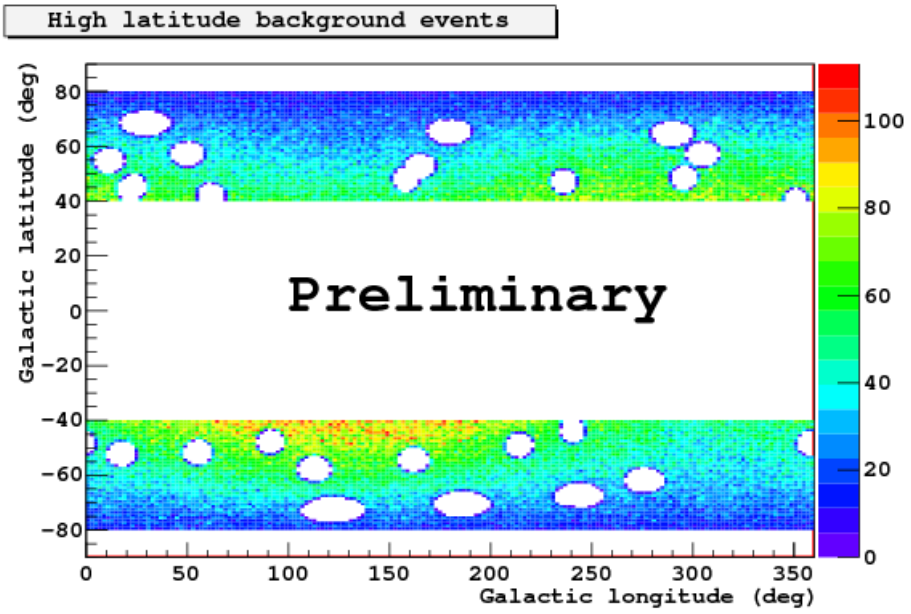


FIGURE 1.39 – Evènements à haute latitude galactique, sans sélection de classe, et après retrait des zones d'intérêt autour des sources ponctuelles les plus brillantes du catalogue.

mesure est grossière car on ne connait pas la vraie fraction de gamma, c'est une mesure vraie et non biaisée par une pré–sélection.

Pour les éruptions solaires, le problème posé était plus spécifique car la reconstruction *Pass 7* rejetait une grande partie des évènements en raison de l'important signal généré dans le détecteur d'anti–coïncidence par les flux extrêmes de rayons X (taux important de véto au niveau des primitives de déclenchement). Le retraitement des données correspondant aux périodes d'éruption solaire ont permis de s'assurer que la reconstruction *Pass 8* était à même de bien identifier les évènements comme des gamma.

Enfin, le lot de données correspondant à une période de forte variabilité de la nébuleuse du Crabe durant laquelle le satellite *Fermi* a pointé la nébuleuse durant une période de 4 jours a été utile à la fois pour s'assurer que le code était d'une qualité suffisante pour traiter des millions d'évènements (détection de bug), et pour obtenir un premier aperçu des améliorations potentielles du point de vue astrophysique.

### conclusion sur les lots de données

Au–delà de l'aspect technique, la définition des lots de données est assez complexe conceptuellement car il faut que les lots de données soit suffisamment spécifiques pour répondre aux besoins, sans être trop biaisés par la sélection qui s'appuie forcément sur la reconstruction et l'analyse existante, e.g. sélection *Pass 7* pour travailler sur *Pass 8*. Comme cela a été montré dans les paragraphes précédents, le développement de la *Pass 8* a nécessité une grande diversité de lots de données allant des particules au minimum d'ionisation pour régler les paramètres de l'électronique dans la simulation, aux sources plus ou moins pures et plus ou moins biaisées de photons gamma permettant une validation de plus haut niveau.

Par ailleurs, l'exploitation des lots de données de référence a permis d'entrevoir l'impact des performances de *Pass 8* sur notre compréhension de l'astrophysique. L'un des premiers résultats de *Pass 8* concerne les sursauts gamma, que j'ai pu retraité entièrement régulièrement depuis le début du travail sur la reconstruction. En appliquant la nouvelle

reconstruction aux évènements en coïncidence temporelle avec les sursauts nous avons identifié 4 nouveaux photons de plus de 10 GeV (en plus des 6 déjà connus) pour trois sursauts. Sur ces 4 photons, 3 ont été récupérés grâce à l'amélioration de l'algorithme de recherche de trace, et le quatrième grâce à l'algorithme de *clustering* dans le calorimètre. Parmi ces 4 nouveaux photons figurent un photon de ∼28 GeV de GRB 080916C, qui a un décalage vers le rouge de 4.35, ce qui en fait le photon de plus grande énergie intrinsèque (∼147 GeV) détecté en provenance d'un sursaut. Ces résultats ont notamment été présentés dans un poster de M. Pesce–Rollins (INFN Pise) au 4$^{\text{ieme}}$ *Fermi Symposium*, et ont des conséquences importantes notamment pour les modèles de lumière diffuse extragalactique, comme cela est présenté sur la figure 1.40.

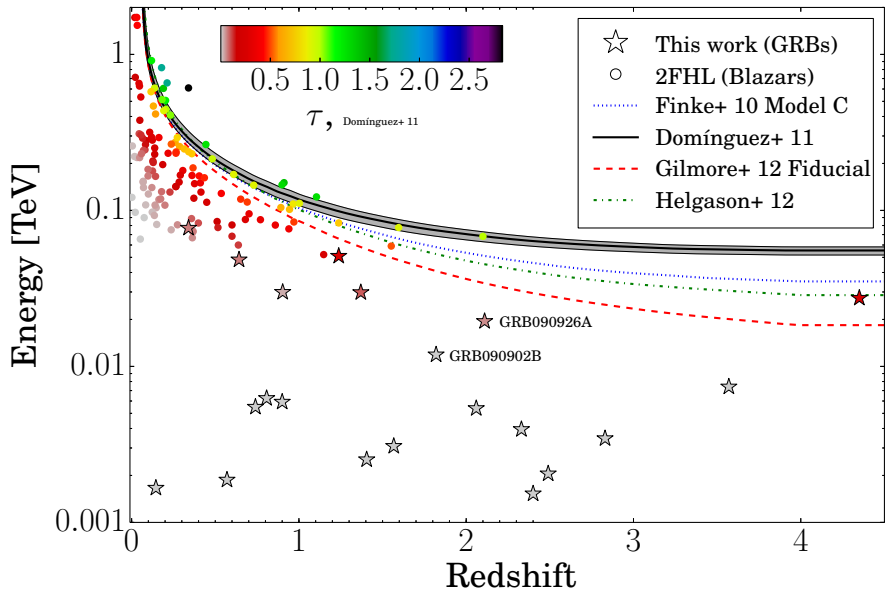


FIGURE 1.40 – Photons en provenance de sursauts gamma observés par *Fermi* dans un graphe montrant l'énergie en fonction du *redshift*, ainsi que les lignes correspondant à une opacité optique de 1 due à l'interaction des photons gamma avec la lumière du fond extragalactique pour différents modèles. Extrait de [25].

### 1.5.5 Validation

La validation de la chaîne d'analyse complète a été traitée de manière exhaustive dans le cadre de *Pass 7* [14], le travail accompli, les logiciels et méthodes développés ont pu être réutilisés dans le cadre de *Pass 8*.

Cependant, ce qui caractérise *Pass 8* est que la validation était au cœur même du développement, en particulier via un travail de fond de comparaison entre données et simulations. Les lots de données de référence détaillés dans les paragraphes précédents ont en effet été associés à des simulations équivalentes soit via l'extraction de distribution d'évènements aux caractéristiques similaires ou via la production de simulations dédiées. C'est un travail auquel j'ai très largement contribué (cf. figure 1.41 pour un exemple), et pour lequel j'ai notamment encadré un étudiant en thèse de l'université de Pise : la difficulté étant non seulement technique pour la production des graphes permettant de

comparer les quantités réelles et simulées, mais surtout physique pour comprendre l'origine des différences et éventuellement trouver le moyen de les réduire.

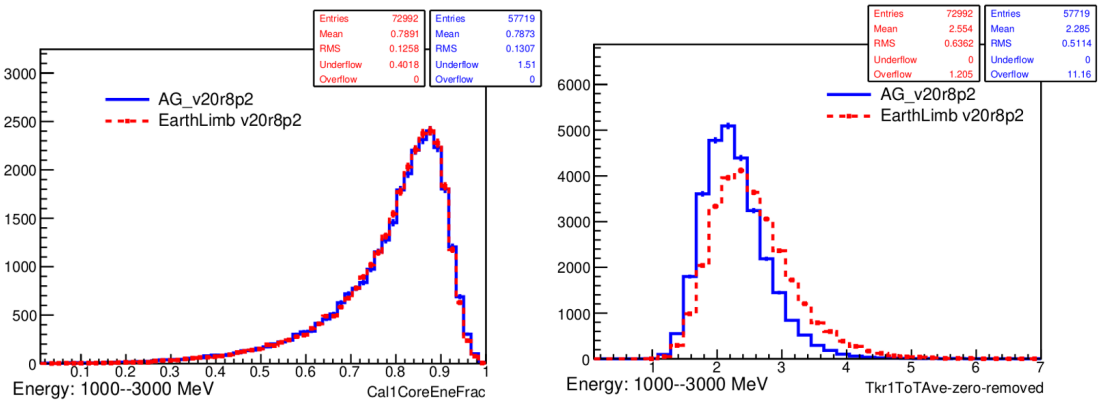


FIGURE 1.41 – Comparaisons des distributions de la fraction d'énergie dans le coeur de la cascade électromagnétique dans le calorimètre (à gauche) et du temps au–dessus du seuil ($ToT$) moyen entre des données photons simulées et rééchantillonnées, et des évènements photons en direction du limbe terrestre. Si la première quantité montre un accord quasi parfait entre données et simulations, la distribution du $ToT$ dans le trajectographe n'a jamais bien été reproduite par les simulations. Au final pour *Pass 8*, cette quantité qui a un poids relativement important pour le rejet du fond hadronique sera mise à l'échelle de manière empirique pour réduire les incertitudes systématiques.

Au niveau des listes de candidats photons, les données de référence ont permis des comparaisons avec les résultats obtenus avec *Pass 7*. S'il n'y a évidemment pas de vérité absolue dans la *Pass* précédente, comme celle–ci a été validée de manière conséquente, la nouvelle *Pass* ne peut être très différente sans que les raisons pour cela ne soient très claires. Tous les lots de données permettant d'obtenir des échantillons très purs de photons (pulsar Vela, le plan galactique, les NAGS les plus brillants, le limbe terrestre) sont mis à contribution pour vérifier l'auto–cohérence de l'analyse.

Pour ce qui de l'analyse des sources ponctuelles, la vraie phase de validation ne peut intervenir qu'une fois une fraction significative des données retraitées afin que puissent en être extrait le fond diffus isotropique et le modèle d'émission diffuse galactique. Pour le fond diffus isotropique, la procédure est relativement simple et rapide, en revanche la mise en place d'un nouveau modèle d'émission diffuse galactique a historiquement pris plus d'une année. Pour la première distribution publique des données *Pass 8*, c'est d'ailleurs le modèle diffus galactique de *Pass 7* qui a été initialement utilisé après avoir été mis à l'échelle.

### 1.5.6 Fonctions de réponse *Pass 8*

Les fonctions de réponse de *Pass 8* sont présentées en détail sur la page web *Fermi LAT Performance*. Je ne présenterai ci–dessous que les graphes montrant la comparaison avec les fonctions de réponse de *Pass 7* afin de lier les développements menés aux performances de l'instrument.

La figure 1.42 présente l'acceptance et la surface effective pour *Pass 7* et *Pass 8*, pour la classe *Source*, définie principalement sur le niveau de fond hadronique résiduel autorisé en rapport au fond diffus gamma extra–galactique. La réussite de *Pass 8* est flagrante dans la gamme d'énergie de référence du LAT : entre 1 et 100 GeV, l'acceptance est majorée de 25%. Ceci est du essentiellement à la prise en compte des évènements "fantômes"

dans la simulation et dans la reconstruction : clustering dans le calorimètre, identification des traces hors–temps dans le trajectographe et des tuiles ayant déclenchées le veto dans l'ACD. On observe aussi qu'à basse énergie, en-dessous de 100 MeV, le gain d'acceptance atteint un facteur 2, ce qui a été possible notamment par la levée d'une condition fiduciaire initialement forte sur la nécessité dans *Pass 6/7* que la trace principale pointe vers au moins 4 longueurs de radiation dans le calorimètre. Grâce à l'identification des évènements "fantômes" et à l'amélioration de la reconstruction des traces à basse énergie, cette condition n'était plus indispensable pour garantir la qualité globale de la reconstruction. A très haute énergie, l'acceptance de *Pass 8* reste quasiment plate jusqu'au TeV, et a été étendue jusqu'à 3 TeV, ceci grâce au nouvel algorithme de reconstruction des traces créant un arbre de vecteurs suivant le dépôt d'énergie dans le trajectographe, bien plus efficace que l'algorithme combinatoire en présence de nombreuses pistes touchées, et grâce à l'amélioration de la reconstruction en énergie dans le calorimètre qui permet aussi de mieux fixer l'axe principale de la cascade électromagnétique. En comparant l'acceptance et la surface effective sur l'axe, on comprend aussi que *Pass 8* permet de mieux reconstruire plus d'évènements à grand angle.

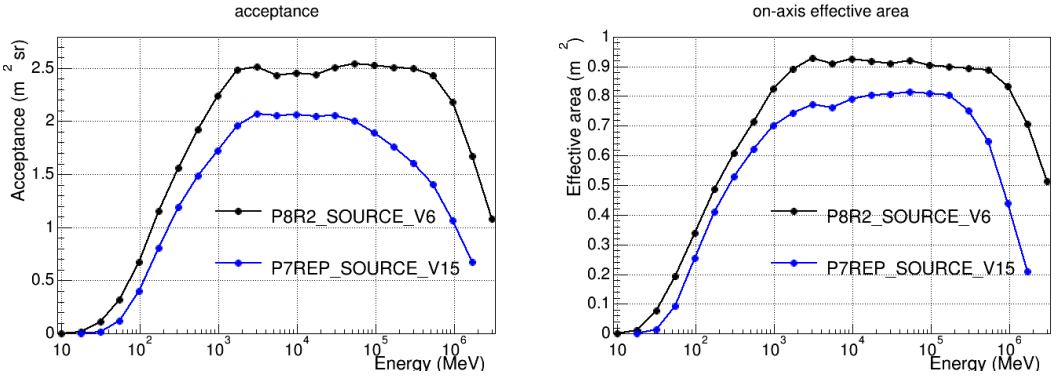


FIGURE 1.42 – Fonctions de réponse *Pass 7* et *Pass 8* : Acceptance à gauche et surface effective à droite.

La figure 1.43 présente la résolution angulaire et la dispersion en énergie pour la classe *Source*, et pour les sous–classes d'évènements les mieux reconstruits respectivement pour chaque qualité. Pour la résolution angulaire, on pourrait penser à première vue qu'en-dessous de 10 GeV, *Pass 8* n'est pas significativement meilleure que *Pass 7* mais en réalité ce graphe masque le fait qu'avec *Pass 8* un plus grand nombre d'évènements se retrouve dans le cœur de la PSF, ce qui est au final une contribution à la surface effective. A haute énergie, la résolution angulaire a été significativement améliorée avec *Pass 8*, ceci de nouveau grâce à la combinaison d'un algorithme de reconstruction de trace plus robuste, mieux assisté par la reconstruction dans le calorimètre : la résolution est au final proche de la résolution théorique attendue compte tenu du *pitch* des pistes de silicium du trajectographe. La courbe de résolution angulaire pour la sélection *PSF3* montre qu'à haute énergie, il est possible de gagner un facteur 2, au prix évidemment de la perte des $\frac{3}{4}$ de la statistique. La comparaison de la dispersion en énergie présente quant à elle deux caractéristiques remarquables. A haute énergie tout d'abord, le gain en résolution et l'extension à plus haute énergie proposés par *Pass 8* sont évidents. A basse énergie en revanche, en–dessous de 100 MeV, la résolution en énergie de *Pass 8* est significativement moins bonne que celle de *Pass 7*, ce qui est en fait lié au fort gain de surface effective : deux fois plus d'évènements passent la sélection et une partie de ceux–ci est donc forcément moins bien reconstruite. Ceci est particulièrement vrai pour la reconstruction en énergie qui a un impact bien moins

important sur la sélection (i.e. sur le rejet du fond hadronique) que la résolution angulaire. Par ailleurs, la sélection *EDISP3* montre que l'on peut disposer d'une classe d'évènements avec une résolution en énergie meilleure que 5% du GeV au TeV.

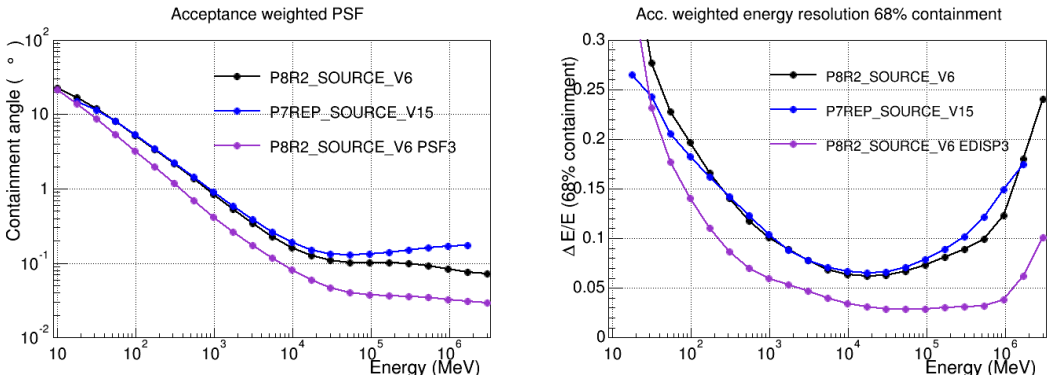


FIGURE 1.43 – Fonctions de réponse *Pass 7* et *Pass 8* : résolution angulaire à gauche et dispersion en énergie à droite.

La figure 1.44 présente la sensibilité pour la détection des sources ponctuelles en flux différentiel et intégré, pour 10 années d'observation : pour le flux différentiel, il est requis d'avoir une significativité correspondant à un test statistique (TS †) supérieur à 25 et au moins 10 évènements par intervalle en énergie, alors que pour le flux intégré, on requiert d'avoir sur l'ensemble de la gamme en énergie du LAT un TS> 25 ou au moins 3 photons. Ces deux graphes montrent un gain de sensibilité pour *Pass 8* allant de 25% à un facteur 2, pour atteindre des flux en énergie ($E^2 \frac{d\Phi}{dE}$) de sources à peine supérieur à $10^{-13}$ ergs cm$^{-2}$s$^{-1}$. Les deux extrémités de la gamme en énergie sont évidemment les domaines où les gains sont les plus significatifs.

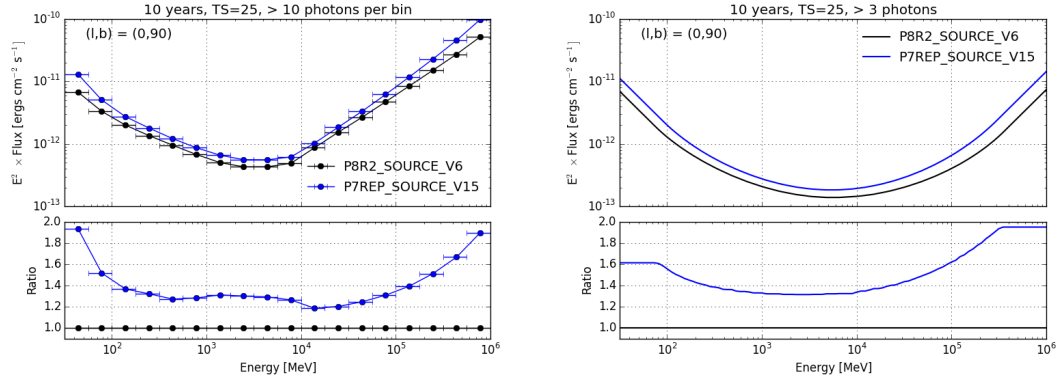


FIGURE 1.44 – Performances de *Pass 7* et *Pass 8* : sensibilité au flux différentiel à gauche et sensibilité au flux intégré à droite.

Pour compléter cette revue rapide des fonctions de réponse, la figure 1.45 présente les bandes d'incertitudes systématiques génériques pour la surface effective et la résolution angulaire. Pour une analyse spectrale binée prenant en compte la dispersion en énergie, l'incertitude systématique est inférieure à 3% de 100 MeV à 100 GeV, et augmente pour

†. https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/documentation/Cicerone/Cicerone_Likelihood/Likelihood_overview.html

atteindre 10% en–dessous de 100 MeV et 15% au TeV. Ces chiffres très raisonnables ont bien sûr été obtenus grâce au travail de fond sur la simulation pour améliorer l'accord avec les données, mais aussi par les développements menés sur les outils scientifiques (*Science Tools*) afin notamment de prendre en compte la dispersion en énergie de manière optimale. Le graphe de l'incertitude sur la résolution angulaire montre aussi que l'accord excellent entre données et simulations (voir figure 1.24 pour *Pass 7* reprocessée) permet avec *Pass 8* d'utiliser directement le modèle de réponse angulaire issu de la simulation lorsque l'on utilise les classes d'évènements entières (la situation est un peu plus complexe et a nécessité l'application de corrections supplémentaires pour les sous classe *PSF1-4*). Au-dessus de 10 GeV, l'incertitude sur la résolution angulaire augmente significativement principalement à cause de la statistique limitée à haute énergie disponible via le jeu de données de référence des NAGs. Au final, les incertitudes systématiques sur les fonctions de réponse sont aujourd'hui vraiment minimes, et pour obtenir les meilleurs résultats sur les analyses de haut niveau il est nécessaire de contrôler avec la plus grande attention les autres pièces du puzzle comme le modèle de fond diffus galactique, le spectre du fond hadronique résiduel et les contributions du soleil et du limbe terrestre qui, intégrées sur dix ans d'observation, sont loin d'être négligeable pour l'analyse des sources faibles.

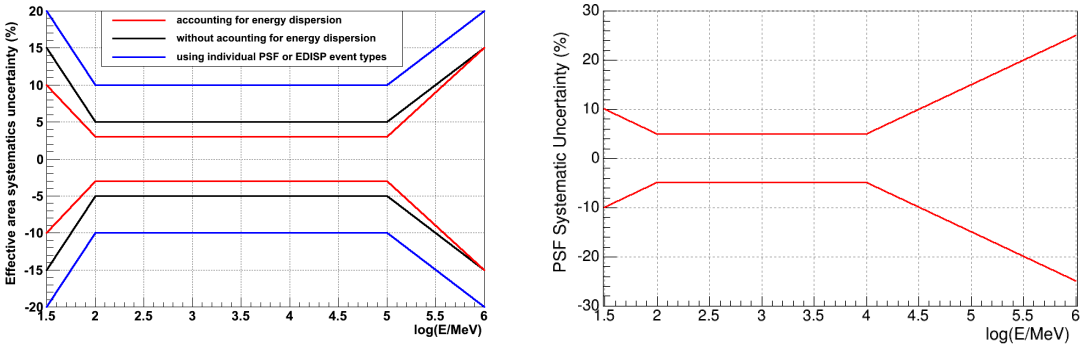


FIGURE 1.45 – *Pass 8* incertitudes systématiques sur la surface effective à gauche et le modèle de réponse angulaire à droite.

### 1.5.7 Un mot sur la très basse énergie

Cette section se réfère à l'analyse dédiée aux très basses énergie (< 100 MeV) par T. Desgardin dans son travail de thèse de doctorat [26] et qu'il a notamment présenté à l'ICRC en 2015 [27]. Ce travail diffère donc de l'analyse spécifiques aux sursauts gamma et baptisée LLE pour *LAT Low–Energy*.

Dans sa thèse T. Desgardin s'est confronté aux morceaux manquants permettant une vraie analyse des sources en–dessous de 100 MeV : description de la réponse de l'instrument, lumière diffuse galactique et extra–galactique, contribution du limbe terrestre, outils scientifiques d'ajustement à adapter. J'ai assisté T. Desgardin sur différents aspects de son travail, notamment sur la partie qui a consisté à améliorer la description de la dispersion en énergie. En effet, la dispersion énergie devient large et très asymétrique en–dessous de 100 MeV comme cela est présenté sur la figure 1.46, et la fonction, dite de *Rando*, ne permet pas d'obtenir un bon ajustement des distributions. T. Desgardin a inventé une nouvelle fonctionnelle décrivant mieux les distributions, ce qui a ensuite permis d'améliorer la justesse des fonctions de réponse, premier pas indispensable vers l'analyse de source.

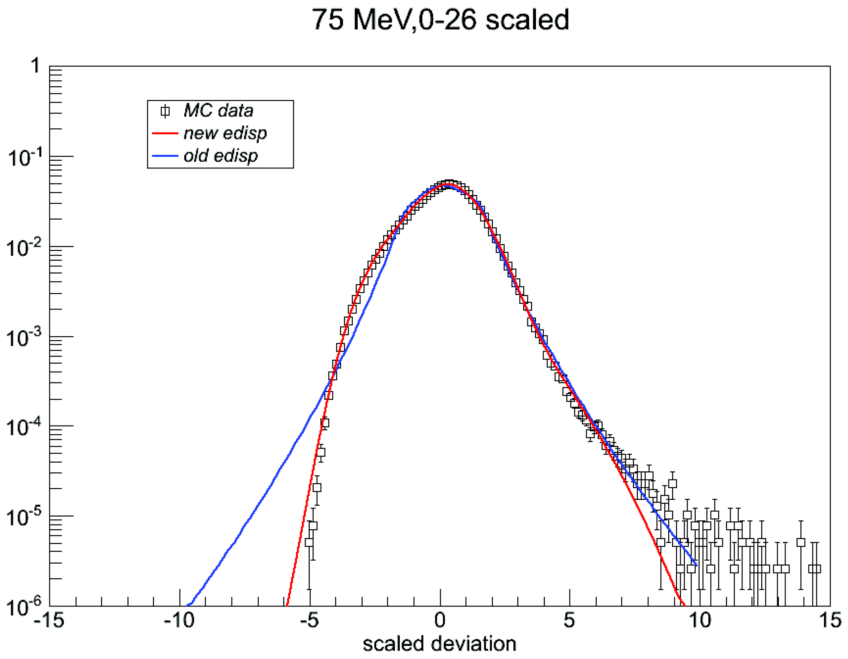


FIGURE 1.46 – Histogramme normalisé de la dispersion en énergie autour de 75 MeV. L'ajustement par l'ancienne fonction est représenté en pointillés alors que la nouvelle fonction est en ligne continue.

Une large partie du travail a ensuite été consacrée à l'extension des modèles d'émission diffuse, qui ne sont définis par défaut qu'en dessus de 60 MeV. Ces modèles ont été étendus par extrapolation de la densité spectrale d'énergie jusqu'à 10 MeV en conservant comme référence la distribution spatiale. De même un modèle d'émission résiduelle, ou de contamination, de l'émission du limbe terrestre, du soleil et de la lune, ont été dérivés spécifiquement pour cette analyse. L'ajustement de ces modèles a ensuite été réalisé de manière cohérente en utilisant l'outil `Gardian` [28], et en fixant les sources ponctuelles connues relevées dans le 3$^{\text{ieme}}$ catalogue des sources du LAT (3FGL). La carte des résidus de cet ajustement est une carte du ciel gamma à très basse énergie qui est présentée sur la figure 1.47. On y observe notamment un anneau d'émission clairement du à l'imperfection du modèle utilisé pour le limbe terrestre, mais aussi plusieurs sources ponctuelles connues comme la nébuleuse du Crabe et le pulsar Vela.

Une fois les données préparées il a été possible de procéder à l'analyse des sources, comme cela est présentée sur la figure 1.48 pour la nébuleuse du Crabe et le pulsar Vela. Les graphes montrent les résultats de l'analyse du catalogue 3FGL qui s'arrête à 100 MeV, l'analyse standard avec les *ScienceTools* qui descend à 60 MeV, et l'analyse dédiée réalisée avec Gardian qui descend à 40 MeV. Le gain de 20 MeV par rapport à l'analyse standard peut sembler minime mais comme cela est évident sur le graphe, c'est un gain qui permet de connecter les données du LAT et les données de l'instrument Comptel à bord de CGRO, et d'obtenir ainsi une vue inédite de l'ensemble du spectre de quelques MeV jusqu'au GeV.

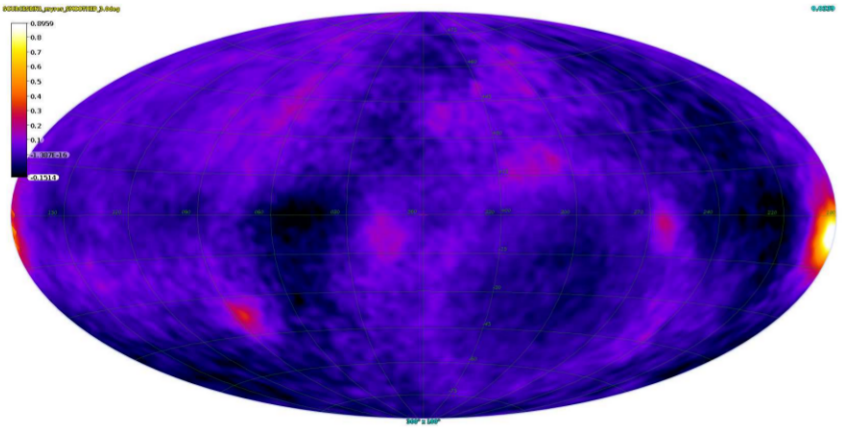

FIGURE 1.47 – Carte des résidus en % entre 10 et 30 MeV, après soustraction des modèles de l'émission diffuse galactique et isotropique extra–galactique, du limbe terrestre, du soleil et de la lune.

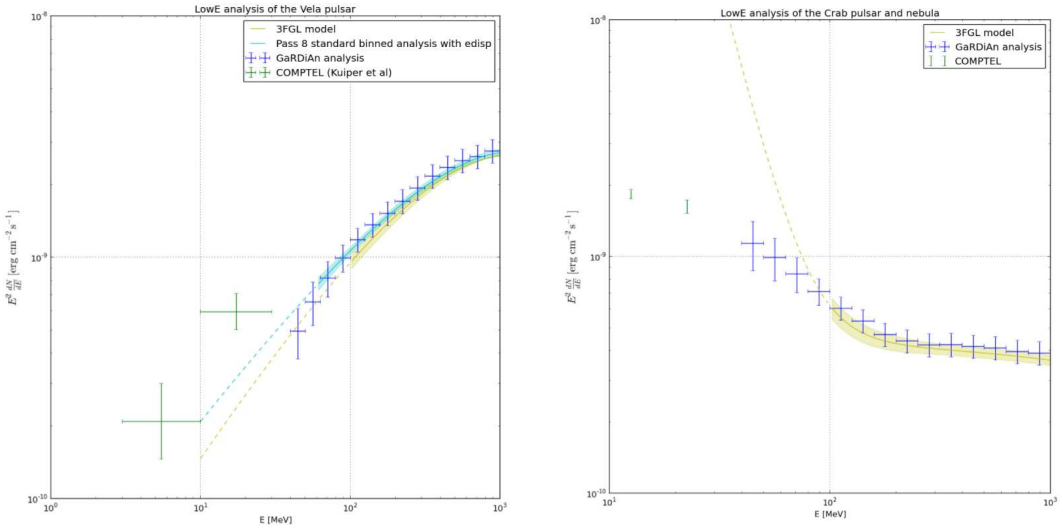


FIGURE 1.48 – Spectres du pulsar Vela à gauche et de la nébuleuse du Crabe à droite du MeV au GeV : connexion entre le LAT et Comptel.

## 1.6 Le groupe *Calibration & Analysis*

Je contribue depuis de nombreuses années au groupe de science *Calibration & Analysis* (C&A), dont j'ai été l'un des deux coordinateurs en 2012/2013. Le groupe C&A, constitué d'une cinquantaine de contributeurs, joue un rôle central au sein de l'organisation des groupes de science de la collaboration *Fermi*–LAT, comme le montre l'organigramme de la figure 1.49. Ce groupe a notamment en charge la production et la validation des fonctions de réponse de l'instrument ainsi que la validation des nouvelles analyses produites par les autres groupes de science.

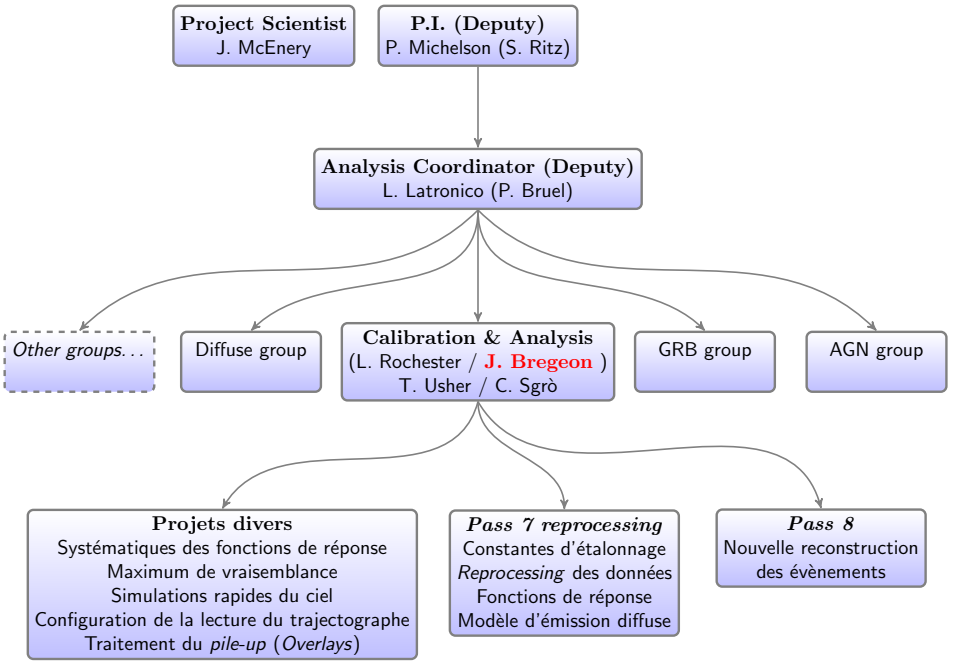


FIGURE 1.49 – Place du groupe *Calibration & Analysis* dans l'organisation des groupes de travail de *Fermi* en 2012.

Lors de mon mandat en 2012, le groupe C&A devait, en plus de l'activité permanente d'estimation des incertitudes systématiques, gérer trois projets majeurs : la distribution à la communauté des données reprocessées avec les nouvelles constantes d'étalonnage (*Pass 7*–P202, section 1.4.2), l'étude de l'amélioration de la configuration de la lecture de l'électronique du trajectographe (section 1.4.1) et le développement de *Pass 8* (section 1.5.2). Une vue détaillée, donnant une idée de l'étendue des activités du groupe en 2012, est présentée sur la figure 1.50.

La coordination du groupe C&A a été pour moi une expérience à la fois très intense et très enrichissante. Outre les problèmes inhérents à la "gestion" des physiciens, elle nécessite d'avoir à la fois une implication technique dans les projets prioritaires du moment, mais aussi une vue d'ensemble afin de rendre possible la progressions des différents projets qui sont interconnectés. Elle implique aussi de participer à la prise de décisions impactant la configuration du l'instrument, les modes de pointés du satellite, avec les coordinateurs de l'analyse, les coordinateurs des groupes de science, le *PI* et le *Project Scientist*.

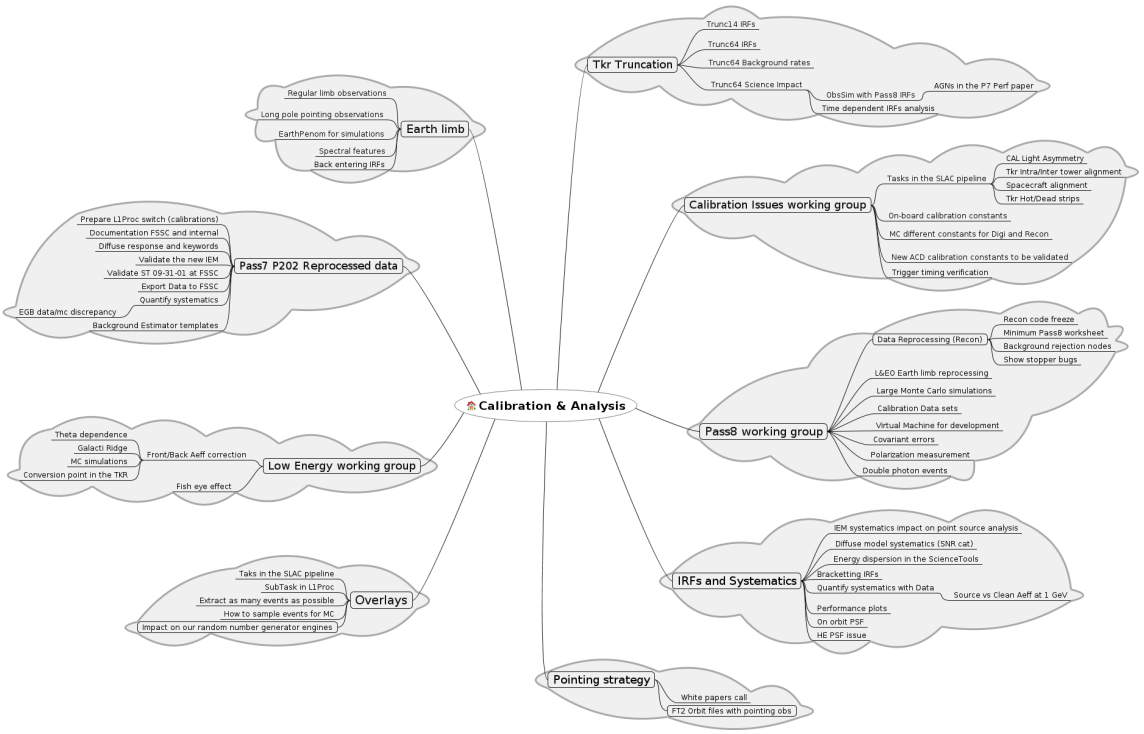


FIGURE 1.50 – *Calibration & Analysis mind map* lors de mon mandat de coordinateur du groupe en 2012.

## 1.7 Exploitation scientifique

*Fermi* reste encore aujourd'hui l'unique observatoire pour l'étude du ciel gamma de haute énergie : le principe d'observatoire a été ancré de manière profonde dans les racines de *Fermi* de par le fait que la mission est conduite par la NASA, et cela a eu et a encore un impact très fort sur l'exploitation scientifique de ses données et sur le fonctionnement de la collaboration *Fermi*–LAT. Par contrat avec la NASA, le principe d'observatoire implique que les données et les outils pour l'analyse de haut niveau soit publiques, ceci dans l'intérêt de maximiser le retour scientifique de la mission et d'en assurer l'exploitation sur le long terme. Le centre de support scientifique de *Fermi* (SSC) a pour cela été créé très tôt dans la mission, bien avant le lancement, et le développement des outils scientifiques s'est fait dans le cadre des standards stricts promus par l'HEASARC [‖]. Outre les outils d'étalonnage et de reconstruction des données, l'essentiel du développement des outils d'analyse scientifique a été en pratique effectivement réalisé par la collaboration LAT qui a donc été très tôt en relation avec le SSC. Au sein de la collaboration, l'idée de travailler non pour soi même mais pour la mission dans son ensemble, et pour la communauté scientifique qui contribuera à l'exploitation scientifique des données, a cru rapidement et est devenu une force motrice et de cohésion. Ces éléments initiaux ont probablement finalement permis le maintient a un rythme soutenu du développement des nouvelles versions d'étalonnage et de reconstruction, de *Pass 6* à *Pass 8*, et des outils d'analyses scientifiques toujours plus performants.

‖. NASA's High Energy Astrophysics Science Archive Research Center

### 1.7.1 Stratégie d'observation et de distribution des données

*Fermi* emporte à son bord 2 instruments à très grand champ de vue, le GBM qui observe tout le ciel non occulté par la Terre et le LAT avec un champ de vue de 2.4 sr, la stratégie d'observation standard est donc tout naturellement le mode de balayage du ciel dans lequel le satellite pointe une orbite à $+50°$ vers le nord, et l'orbite suivante vers le sud à $-50°$, afin de couvrir tout le ciel toutes les 2 orbites, soit toutes les 3 heures.

*Fermi* accepte cependant de modifier sa stratégie d'observation soit en pointant un objet en particulier, soit en ajustant simplement le pointé, afin de maximiser l'exposition d'une source pour une période donnée. Pour les sources transitoires, comme les sursauts gamma, le repointé du satellite peut être automatiquement décidé par le logiciel embarqué en fonction des données de déclenchement du GBM ou du LAT, on parle alors d'*Autonomous Repoint Request* (ARR). Pour les autres types de source, la modification de l'attitude du satellite est programmée de manière manuelle, en général de manière à maximiser l'exposition d'une source tout en maintenant la couverture globale du ciel à un niveau raisonnable. Le suivi du passage au périhélie de la source LS I $+61°303$ [29] est un cas exemplaire mis en place très tôt dans la mission : la date du passage étant connue il a été possible de calculer bien à l'avance quel niveau d'exposition était nécessaire pour un suivi efficace et définir la meilleure stratégie d'observation.

Il est à chaque fois nécessaire de trouver le bon équilibre entre l'étude d'une source spécifique et le maintient d'un haut niveau de service pour le reste de la communauté. Ceci est particulièrement vrai dans le cas où les changements d'attitude ont été requis pour des raisons techniques ou d'étalonnage. En début de mission, à l'automne 2009, l'angle de pointé est passé de $35°$ à $50°$ afin de préserver la capacité de la batterie du satellite, ce qui a induit une plus grande fraction de limbe terrestre dans le champ de vue et donc une légère perte de champ de vue. Bien plus tard dans la mission, lors du développement de *Pass 8*, il a été décidé de consacrer 2 orbites par semaine en pointé inertiel justement de façon à pouvoir augmenter la fraction de limbe terrestre dans le champ de vue et obtenir ainsi d'excellentes données pour l'étalonnage de haut niveau et le contrôle des incertitudes systématiques. Un autre cas particulier a été celui de la *découverte* d'une raie spectrale autour de 130 GeV en provenance du centre galactique dans les données de *Fermi* en 2012 (voir section 1.7.3), ce qui a généré d'actives discussions pour décider s'il fallait ou non pointer le centre galactique pendant plusieurs mois pour augmenter la statistique disponible, et confirmer ou infirmer la mesure.

Des propositions scientifiques impliquant des modifications de l'attitude du satellite ont aussi parfois été soumises via le programme des *Guest Investigators* de la NASA ** : il s'agit d'un programme mis en place pour soutenir l'effort et l'intérêt de la communauté scientifique à *Fermi*. Le budget annuel alloué est de l'ordre 2 millions de dollars et permet de soutenir une quarantaine d'actions chaque année. Le centre de support scientifique de la NASA reste en première ligne pour aider les acteurs à définir des propositions fortes et valides. Cependant, des membres de la collaboration *Fermi*–LAT sont aussi souvent associés aux propositions, ce qui favorise à la fois la qualité et la réalisation des projets, et les interactions entre la collaboration et la communauté extérieure.

### 1.7.2 Survol de la science réalisée avec le LAT

De par mes contributions de fond à *Fermi*, j'espère avoir eu un impact positif sur l'exploitation scientifique de ses données, et il me semble donc approprié de fournir un

**. https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/proposals

survol de la science réalisée avec le LAT. Le tableau 1.1 présente les 10 publications les plus citées de *Fermi*.

| citations | titre | mot-clé | année |
|---|---|---|---|
| 2007 | *The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-ray Space Telescope Mission* | *LAT paper* | 2009 |
| 1010 | *Fermi Large Area Telescope Second Source Catalog* | 2FGL | 2011 |
| 967 | *Measurement of the Cosmic Ray e+ plus e- spectrum from 20 GeV to 1 TeV with the Fermi Large Area Telescope* | électrons | 2009 |
| 715 | *Fermi Large Area Telescope First Source Catalog* | 1FGL | 2010 |
| 690 | *Fermi Large Area Telescope Third Source Catalog* | 3FGL | 2015 |
| 571 | *Searching for Dark Matter Annihilation from Milky Way Dwarf Spheroidal Galaxies with Six Years of Fermi Large Area Telescope Data* | matière noire | 2015 |
| 542 | *Constraining Dark Matter Models from a Combined Analysis of Milky Way Satellites with the Fermi Large Area Telescope* | matière noire | 2011 |
| 509 | *Measurement of separate cosmic-ray electron and positron spectra with the Fermi Large Area Telescope* | positrons | 2011 |
| 490 | *The Spectrum of the Isotropic Diffuse Gamma-Ray Emission Derived From First-Year Fermi Large Area Telescope Data* | fond diffus gamma | 2010 |
| 431 | *Fermi Observations of High-Energy Gamma-Ray Emission from GRB 080916C* | sursaut gamma | 2009 |

TABLE 1.1 – Tableau des 10 publications de la collaboration *Fermi*–LAT au 1$^{\text{er}}$ avril 2018.

Ce tableau montre tout d'abord l'importance des catalogues pour *Fermi*, les 3 premiers catalogues des sources 1FGL, 2FGL et 3FGL figurent dans ce top 10 : loin d'être surprenant, ce fait est compréhensible pour une mission qui étudie tout le ciel gamma de manière continue depuis plus de 10 ans. Le 3FGL, basé sur 4 ans de données, présente plus de 3000 sources, comme le montre la figure 1.51. Le 4$^{\text{ieme}}$ catalogue de *Fermi*, le 4FGL, qui est basé sur *Pass 8*, est actuellement en cours de finalisation et contient plus de 5000 sources caractérisées avec les 10 premières années de données. La collaboration a publié bien d'autres catalogues qui permettent de mieux comprendre les populations représentées par un certain nombre de sources, spécifiques par leur nature, par leur provenance ou par leur spectre. On pourra citer les catalogues des sources au spectre dur (FHL), ceux des noyaux actifs de galaxie (LAC), ceux des pulsars (PC), celui des restes de supernovæ, et ceux des sursauts gamma (GRB) et des éruptions solaires (SFR). Les catalogues feront partie des produits de *Fermi* qui seront utilisés pendant de nombreuses années, bien après la fin de la mission.

La matière noire figure aussi en bonne place dans le tableau 1.1 avec deux publications majeures sur la recherche du signal gamma en provenance des galaxies naines satellites de notre galaxie. Les galaxies naines sphéroïdes comptent parmi les objets célestes contenant une fraction très élevée de matière noire, et sont donc depuis le début de la mission des cibles privilégiées pour la détection d'un signal hypothétique gamma émis par l'annihilation

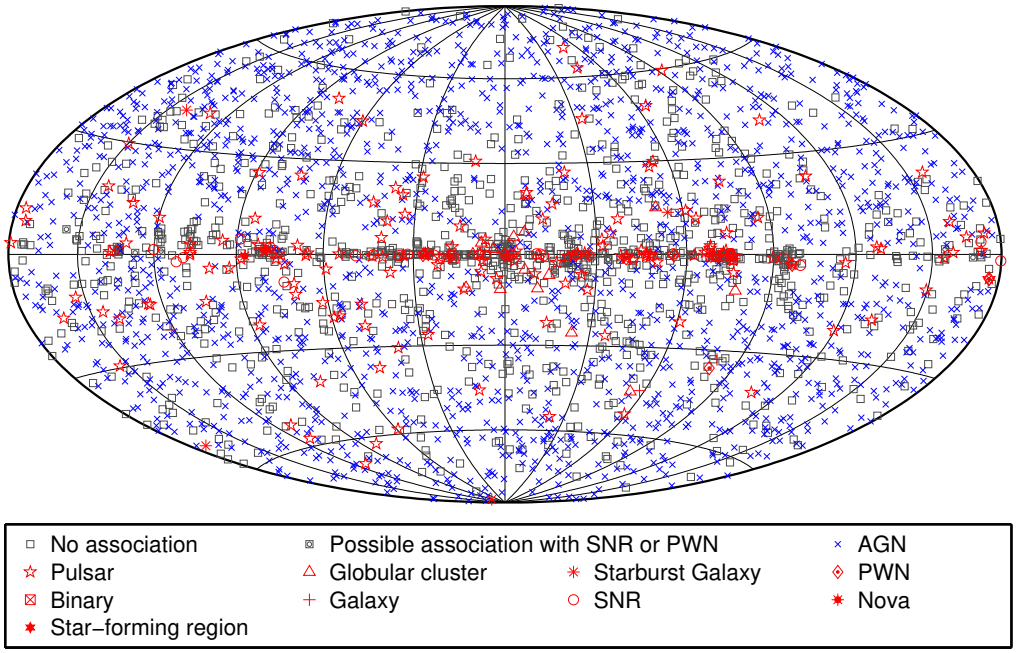


FIGURE 1.51 – Carte des plus de 3000 sources détectées dans le 3FGL.

de WIMP (Weakly Interactive Massive Particle). Comme le présente la figure 1.52, le LAT est le premier et le seul détecteur capable de fournir des limites sur la section efficace d'annihilation des WIMPs, inférieures à la section efficace relique thermique attendue. Après 10 ans de mission, la statistique des données du LAT disponibles augmente aujourd'hui lentement, cependant l'échantillon utilisé dans la figure 1.52 ne compte que 15 galaxies. A mesure que de nouvelles galaxies naines sont découvertes, et les projets de monitorage à grande échelle du ciel (*Dark Energy Survey* (DES), *Large Synoptic Survey Telescope* (LSST) ...) devraient en trouver beaucoup, les contraintes peuvent devenir rapidement de plus en plus fortes, sans qu'il y ait besoin d'acquérir de nouvelles données.

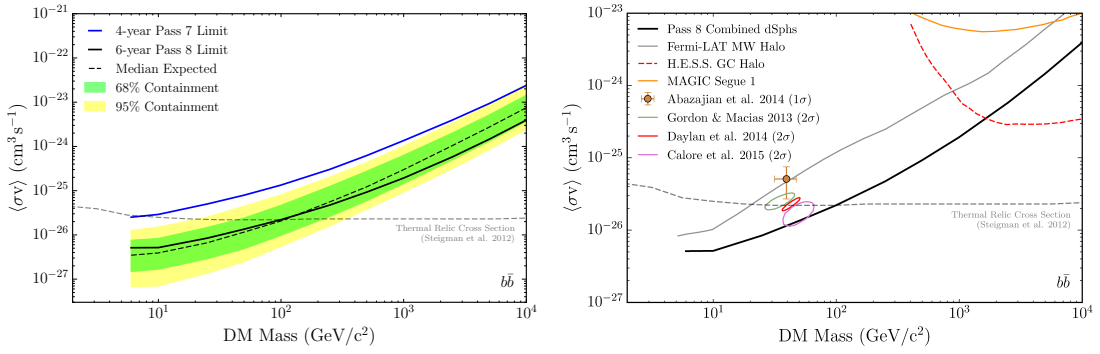


FIGURE 1.52 – Contraintes sur la section efficace d'interaction des neutralinos dans le canal $b\bar{b}$. A gauche les intervalles de confiance en fonction de l'énergie, à droite la comparaison avec les limites d'autres expérience. En–dessous de 100 GeV, les limites sont inférieures à la section efficace relique thermique.

La première publication sur la mesure du spectre de l'émission gamma diffuse extra–

galactique, réalisée dès 2010 avec une année de données environ, approche aujourd'hui les 500 citations. Le spectre obtenu est présentée en haut de la figure 1.53 et est comparé à la mesure de 2015 basée sur 4 ans de données retraitées. Le spectre mesuré est régulier, sans raie ou excès spectral, et on observe une coupure spectrale autour de 250 GeV, causée par l'absorption par la lumière diffuse extra–galactique des photons gamma émis par les blazars lointains. De plus, l'intensité de l'émission permet de mettre des contraintes fortes sur d'éventuelles contribution dûe à la matière sombre et sur les populations connues mais non résolues de sources gamma.

Les deux autres thèmes dominant du tableau 1.1 sont celui des électrons et positrons cosmiques, avec notamment la publication de 2009 sur la mesure du spectre de 20 GeV à 1 TeV (plus de 1000 citations en 2019), et celui des sursauts gamma avec la publication sur GRB 080916C, premier sursaut très brillant détecté par le LAT, voir la figure 1.18. Comme il s'agit de mes thèmes de recherche principaux, les chapitres 3 et 4 y sont consacrés, et je ne fournirai pas ici plus de détails.

### 1.7.3 Quelques résultats d'équipes extérieures à la collaboration

Dans cette section, j'ai choisi de donner deux exemples de résultats scientifiques publiés par des groupes n'appartenant pas à la collaboration *Fermi*–LAT, afin de démontrer tout l'intérêt de distribuer des données et des outils à la fois publiques et de qualité. Le premier sur la détection des "bulles" s'est rapidement révélé tout à fait pertinent, le second sur la présence potentielle du raie spectrale à 130 GeV a été finalement infirmé.

En octobre 2009, avec à peine plus d'un an de données *Fermi*, un premier article de Gregory Dobler (Université de Harvard) apparait sur `arXiv` [30] présentant la présence d'une composante diffuse très étendue autour du centre galactique et corrélée avec un signal similaire repéré dans les cartes micro–ondes de WMAP. Mais le signal est alors très faible, et il faudra plusieurs mois pour que la communauté soit convaincue de l'existence de ce qui est alors appelé le *Fermi haze*. A l'automne 2010, avec une année de données supplémentaire, le même groupe, dans une nouvelle publication dirigée cette fois par Meng Su [31] caractérise de manière précise cette émission diffuse mettant en évidence sa forme caractéristique (voir figure 1.54), deux bulles géantes s'étalant de part et d'autre du plan galactique sur plusieurs dizaines de degrés et émettant des photons gamma avec un spectre en énergie très dur, quasiment en $\sim E^{-2}$. Cette composante diffuse prend alors définitivement le nom de *Fermi bubbles* et donnera lieu à de nombreuses publications successives, y compris bien sûr par la collaboration *Fermi*–LAT [32]. L'interprétation mise en avant pour expliquer la présence de ces structures est celle d'un épisode passé d'injection massive d'énergie proche du centre de la galaxie, dû par exemple à l'accrétion de matière sur le trou noir central ou à une période de formation stellaire intense il y a environ 10 millions d'années.

La première annonce de la présence possible d'une raie spectrale autour de 130 GeV (voir figure 1.55) en provenance du centre de la galaxie dans les données de *Fermi* est apparue à l'été 2012, avec évidemment des implications importantes pour les recherche de matière noire [33] [34]. Ce résultat, publié notamment par C. Weniger alors au MPIK, a amené la collaboration *Fermi*–LAT à se poser de nombreuses questions et à organiser une étude plus approfondie, via le travail du groupe *Calibration & Analysis* dont j'étais alors coordinateur. Il a fallu refaire l'analyse pour retrouver un excès similaire à celui publié, puis rechercher les possibles sources d'incertitudes systématiques dans l'analyse, sur les simulations Monte–Carlo, et dans les lots de données de contrôle (l'émission gamma diffuse du limbe terrestre en particulier). Le problème rencontré était cependant des plus classiques, la statistique étant dans tous les cas trop limitée afin de pouvoir déterminer de manière claire les différents

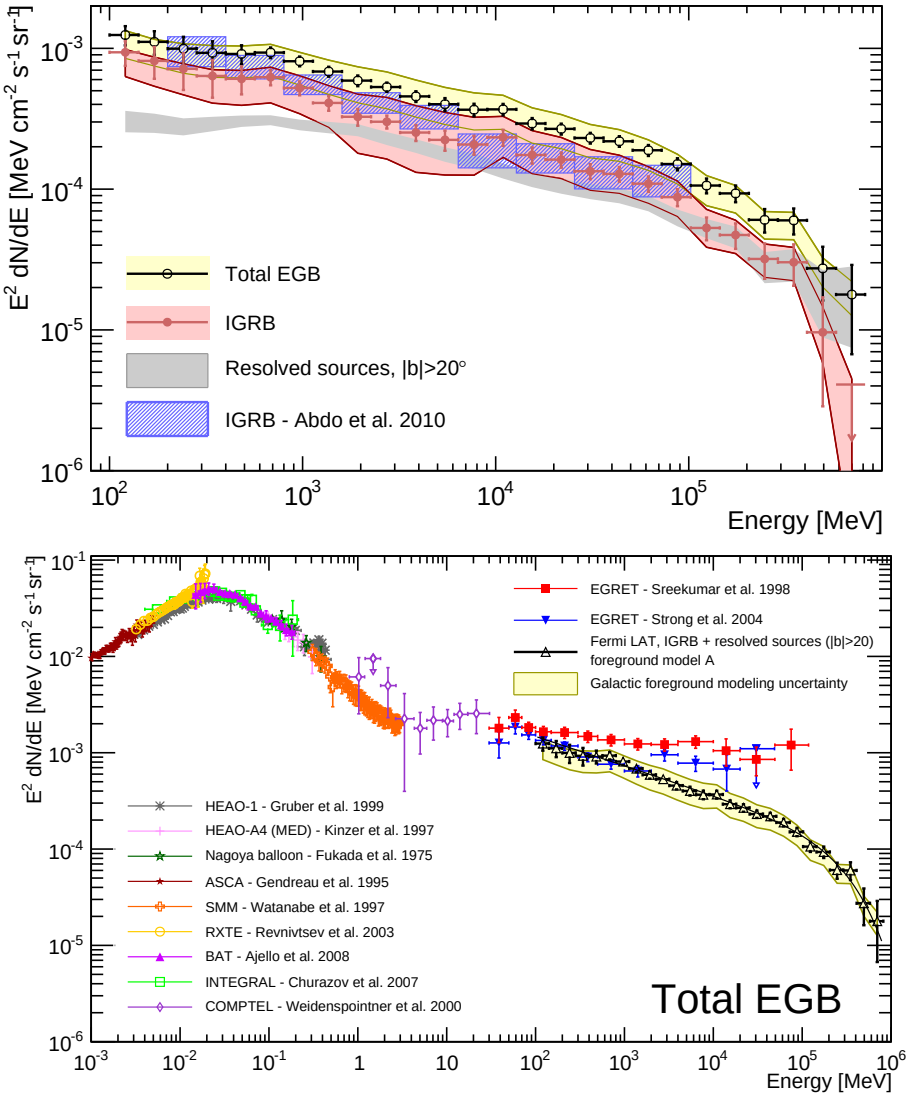


FIGURE 1.53 – En haut : Mesure du spectre de l'émission gamma diffuse extragalactique de 100 MeV à 820 GeV. Le spectre de la publication de 2015 utilisant 4 ans de données en rouge, est comparé à celui de la publication de 2010 (celle du tableau 1.1) utilisant seulement 10 mois de données en bleu. L'intensité totale du fond diffus gamma et des sources connues à haute latitude est aussi présentée. En bas : l'intensité du fond diffus gamma extra–galactique est remise dans un contexte multi–longueur d'onde, les mesures présentées vont du keV au TeV et montrent le bon accord entre les diverses mesures (notamment entre EGRET et *Fermi* en–dessous du GeV).

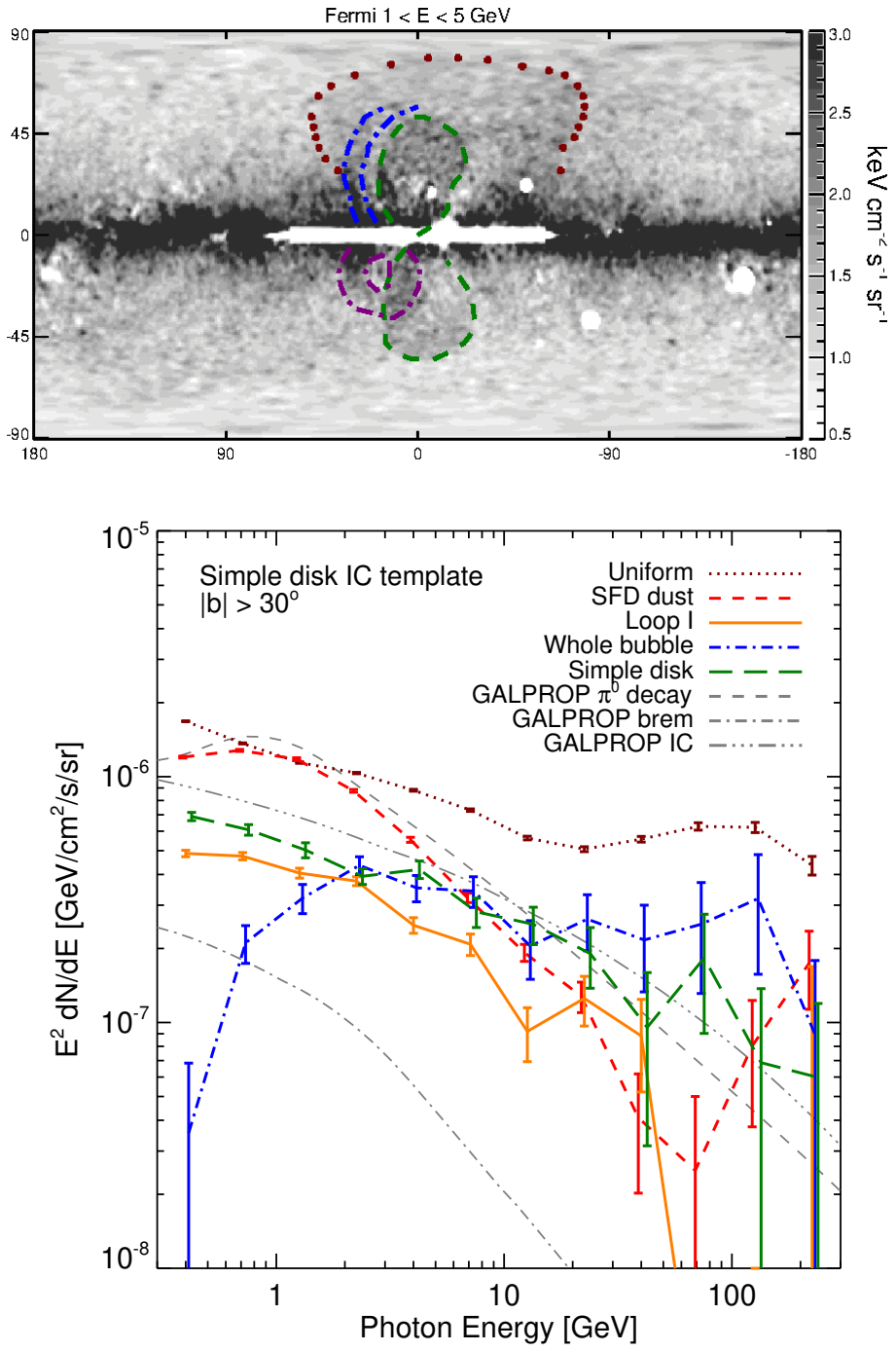


FIGURE 1.54 – Les bulles de *Fermi* d'après la publication de Su et al [31] de 2010. En haut : la carte des résidus en flux entre 1 et 5 GeV après soustraction des sources ponctuelles et des composantes diffuses connues, les lignes de couleurs indiquent de manière grossière les différentes sous–structures des bulles. En bas : spectres en énergie obtenus en ajustant divers modèles géométrique à la zone étudiée, le spectre de l'ensemble des bulles en bleu montrent un spectre très dur en $\sim E^{-2}$.

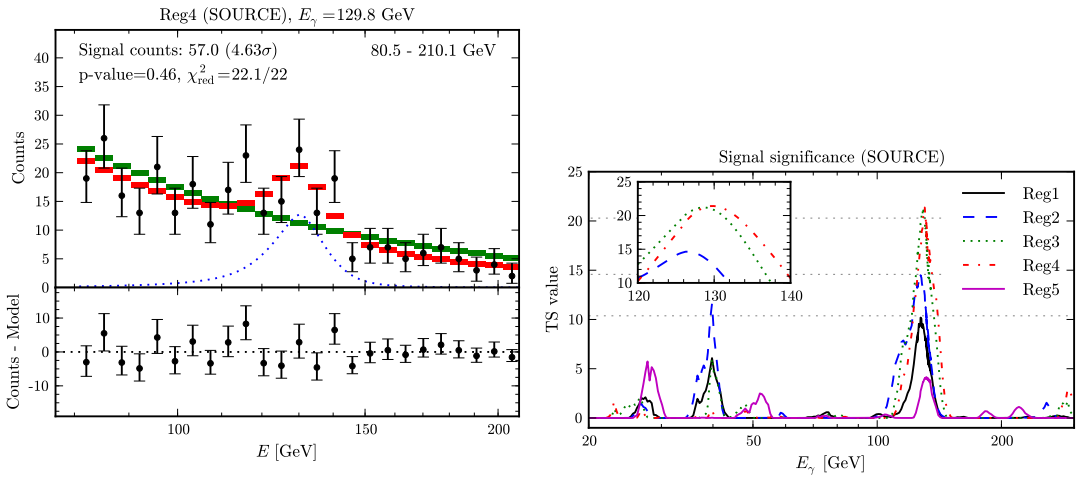


FIGURE 1.55 – Recherche de raie spectrale dans la publication de C. Weniger [33] avec les données *Pass 7*. A gauche : la raie spectrale vue en excès de nombre de photons dans l'une des régions considérées. A droite : significativité de l'excès en fonction de l'énergie pour les diverses régions analysées autour du centre galactique.

effets systématiques. L'une des solutions a été de modifier légèrement la stratégie de pointé de façon à acquérir une fois par semaine 2 orbites complètes en pointant le télescope vers les pôles terrestres de façon à enrichir le lot de données en provenance du limbe. Il a même été sérieusement envisagé de pointer le télescope vers le centre galactique pendant plusieurs mois pour enrichir plus rapidement la quantité de données disponibles, mais l'impact sur le reste de la science produit par *Fermi*, qui dépend fortement d'un monitorage complet de tout le ciel plusieurs fois par jour, a finalement été jugé trop important. Au final, il a fallu attendre d'abord la publication des données retraitées *Pass 7*–P202 (voir section 1.4.2) pour que la significativité soit un peu plus faible, puis l'arrivée des données *Pass 8* pour que tout excès disparaisse complètement (voir figure 1.56).

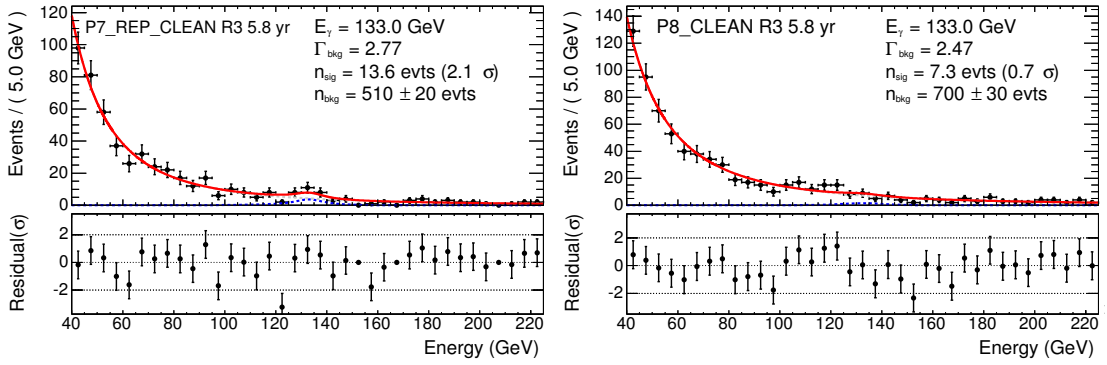


FIGURE 1.56 – Recherche de raie spectrale par la collaboration *Fermi*–LAT, extrait de la publication de 2015 [24]. A gauche : dans les données reprocessées *Pass 7*–P202, un très léger excès peut encore être remarqué. A droite dans les données *Pass 8*, le spectre en énergie ne laisse apparaitre aucune raie.

# Chapitre 2

# CTA, le premier Observatoire au TeV

## 2.1 Présentation

Le *Cherenkov Telescope Array* (CTA) est un consortium international regroupant plus de 30 pays sur les 5 continents et près de 1500 personnes. Son objectif est de concevoir, construire et faire fonctionner un observatoire pour l'astronomie gamma de très haute énergie (entre 20 GeV et 300 TeV) d'une sensibilité au moins un ordre de grandeur supérieure aux meilleurs télescopes en fonctionnement actuellement, tels H.E.S.S., MAGIC ou VERITAS. CTA aura en outre la particularité de fonctionner sur un mode d'observatoire, c'est-à-dire qu'une partie du temps d'observation sera ouvert à proposition, et l'ensemble des données sera publique après un période de temps prédéfinie (probablement 1 an). En outre, il est à noter que CTA est un projet de longue haleine puisque la durée d'opération prévue est de 30 ans.

Les objectifs scientifiques affichés par CTA et récemment détaillés dans le livre *Science with the Cherenkov Telescope Array* [35] sont très ambitieux tant pour la compréhension des phénomènes astrophysiques de haute énergie que du point de vue de la physique fondamentale. Ceux–ci sont articulés autour d'une dizaine de projets clés (*Key Science Projects*, KSP) nécessitant un nombre d'heure d'observations consistant pour, par exemple, réaliser une carte du plan galactique d'une profondeur inégalée ou encore monitorer sur de longues périodes temporelles un grand nombre de noyaux actifs de galaxie. Un échantillon de ces KSPs sera décrit plus en détail dans la section 2.8

La technique utilisée par CTA est celle des télescopes imageurs Cherenkov atmosphériques, pour laquelle un réseau de télescope imagent les photons Cherenkov émis lors des cascades de particules générées par l'interaction des rayons cosmiques de haute énergie dans l'atmosphère terrestre. Deux éléments permettent à CTA d'atteindre des performances bien supérieures à la génération actuelle d'expériences : d'une part, un nombre de télescopes 10 fois plus important, et d'autre part l'utilisation de télescopes de 3 tailles différentes (*LST, Large Size Telescope ; MST, Medium Size Telescope ; SST, Small Size Telescope*) qui permet de couvrir la large gamme en énergie nécessaire tout en optimisant la surface effective par rapport au coût total. Plus de détails seront donnés sur les différents types de télescopes dans la section 2.2.

Afin de couvrir l'ensemble du ciel, CTA prévoit d'installer un réseau de télescope dans chaque hémisphère. Dans l'hémisphère nord, le site Roque de los Muchachos à La Palma (Iles Canaries) a été choisi, alors que pour l'hémisphère sud, c'est le site ESO * du Paranal au Chili qui a été retenu. Le site sud équipera une surface au sol d'environ 6 km$^2$ avec près

∗. *European Organisation for Astronomical Research in the Southern Hemisphere*

d'une centaine de télescopes (4 LSTs, 25 MSTs, 70 SSTs) et aura notamment en charge la cartographie du centre et du plan galactique. Le site nord disposera de 19 télescopes, 4 LSTs et 15 MSTs, pour une empreinte au sol plus restreinte, et aura un accès unique au ciel profond à haute latitude galactique. De plus amples informations sont données dans la section 2.6.3 sur le choix des sites d'implantation, et dans la section 2.6.4 sur la géométrie des réseaux de télescope.

La France devrait être l'un des principaux contributeurs à CTA, apportant environ 15% du budget total. La contribution française est organisée autour de 5 projets majeurs : NectarCAM, LST, Miroirs, GCT, Données. Le projet NectarCAM [36] a pour but de développer une caméra digitale pour les télescopes de taille intermédiaire, et est accompagné du projet miroirs pour le développement de miroirs associés. La contribution française au projet LST est le développement de la structure des arches en carbone composite pour le support de la caméra. Le projet GCT, pour *Gamma–ray Cherenkov Telescope*, propose le développement d'une structure de télescope de type Schwarzschild–Couder avec une optique à 2 miroirs, comme prototype de petit télescope. Le projet Données rassemble lui les contributions françaises pour le traitement et la diffusion des données, des données des caméras aux données scientifiques de haut niveau.

J'ai pour ma part commencé à travailler sur CTA à mon arrivée au LUPM en Septembre 2013, et j'ai été responsable du groupe CTA au LUPM (5 Ingénieurs et Techniciens, 5 chercheurs permanents, 1-2 postdoc) de janvier 2015 à décembre 2018. Le LUPM est principalement impliqué dans le projet NectarCAM avec le développement de matériel pour l'étalonnage (Lidar Raman et source d'étalonnage de champ plat), voir les sections 2.3.2 et 2.4.4, et dans le projet Données, ayant notamment en charge le développement d'un système de gestion des ressources de calcul pour le traitement des données, voir section 2.5.3. Le groupe est aussi bien sûr impliqué dans la préparation de la science avec CTA, notamment pour le KSP du monitorage du plan galactique, et pour le KSP du ciel transitoire (sursauts gamma en particulier), voir section 2.8.

## 2.2 Les télescopes imageurs Cherenkov

Les rayons cosmiques de haute énergie interagissent avec les atomes de l'atmosphère et produisent des cascades de particules. Les particules chargées de la cascade qui vont plus vite que la lumière dans l'air sont responsables de l'émission de photons de couleur bleue (effet Cherenkob) en nombre donné par l'équation 2.1 et dans un cône d'émission dont l'angle est donné par l'équation 2.2 : avec $N$ le nombre de photons de longueur d'onde $\lambda$, $\alpha$ la constante de structure fine, $n$ l'indice de réfraction du milieu et $\beta c$ la vitesse de la particule.

$$\frac{d^2N}{dxd\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2}\left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \tag{2.1}$$

$$cos(\theta_c) = \frac{1}{n.\beta} \tag{2.2}$$

Comme les photons Cherenkov sont émis globalement dans le bleu, leur énergie est négligeable devant celle de la particule primaire et la perte d'énergie due à cette radiation est donc tout aussi négligeable. Par ailleurs, les équations 2.1 et 2.2 impliquent que l'intensité du rayonnement et l'angle d'ouverture sont d'autant plus grands que la vitesse et l'indice de réfraction sont grands. Cependant comme l'indice de réfraction de l'atmosphère est très proche de 1, $n-1 \sim 10^{-4}$ à 10 km d'altitude, en pratique l'angle d'ouverture est très faible $\sim 1.35°$.

La figure 2.1 présente, à gauche, le schéma d'une cascade électromagnétique atmosphérique générant un ellipsoïde en 3 dimensions de lumière Cherenkov qui se propage vers le sol. On notera tout d'abord l'altitude du point initial de première interaction qui se situe généralement au-dessus de 25 km, et l'altitude du maximum du développement de la gerbe plutôt entre 10 et 20 km, en fonction de l'énergie du photon primaire. La majeure partie des photons Cherenkov est donc créée au–dessus de 10 km, mais pour arriver au sol, ceux–ci doivent traverser les couches basses de la troposphère. La connaissance de la densité et de la composition de l'atmosphère au–dessus de 10 km est donc primordiale pour comprendre la génération de la cascade atmosphérique, alors que la connaissance de la transmission optique en–dessous de 10 km permet de comprendre l'image Cherenkov au sol de la gerbe.

Les photons Cherenkov détectés au sol par un ou plusieurs télescopes forment dans les caméras une image de la gerbe atmosphérique : pour les photons gamma, cette image est de forme elliptique (modulo la déformation par le champ magnétique terrestre), alors que pour les hadrons, celle–ci n'a pas de forme bien déterminée (selon la séquence d'interactions hadroniques advenue). Les caractéristiques de l'image permettent d'identifier les évènements de photons gamma (voir figure 2.44, section 2.6.2). L'axe principal de l'ellipse sur la caméra permet de reconstruire la direction d'arrivée du photon dans le ciel, alors que la longeur et la largeur de l'ellipse sont corrélées à l'énergie, à l'altitude de la première interaction et à la nature de la particule. Toute incertitude sur les propriétés de transmission de l'atmosphère pour les photons Cherenkov se traduit ainsi en incertitude sur les paramètres des évènements reconstruits, comme cela sera détaillé à la section 2.4.

A droite de la figure 2.1 sont présentées les distributions latérales de densité de photons Cherenkov au sol pour des gerbes générées par des photons gamma d'énergie 30 GeV, 1 TeV et 30 TeV. A 30 GeV, seuls quelques centaines de photons Cherenkov arrivent au sol dans un rayon de 100 m autour du point d'impact, et à 200 m de celui–ci, la densité est inférieure à 1 ph/m$^2$. Pour détecter efficacement de telles gerbes, il est donc indispensable de disposer d'une très grande surface collectrice, et que les télescopes soient relativement proches les uns des autres. Les caméras des télescopes doivent en outre avoir une très grande sensibilité afin de détecter des évènements composés de quelques dizaines de photons, et être capable de soutenir des taux de déclenchements très élevés (plus de 10 kHz) car à basse énergie le fond de cosmiques est plus important. Des télescopes de très grande taille sont déjà en fonctionnement sur les site de H.E.S.S. et MAGIC. A 30 TeV en revanche, la densité de photons au centre de la gerbe atteint quasiment $10^5$ ph/m$^2$, et même à 500 m du centre celle–ci est encore supérieure à 100 ph/m$^2$ : l'empreinte Cherenkov des gerbes au sol est donc très grande et couvre plusieurs km$^2$. Pour équiper d'aussi grandes surfaces de détecteurs en minimisant les coûts, la solution la plus adéquate est d'utiliser un grand nombre de petits télescopes. De plus, les flux de cosmiques à très haute énergie sont faibles, tant pour les photons gamma que pour les particules chargées, et compte tenu de la grande densité de photons Cherenkov arrivant au sol, les caméras de ces petits télescopes peuvent utiliser des technologies éprouvées et robustes. Aux énergies intermédiaires, on utilise, sans surprise des télescopes de taille intermédiaire, d'un diamètre d'environ 12 m, très similaires à ceux des expériences H.E.S.S. et VERITAS. L'utilisation de télescopes de 3 tailles différentes permet d'optimiser le rapport coût/performance tout en maintenant la très large gamme en énergie requise, soit 4 ordres de grandeur entre 30 GeV et 300 TeV.

## 2.3 Étalonnage des télescopes Cherenkov

La compréhension d'un instrument imageur Cherenkov implique une série d'étalonnages allant de la mesure des piédestaux à l'estimation globale de la transmission optique, de

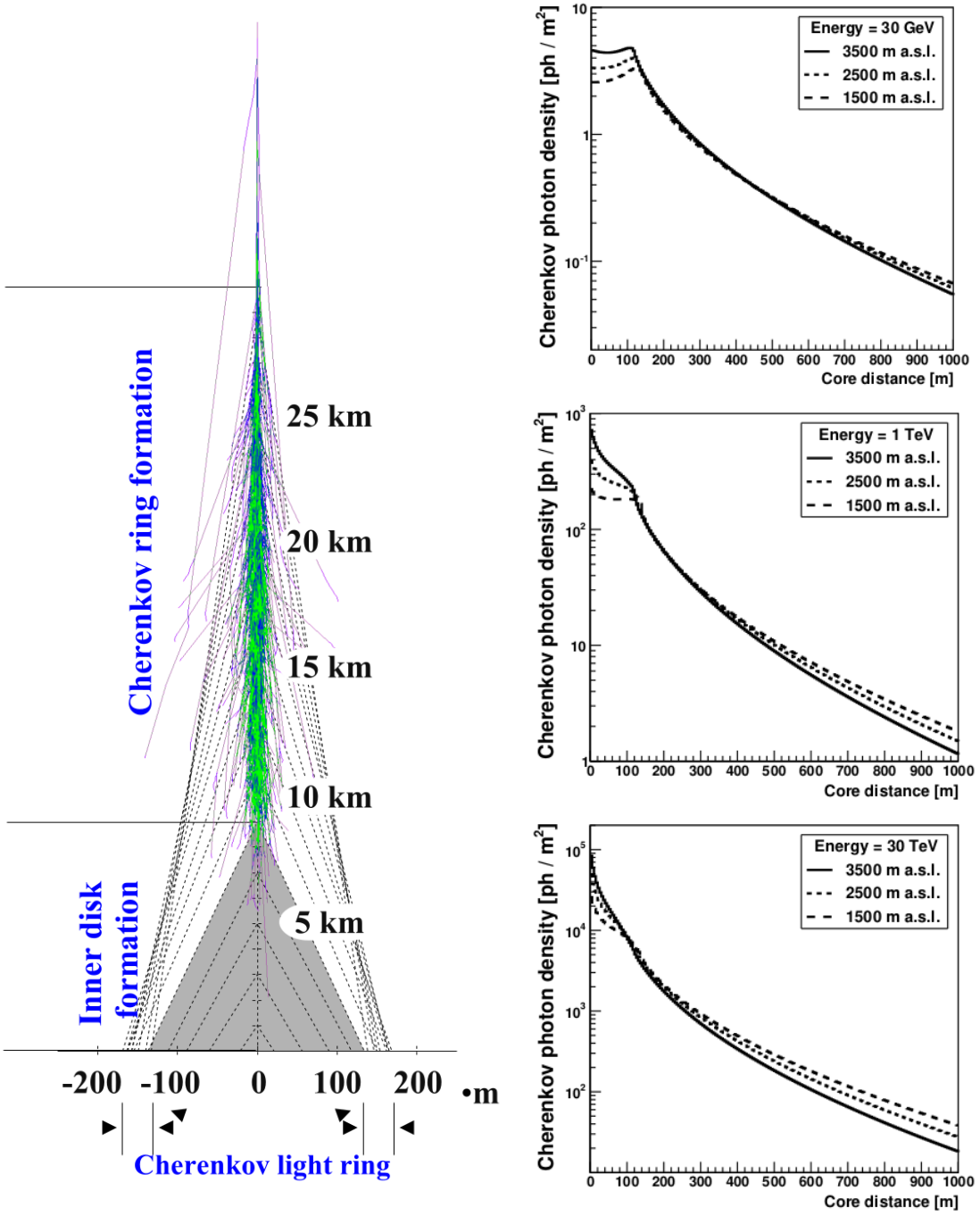


FIGURE 2.1 – A gauche : simulation d'une cascade électromagnétique atmosphérique, extrait de [37]. A droite : densité de photon Cherenkov au sol à différentes altitudes pour des photons gamma de 30 GeV, 1 TeV et 30 TeV interagissant dans l'atmosphère, extrait de [38]

l'échelle en énergie ou encore à la dérivation du modèle de pointé. Je ne ferai ici qu'un résumé succinct des diverses étapes de l'étalonnage avec pour but de situer les travaux dans lesquels je suis impliqué. Pour de plus amples informations, les documents suivant peuvent être consultés [37] [39].

### 2.3.1 Principes généraux

L'objectif principal de l'étalonnage est de convertir les signaux électroniques enregistrés sur la caméra en densité de photons Cherenkov au sol. La caméra est placée au plan focal du télescope, des cônes de Winston concentrent la lumière dans des pixels équipés de tubes photo–multiplicateurs et d'une électronique de lecture rapide (le signal Cherenkov ne s'étalant que sur une dizaine de nanosecondes). La caméra proposée par la collaboration française dispose ainsi de 1855 pixels arrangés en 265 modules.

L'étalonnage de la caméra passe par les étapes suivantes :

- piédestal : la ligne de base est déterminée au cours de la prise de données via l'acquisition d'évènements déclenchés aléatoirement.
- gain : le gain permet de convertir le signal électrique en nombre de photo–électrons. Une LED génère des flashs de lumière devant chaque pixel afin de déterminer le gain correspondant à la mesure d'un unique photo–électron. Si l'électronique de lecture dispose de 2 gains, une étape d'inter–étalonnage des gains fort et faible est réalisée via les signaux enregistrés sur les 2 gains.
- champ plat : l'objectif est d'inter–étalonner l'efficacité des pixels, fonction de l'efficacité quantique et de collection des photons, en illuminant toute la caméra de manière uniforme, voir la section 2.3.2 suivante. Cette étape est nécessaire pour calculer l'efficacité global de l'instrument via les signaux issus du passage des muons cosmiques.

Une fois la caméra étalonnée, il faut ensuite étalonner l'ensemble de l'instrument, incluant la caméra, les cônes de Winston, les miroirs et l'atmosphère. Ceci est réalisé durant la prise de données via la mesure du signal Cherenkov des muons cosmiques : les muons produisent un simple cône de lumière Cherenkov qui forme par projection un anneau caractéristique sur la caméra [40]. Les caractéristiques de l'anneau de lumière en terme de diamètre, épaisseur et densité peuvent être déterminées de manière précise via les simulations Monte–Carlo, ce qui permet d'étalonner de manière absolue le nombre de photo–électrons sur la caméra en densité de photons Cherenkov au niveau du télescope.

### 2.3.2 Sources d'étalonnage à diodes électro–luminescentes (LEDs)

Le LUPM est engagé dans le développement et la production d'une source de lumière pour l'étalonnage de la caméra française NectarCAM. Le rôle principal de cette source est d'illuminer la caméra de manière très uniforme de façon à pouvoir équilibrer la réponse des pixels les uns par rapport aux autres et donc uniformiser la réponse globale du plan focal (étalonnage de champ plat). Le cahier des charges requiert des pulses de lumière de forme similaire aux pulses Cherenkov (4 ns de largeur), sur une large gamme d'intensité (entre 0.1 et 1000 photo-électrons) et une uniformisation spatiale du front de lumière produit de l'ordre de 5%.

George Vasileiadis est le responsable technique du projet, j'ai contribué pour ma part à la caractérisation de la source de lumière, et à la définition de l'interface entre la caméra et la structure du télescope.

**présentation**

La source d'étalonnage, voir figure 2.2, se présente sous la forme d'une boîte d'environ $10 \times 15 \times 20$ cm$^3$, avec d'un côté la connectique entrée/sortie, et de l'autre la sortie optique via un diffuseur de 50 mm de diamètre. Le design actuel a été réalisé en utilisant non pas 9 mais plutôt 13 LEDs, incluant une LED centrale dans le but d'obtenir une meilleure uniformisation du plan de lumière à faible intensité notamment (mesure en photo–électron unique). Les LEDs émetten principalement autour de 350 nm (en correspondance à la lumière Cherenkov), et l'électronique permet de synchroniser précisément les pulses des différentes LEDs.

FIGURE 2.2 – Source de lumière pour l'étalonnage de champ plat. En haut, le boitier équipé du diffuseur est montré à côté de la partie électronique : la carte verticale est munie de 9 LEDs, la carte d'alimentation et de commande placée horizontalement. On distingue en outre les connecteurs d'entrée/sortie à l'arrière de la boite. La photographie du bas montre la disposition des cartes dans le boitier, ainsi que la nappe liant les 2 cartes.

La figure 2.3 est un schéma de principe de l'électronique de la source. Le module de communication à gauche est capable de gérer des entrées/sortie via USB, via un module radio Zigbee [†] et via Ethernet. Le micro–contrôleur central assure l'ordonnancement du système contrôle–commande, et a donc pour principale fonction de piloter les LEDs à droite en fonction des ordres reçus : chaque LED a un circuit d'alimentation propre. Chaque LED peut être pulsée de manière individuelle avec une tension ajustable de -8 V à -12 V, et la fréquence des pulses peut être choisie entre ∼0 et 8 kHz. La dernière version du module inclue une montée en fréquence jusqu'à 15 kHz pour les tests de temps mort de la caméra.

†. https://fr.wikipedia.org/wiki/ZigBee

L'interface prévoit en outre une sortie du signal de déclenchement externe pour les tests.

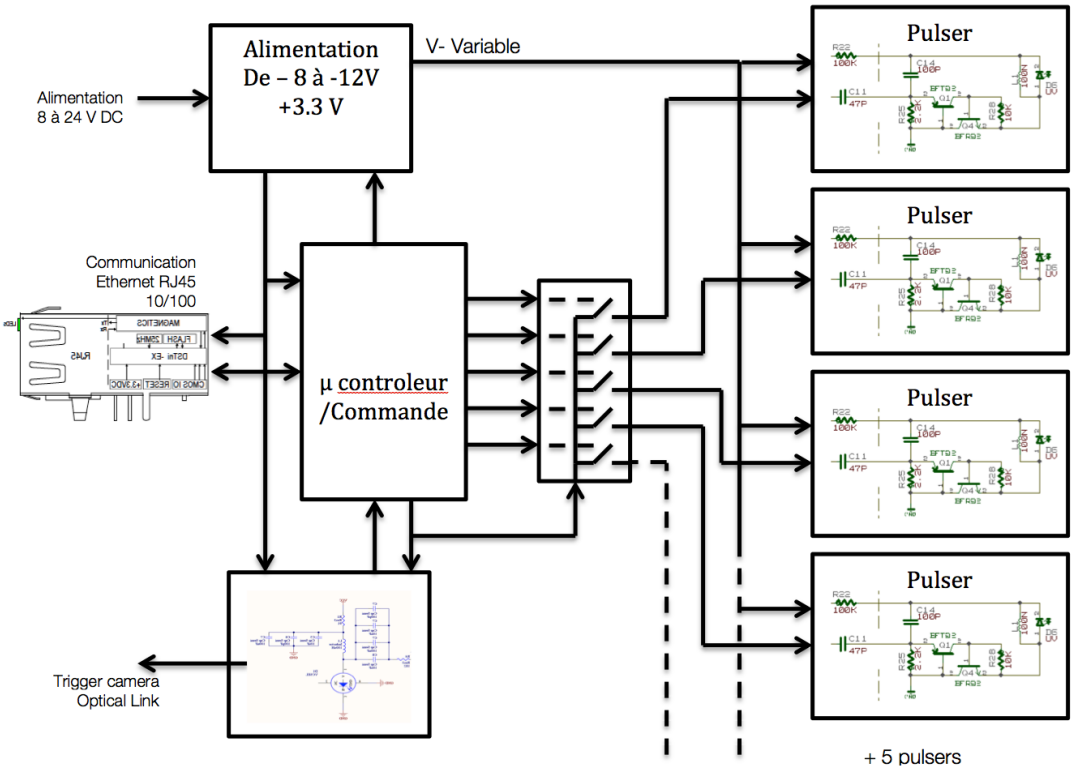


FIGURE 2.3 – Schéma de l'électronique de la source de lumière pour l'étalonnage de champ plat.

**performances en champ plat**

Les performances de la source ont été mesurées au LUPM avec une mise en situation proche de la configuration d'utilisation finale en utilisant un diaphragme devant le diffuseur, et un tube photo–multiplicateur placé à environ 2 m du diaphragme : en déplaçant le diaphragme par rapport au diffuseur nous avons pu reconstruire la distribution spatiale de la source qui est présentée sous différentes formes sur la figure 2.4. Ces performances préliminaires rentrent globalement dans les spécifications avec notamment un profil transverse plat à l'échelle de 8% environ, et une distribution intégrée de largeur spatiale inférieure à 5%. Ces mesures ont été prises avec un module à 9 LEDs, de nouvelles mesures, qui devraient être encore meilleures, sont prévues avec un module à 13 LEDs. D'autres caractéristiques importantes comme la forme temporelle du pulse de lumière à différentes intensités et à différents taux de répétitions, ont aussi été validées.

Par ailleurs, une source de lumière de test a été installée sur le télescope CT5 de H.E.S.S., afin de réaliser des mesures en conditions réelles. Il a notamment été montré que le profil spatial était plat à 10% près à une distance focale de 36 m, ce qui devrait correspondre à 7% pour une distance focale de 15 m équivalente au MST.

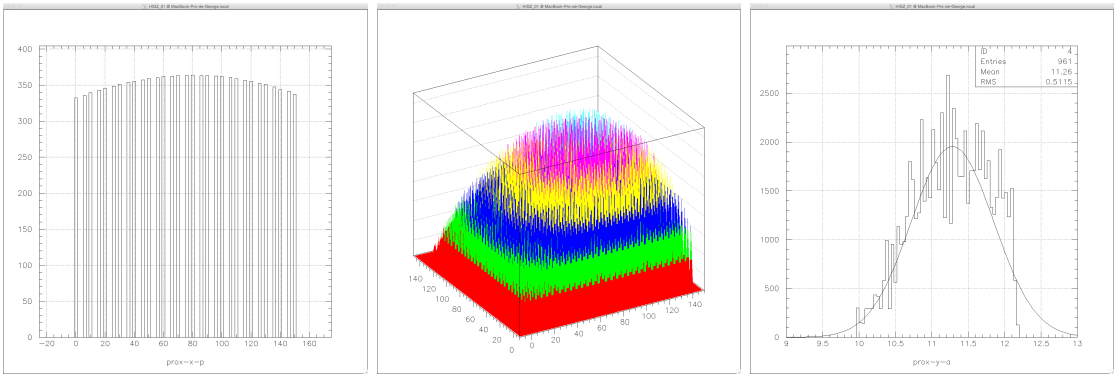


FIGURE 2.4 – Mesure de la distribution spatiale du front de lumière générée par la source. A gauche, coupe transverse. Au centre, distribution 3D. A droite, distribution intégrée.

### photo–électron unique

Au–delà de son utilisation pour l'étalonnage de champ plat, j'ai aussi travaillé à la caractérisation de la source d'étalonnage, lorsque nous avons exploré la possibilité d'utiliser la source existante conçue pour l'étalonnage de champ plat, pour faire aussi l'étalonnage de photo-électron unique (SPE, *Single Photo Electron*). Pour la mise en place expérimentale, nous avons disposé la source de lumière à environ 1 m du tube photo–multiplicateur (PM), inséré devant la source un diaphragme d'1 mm de diamètre et réduit quasiment au minimum la tension de la LED centrale afin de minimiser la quantité de lumière arrivant au PM. Le déclenchement est assuré par le signal arrivant au PM ou via un signal externe. Un exemple des distributions obtenues est présenté à titre indicatif sur la figure 2.5. L'objectif est d'ajuster sur les données à la fois le piédestal et le pic du photo–électron unique pour réaliser l'étalonnage. Par manque de temps, cette étude n'a pas été finalisée proprement, mais les résultats obtenus nous rendent confiants sur la faisabilité : les LEDs utilisées, ainsi que l'essentiel du circuit électronique, ont des caractéristiques adaptées pour faire de l'étalonnage SPE. Nous collaborons maintenant avec le groupe CTA de l'IPNO qui a décidé de développer une source dédiée au SPE : la partie mécanique est sous la responsabilité du développement de l'IPNO, alors que la partie électronique est assurée par le LUPM.

### conclusions

Le LUPM a développé une source d'étalonnage de champ plat utilisant des LEDS, afin de produire un module à la fois simple et robuste, pour un coût inférieur à 1 kEuros par unité. Les performances du prototype de source ont été mesurées en laboratoire, et il a été démontré que celui–ci remplit globalement les spécifications requises. Ces mesures ont été complétées par des tests en condition réelles sur le plus grand télescope de H.E.S.S. avec des résultats tout à fait satisfaisant.

Plusieurs prototypes de source sont actuellement utilisés au CEA à Saclay pour l'intégration et les tests du premier prototype complet de NectarCAM, ce qui nécessite de temps à autres l'implémentation de fonctions additionnelles pour permettre des tests spécifiques. La première utilisation sur un MST équipé d'une NectarCAM est prévue à l'été 2019 lors des premiers tests menés avec une caméra sur une structure de MST (projet MST–N) à Berlin.

Pour le futur, cette source est proposé au projet CTA en tant que partie intégrante de

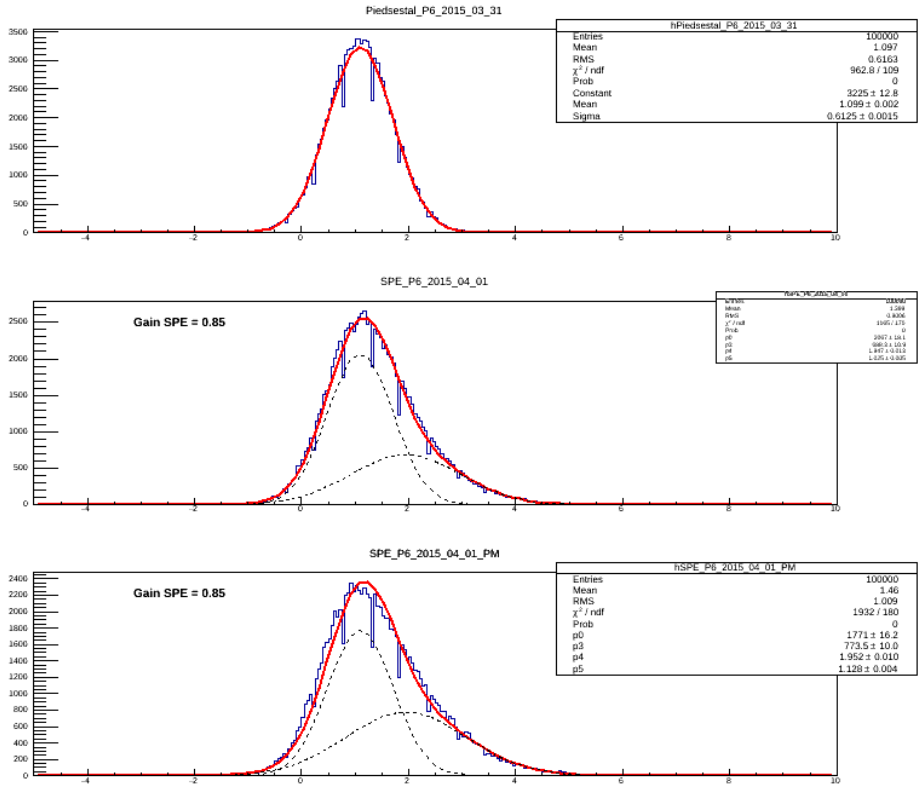


FIGURE 2.5 – Ajustement du piédestal et du pic du photo–électron unique (SPE) pour la source d'étalonnage de champ plat du LUPM : ajustement piédestal (en haut), ajustement piédestal et pic SPE avec tous les paramètres libres (au centre), ajustement piédestal et pic SPE avec piédestal fixe (en bas).

la NectarCAM, mais pourrait être à priori utilisé sans modification aussi pour la caméra allemande FlashCAM ainsi que pour la caméra LSTCam des grands télescopes.

## 2.4 LIDARs pour l'étalonnage de l'atmosphère

Ma deuxième contribution à l'étalonnage de CTA consiste en l'étude de l'atmosphère à l'aide de LIDARs (*LIght Detection And Ranging*). Comme cela a été évoqué à la section 2.2, l'incertitude sur l'état de l'atmosphère lors de la prise de données est la plus importante des contributions au budget des incertitudes systématiques globales. Ce travail comporte deux volets : l'analyse des données du LIDAR élastique présent sur le site de H.E.S.S., et le développement d'un LIDAR de type Raman pour CTA.

### 2.4.1 Principe de fonctionnement du LIDAR

La technique du LIDAR atmosphérique consiste à tirer vers le ciel un laser, habituellement à 2 longueurs d'onde dans le bleu et dans le vert, et à collecter la lumière rétrodiffusée sur le miroir d'un télescope, afin d'analyser la quantité de signal reçu en fonction du temps d'arrivé des photons qui donne l'information sur l'altitude de leur émission. Le schéma présenté sur la figure 2.6 montre que l'on peut ainsi estimer le profil, la nature et la densité des diffuseurs présents dans l'atmosphère sondé.

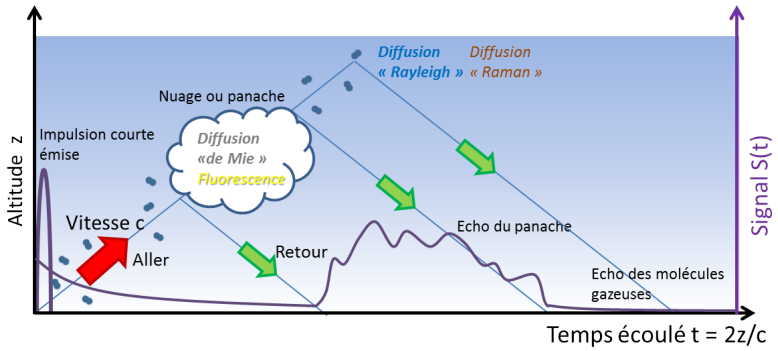


FIGURE 2.6 – Schéma de principe de la technique LIDAR atmosphérique. Extrait de Wikipedia.

### 2.4.2 Utilisation en astronomie Cherenkov

Des simulations Monte–Carlo sont utilisées pour dériver les fonctions de réponse de l'instrument, celles–ci incluent une description détaillée de la densité et de la transparence de l'atmosphère qui ont un impact direct sur la production et la transmission des photons Cherenkov. La figure 2.7 montre la probabilité de transmission pour des photons émis à une altitude de 100 km se propageant verticalement vers le sol jusqu'à une altitude de 2200 m en fonction de la longueur d'onde des photons. On y observe l'impact des différents absorbeurs, l'ozone notamment en–dessous de 200 nm, et la contribution de l'eau au–dessus de 500 nm. Les deux composantes de diffusion Rayleigh (diffusion par les molécules, azote dans l'atmosphère) et de diffusion de Mie (diffusion par les particules des aérosols) sont aussi présentées de manière distincte.

La figure 2.8 montre une autre représentation de la transmission atmosphérique, cette fois pour deux longueurs d'onde seulement mais en fonction de l'altitude entre 2200 m et 10000 m. Les courbes rouges correspondent au modèle utilisé dans les simulations de l'atmosphère au–dessus du site de H.E.S.S. à 355 nm et 532 nm, les courbes bleues et

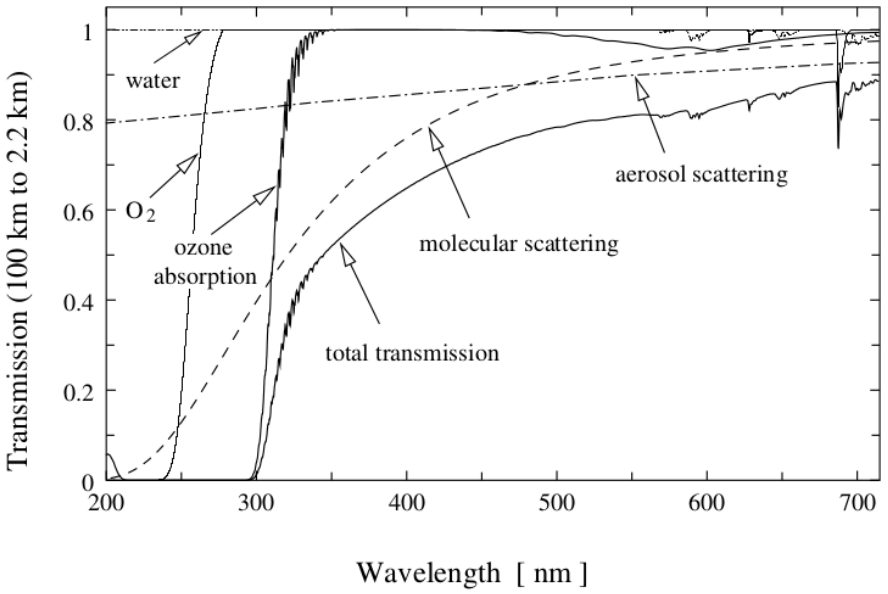


FIGURE 2.7 – Transmission totale verticale de la lumière de 100 km à 2200 m calculée avec le logiciel MODTRAN (http://modtran.spectral.com/), incluant le détail de l'impact des principaux absorbeurs et diffuseurs atmosphériques, extrait de [41].

vertes à des mesures effectuées avec le LIDAR élastique de H.E.S.S. pour ces deux longueurs d'onde et pour une prise de données. Il est impératif de déterminer l'impact sur les résultats astrophysiques de la perte de quelques pour cents de photons Cherenkov dans les télescopes, par rapport au modèle standard.

L'objectif principal des mesures LIDAR est donc de pouvoir dériver des fonctions de réponses affinées en introduisant dans les simulations des profils réalistes de transmission de l'atmosphère.

### 2.4.3 LIDAR élastique sur le site de H.E.S.S.

#### équipement et qualité des données

Le LIDAR du LUPM est installé sur le site de H.E.S.S. en Namibie, dans une hutte située à 850 m du réseau de télescope. Le laser utilisé est un Quantel Brilliant 20 Nd :YAG, équipé de 2 cavités générant une $2^{\text{nd}}$ et une $3^{\text{ieme}}$ harmonique à 532 nm et 355 nm respectivement. Le télescope est de type Cassegrain et l'acquisition est réalisée via une paire de tube photo-multiplicateurs XP2012B (PMs) situés proche du point focal du miroir secondaire, derrière le miroir primaire. La lumière récupérée est séparée sur les 2 PMs grâce à une lame dichroïque qui permet d'acquérir séparément les signaux à 355 nm et 532 nm. Le signal est ensuite codé sur 12 bits à une fréquence de 65 MHz, ce qui nous donne une résolution linéaire de 2.5 m. Depuis 2009, le LIDAR est directement piloté par le système d'acquisition central, afin qu'un tir de LIDAR sonde l'atmosphère avant chaque prise de données des télescopes. Les données sont stockées sous format `ROOT`, dans le framework logiciel standard de la collaboration H.E.S.S..

Le laser est opéré de manière régulière lors des observations astronomiques depuis 2009, cependant le système souffre de divers problèmes techniques à la fois dus à la vétusté d'une partie du matériel et à une maintenance sous critique. Le problème le plus récurrent est

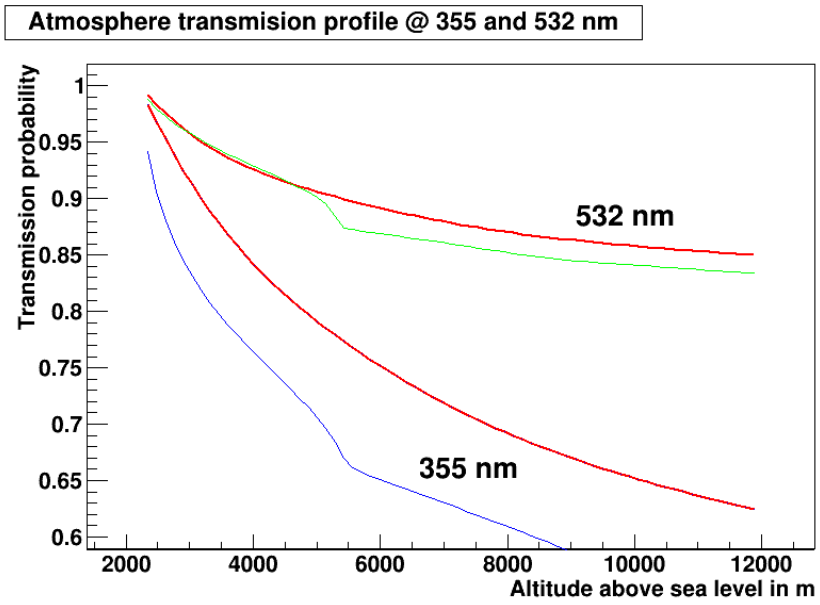


FIGURE 2.8 – Profil vertical de la transmission de l'atmosphère pour des photons de 355 nm et 532 nm. En rouge, modèle utilisé dans la simulation à 532 nm en haut et à 355 nm en bas. Mesures LIDARs pour une prise de données sur le site de H.E.S.S. : 355 nm en bleu et 532 nm en vert.

celui d'une perte d'alignement, soit entre l'axe optique du laser et celui du télescope, soit au niveau du positionnement des fibres optiques et/ou des PMs par rapport au point focal du miroir secondaire. La procédure d'alignement est assez complexe et doit être réalisée manuellement sur place par les experts (G. Vasileiadis et le service instrumentation du LUPM). Au niveau de la maintenance, la lampe du laser doit être remplacée une fois par an pour un coût d'environ 1500 euros, sous peine de perte de puissance trop importante limitant l'altitude maximum jusqu'à laquelle l'atmosphère peut être sondée. Un système de refroidissement doit par ailleurs être maintenu en fonctionnement par la recharge régulière en eau, opération simple mais indispensable. Chacune de ses pannes a un effet suffisamment délétère sur les données pour les rendre inutilisables. Malgré des conditions difficiles en Namibie, un matériel vieillissant et une maintenance limitée car coûteuse à cause des voyages, le LIDAR a un cycle utile raisonnable et nous avons pu publier au printemps 2016 dans NIM A une note technique [42], décrivant l'installation du LIDAR, et démontrant son bon fonctionnement sur une période de plus d'un an, voir figure 2.9.

Le meilleur lot de donnée LIDAR disponible est composé de 1979 profils d'extinction d'atmosphère à 355 nm et à 532 nm acquis entre juillet 2011 et mai 2013.

#### réduction et exploitation des données

G. Vasileiadis dispose d'un code Fortran de réduction des données LIDAR, issu d'un code officiel de l'Ecole Polytechnique d'Athène, qui avait été validé dans le cadre d'une station *Aeronet* grecque, et qui a permis de faire l'analyse montrée en figure 2.9. Si le cœur des algorithmes a été vérifié, l'utilisation de ce code dans le cadre logiciel de l'expérience H.E.S.S. est difficile et le code lui même est peu lisible. Depuis 2014, j'ai développé un nouveau logiciel d'analyse adapté à nos données LIDAR et dans le cadre locigiel de H.E.S.S. : `ROOT` et `C++`. Le code grec a servi de référence pour la validation du nouveau

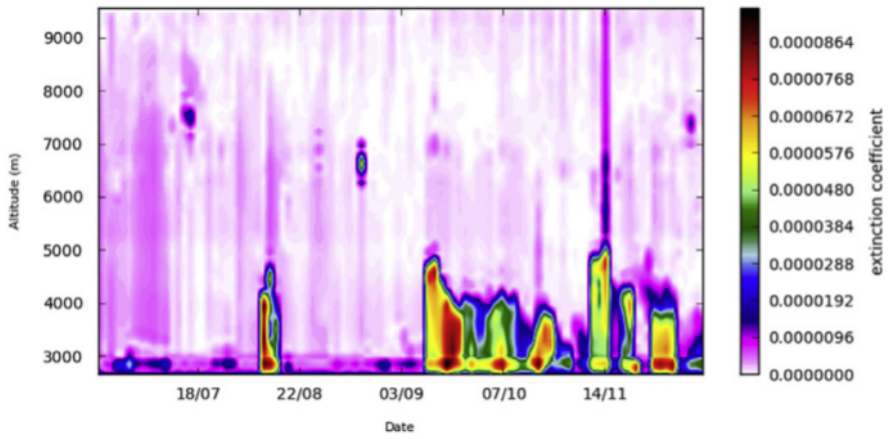


FIGURE 2.9 – Cœfficient d'extinction atmosphérique (en $m^{-1}$) à 532 nm mesuré avec le LIDAR élastique de H.E.S.S. en Namibie durant l'été 2013, extrait de [42].

code. Je vais décrire ci–dessous la procédure que j'ai établie pour la traitement de nos données LIDAR, et cette procédure sera détaillée plus que nécessaire car elle n'a pas encore été publiée. Cette suite logicielle est disponible librement sur le dépôt dépôt GitHub "bregeon/HESSLidarTools".

#### ouverture et lecture des fichiers de données

Les fichiers de données peuvent être au format texte ou dans un format `ROOT` spécifique à H.E.S.S.. La première étape du code est donc l'ouverture du fichier dans le bon format, et la récupération des informations présentent dans l'entête, en particulier, le numéro du *run*, et la date et l'heure de la prise des données. Les données sont ensuite constituées de 3 tableaux correspondant à la tension en Volts du signal de retour pour chaque altitude de 0 à 25 km par pas de 2,5 m pour chaque longueur d'onde (altitude, signal à 355 nm, signal à 532 nm). Le code prend en compte les variations historiques sur le contenu des fichiers (colonne 355 et 532 nm échangés, tensions positives ou négatives).

#### vérification de la qualité des données

La première étape de l'analyse consiste à vérifier de manière grossière la qualité des données : nombre de points de données (pas en altitude), et qualité du signal pour chaque longueur d'onde. Pour vérifier qu'il n'y ait pas de problème au niveau du codage ou de l'acquisition, je vérifie la présence d'un pic de tension autour de -5 V, qui correspond à une saturation du signal à très basse altitude. Si seule la longueur d'onde à 355 nm est disponible, la prise de données est rejetée car les données ne sont pas suffisamment fiables. Si seule la longueur d'onde à 532 nm est disponible, les données sont analysées normalement : en effet, depuis 3 ans maintenant, dans le but de simplifier le système et de le rendre plus robuste, celui–ci a été modifié afin de n'utiliser que le canal de lecture du signal à 532 nm.

#### caractérisation et soustraction de la ligne de base

La ligne de base du signal électronique a trois composantes : le piédestal électronique, le bruit optique de fond de ciel et la lumière du laser rétro–diffusée. A très haute altitude,

étant donnée la puissance du laser, cette dernière quantité est quasiment négligeable. En prenant la moyenne du signal entre 20 km et 25 km, on obtient la somme des 3 composantes, mais avec une faible contamination de lumière rétro–diffusée du laser. La ligne de base est simplement soustraite au signal brut. Le piédestal électronique pourrait être mesuré de manière indépendante, et cela serait une mesure de contrôle très intéressante, mais cela n'a malheureusement jamais été fait.

Une étude plus approfondie de la ligne de base nous permet de valider nos hypothèses. La figure 2.10, à gauche, présente l'histogramme des valeurs de signal à 532 nm entre 20 et 25 km pour un *run* donné. La distribution est assez proche d'une gaussienne. En divisant ces données en 5 intervalles d'un km en altitude on peut estimer la variation du signal entre 20 et 25 km, ce qui donne un idée de l'incertitude sur la mesure de ce piédestal, comme cela est montré sur la figure 2.10, à droite.

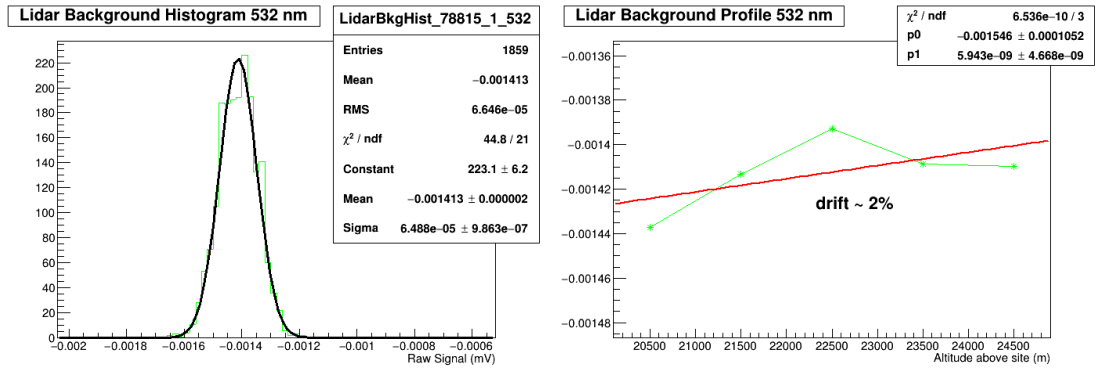


FIGURE 2.10 – A gauche, distribution du signal à 532 nm entre 20 km et 25 km pour le *run* 78815. A droite, régression linéaire sur les 5 valeurs moyennes des intervalles de 1 km entre 20 et 25 km. La variation du signal est de l'ordre de 2% pour ce *run*.

La figure 2.11 présente les distributions des valeurs de la ligne de base, et de la variation déterminée pour l'ensemble des données LIDAR disponibles. Les valeurs de ligne de base sont globalement stables et similaires pour les deux longueur d'onde. La variation de la valeur de la ligne de base entre 20 et 25 km est en général inférieure à 5%. On peut vérifier que la ligne de base représente en fait à peu près la moitié du signal à 10 km, ce qui fait qu'une erreur de 2% sur la ligne de base est une erreur de 1% sur le signal. J'ai étudié l'impact de cette variation en ajoutant un facteur multiplicatif à la ligne de base. La conclusion est qu'une erreur inférieure à 3% sur la ligne de base n'a pas d'impact notable sur les résultats. Globalement, l'estimation de cette ligne de base introduit dans la majeure partie des *run* une erreur contenue.

Une étude plus approfondie de cette ligne de base pourrait être intéressante pour mieux comprendre les performances du LIDAR. Au cours d'une nuit, on constate une augmentation de la ligne de base de l'ordre de 30%, sans doute due à une augmentation de la température de l'électronique. L'écart type de la distribution de la ligne de base augmente d'ailleurs aussi au cours de la nuit de l'ordre de 10% à 20%. Si la ligne de base est relativement stable au cours de l'année et ne varie que d'un facteur 2 au maximum, on constate en revanche, sur ce lot de données, une diminution de l'ordre de 30% de mars à juillet, puis une augmentation ensuite à l'automne. L'écart type de cette distribution est bi–modale avec une première période de juillet 2011 au 15 juillet 2012, et une seconde période du 5 aout 2012 à février 2013. Bien qu'on n'en ait pas de trace précise, la date pointe vers une intervention sur le LIDAR réalisé entre les 2 périodes. A noter que la moyenne de la

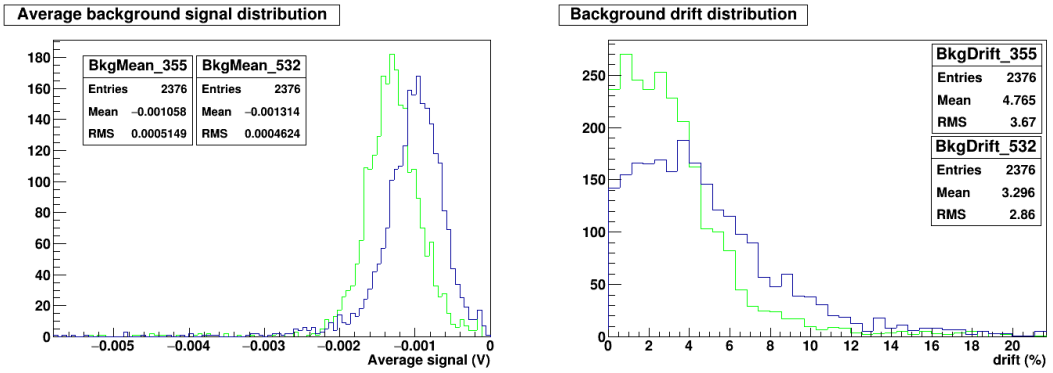


FIGURE 2.11 – A gauche, distribution de la valeur de la ligne de base pour le jeu de données complet et pour les deux longueurs d'onde. A droite, distribution de la fraction de variation de la ligne de base entre 20 km et 25 km. On voit que la variation est globalement contenue en–dessous de 5% pour les données à 532 nm.

distribution présente, elle, un seul mode.

### correction géométrique pour l'ouverture du système optique

D'un point de vue optique, l'ouverture de notre télescope couvre tout le ciel impacté par le faisceau laser à partir d'une distance d'environ 2 km, au–dessus du laser. Afin d'utiliser le signal à basse altitude, la perte de signal due à la limitation de l'ouverture doit donc être corrigée. Comme indiqué dans [42], la fonction de recouvrement (*overlap function*) a été mesurée par des tirs horizontaux (en tirant sur une cible placée à une distance connue) et obtenue via une simulation complète de l'optique du système. Les données et la fonction simulée sont présentées en figure 2.12, et montrent un accord à quelques pourcents près.

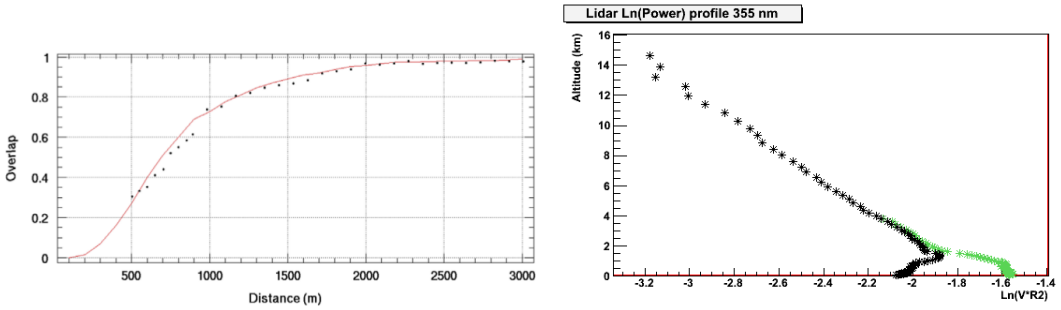


FIGURE 2.12 – A gauche, ouverture du système optique du LIDAR, extraite de [42]. Données prises à l'horizontal en noir, et fonction obtenue par une simulation optique en rouge. Au–dessus de 2 km, le recouvrement est quasi complet. L'accord entre les données et la simulation de l'optique est très bon. A droite, logarithme de la puissance du signal reçue à 355 nm pour un run donné, avant (noir) et après (vert) correction par la fonction de recouvrement.

**calcul de la puissance reçue, lissage et ré-échantillonnage**

La préparation des données pour l'inversion nécessite ensuite le calcul de la puissance reçue, c'est-à-dire du signal corrigé pour la perte due à la distance d'émission du signal par dispersion sur l'angle solide. En pratique, on applique la formule suivante :

$$pow(i) = signal(i) \times \left( \frac{altitude(i)}{cos(\theta)} \right)^2 \times \frac{1}{overlap(i)} \tag{2.3}$$

où $pow(i)$ est la puissance corrigée pour l'intervalle $i$, $signal(i)$ est le signal corrigé de la ligne de base, $altitude(i)/cos(\theta)$ est la distance d'émission du signal (car le laser n'est pas tiré exactement à la verticale) et $overlap(i)$ est la correction pour la fonction de recouvrement.

La puissance calculée a alors une résolution spatiale de 2.5 m, ce qui est bien plus que nécessaire mais surtout inutilement dômageable en terme de rapport signal sur bruit. La puissance est donc rééchantillonnée et filtrée via une moyenne glissante (*gliding average filter*), qui permet de calculer la puissance moyenne et sa déviation standard sur une fenêtre d'une largeur choisie, avec la possibilité de recouvrement de la fenêtre d'un intervalle au suivant. La largeur de la fenêtre est choisie à partir du nombre d'intervalles définis dans la configuration initiale, et de telle sorte que chaque fenêtre recouvre la moitié de la précédente de façon à lisser suffisamment le signal. L'analyse standard est configurée avec 100 ou 200 intervalles en altitude pour une douzaine de kilomètres, ce qui donne une résolution autour de 100 m plus adéquate à nos besoins.

J'ai par ailleurs contrôlé que les performances du *gliding average filter* étaient suffisantes en comparant les résultats obtenus avec ceux d'un filtre de Savitsky–Golay ‡, qui utilise un polynôme de degré plus élevé pour l'interpolation dans chaque intervalle, plutôt qu'une simple moyenne. Etant donné le nombre limité d'intervalles nécessaires pour notre analyse, le filtre de Savitsky-Golay n'apparaît pas indispensable pour notre cas particulier.

**caractérisation du rapport signal sur bruit et optimisation de $R_0$**

L'algorithme d'inversion utilisé pour la réduction des données LIDAR, qui sera décrit ci-après, reconstruit l'extinction de l'atmosphère en partant d'une altitude de référence $R_0$, à laquelle on suppose que la diffusion de Rayleigh est prépondérante et la diffusion de Mie négligeable ($<$ quelques pourcents). Comme l'algorithme d'inversion intègre le signal de $R_0$ vers le sol, toute erreur sur l'initialisation à l'altitude $R_0$ est amplifiée et peut compromettre les résultats finaux.

Pour l'analyse automatique de l'ensemble des *runs*, l'altitude de référence est fixée en contrôlant la valeur du rapport signal sur bruit, estimé comme le rapport entre la déviation standard et la valeur moyenne de la puissance du signal ré-échantillonné (sortie du *gliding average filter*). La valeur initiale de l'altitude $R_0$ au–dessus du niveau de la mer est de $R_0 = 12$ km (donc 10 km au-dessus du lidar). L'algorithme d'optimisation contrôle le rapport signal sur bruit, si celui–ci est trop faible ($< 5$), l'altitude est réduite d'un pas jusqu'à ce que l'on obtienne un rapport signal sur bruit de 5 : l'incertitude sur la valeur d'initialisation du signal est donc de l'ordre de 20%. D'un *run* à l'autre en fonction de la qualité des données, un rapport signal/bruit de 3 peut donner de bons résultats, mais l'idée est d'avoir des configurations cohérentes sur le lot de *runs*. Les valeurs de $R_0$ sont généralement comprises entre 8 et 10 km au-dessus du LIDAR, comme montré sur la figure 2.18.

‡. Le filtre de Savitsky-Golay est un grand classique pour les lidaristes.

### composante de diffusion Rayleigh

Comme cela a déjà été évoqué dans la section 2.4.2, la lumière du laser est diffusée par l'atmosphère selon deux processus physiques :

- diffusion de Rayleigh : diffusion par les molécules, l'azote dans l'air principalement
- diffusion de Mie : diffusion par les particules, en fait tout ce qui n'est pas moléculaire.

La méthode d'inversion de l'équation du LIDAR choisie nécessite d'avoir une estimation de la diffusion de Rayleigh dans l'atmosphère sondée, ce qui est possible car celle–ci dépend essentiellement de la quantité d'eau, qui peut être estimée précisément en fonction de la température et de la pression atmosphériques [43]. Afin de faire cette estimation, j'ai étudié des données météorologiques acquises par radiosondes à la station météorologique de Windœck, à environ 80 km du site de HESS [§]. Les données obtenues sont présentées sur la figure 2.13 pour 6 années, de 2009 à 2014. On observe que les variations de température et de pression à haute altitude sont très modérées, et que le modèle d'atmosphère utilisé dans les simulations correspond bien à une valeur moyenne sur plusieurs années. Le calcul de la diffusion Rayleigh montre des variations encore plus faibles, et un modèle utilisé tout à fait satisfaisant : la figure 2.14 montre que la moyenne des résidus est très proche de 0 (0.15%), et que leur largeur n'est que de 2%.

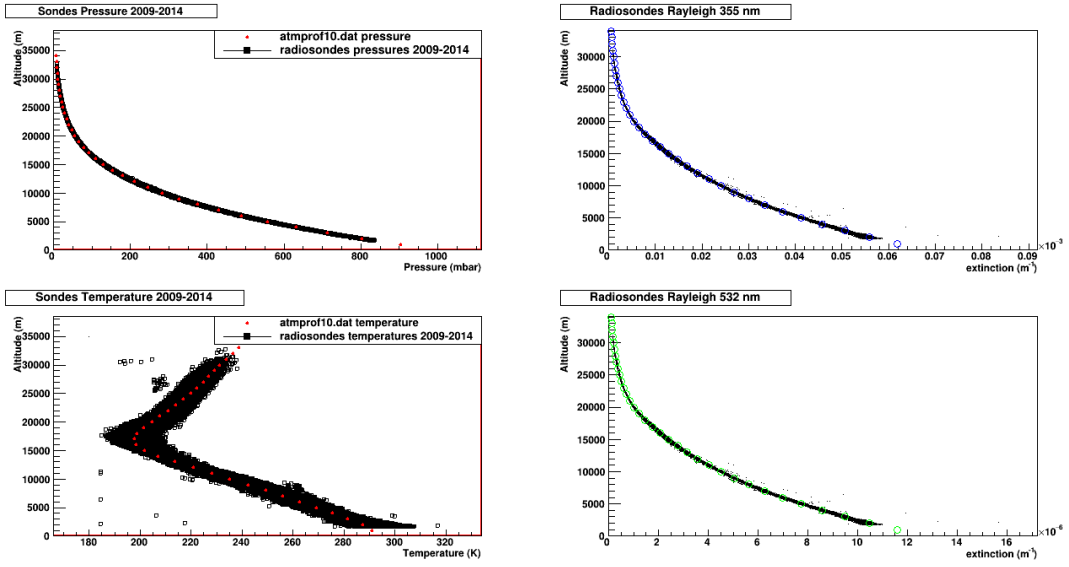


FIGURE 2.13 – A gauche, pression (en haut) et température (en bas) des données radiosonde de la station de Windœk entre 2009 et 2014. A droite, diffusion de Rayleigh estimée à partir de la pression et de la température des données radiosonde à 355 nm (en haut) et à 532 nm (en bas). Les points rouge, bleu et vert, correspondent au modèle d'atmosphère utilisé actuellement dans les simulations Monte–Carlo.

### inversion de l'équation du LIDAR et validation

L'équation du LIDAR peut s'écrire sous la forme suivante :

$$P_S(R) = \frac{c}{2} T_{inst} E \frac{A}{R^2} O(R) \beta(R) \exp\left(-2 \int_0^R \alpha(r) dr\right) \tag{2.4}$$

§. Les données sont en accès libre sur un serveur de la *National Oceanic and Atmospheric Administration*.

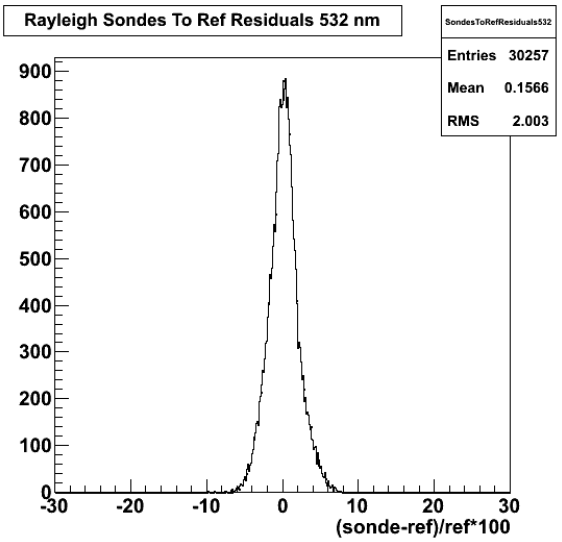


FIGURE 2.14 – Résidus de la diffusion Rayleigh pour chaque prise de données radiosonde par rapport au modèle d'atmosphère de référence. La largeur des résidus est de l'ordre de 2%. L'estimation de la composante Rayleigh de la diffusion du laser par l'atmosphère est donc bien contrôlée.

où :

- $P_S$ est la puissance optique du signal reçu par le détecteur
- $R$ est la distance à la cible ou *range*
- $c$ est la vitesse de la lumière
- $T_{inst}$ est la transmission instrumentale (émission/réception)
- $E$ est l'énergie émise par impulsion du laser
- $A$ est la surface collectrice du télescope
- $O$ est la fonction de recouvrement
- $\beta$ est le cœfficient de rétrodiffusion
- $\alpha$ est le cœfficient d'extinction

Dans cette équation, on mesure $P_S$, et l'on veut déterminer les profils des coefficients d'extinction $\alpha(R)$ et de rétrodiffusion $\beta(R)$. En fait, on peut considérer les processus de diffusion Rayleigh et Mie indépendants en écrivant, avec l'indice $M$ (moléculaire) pour la diffusion Rayleigh (qui ne dépend que des conditions de température et de pression), et $P$ (particules) pour la diffusion Mie (dépend de la nature des aérosols et de leur densité) :

$$\beta(R) = \beta_M(R) + \beta_P(R) \tag{2.5}$$

$$\alpha(R) = \alpha_M(R) + \alpha_P(R) \tag{2.6}$$

Pour un étalonnage absolu du système, il faudrait pouvoir mesurer avec une grande précision $T_{inst}$, $E$ et $A$, ce qui est en pratique extrêmement difficile, en particulier pour $T_{inst}$. Une méthode alternative consiste à étalonner la réponse à haute altitude, en faisant l'hypothèse que la rétro–diffusion soit due exclusivement aux molécules, c'est-à-dire de type Rayleigh, et donc estimable à partir de conditions connues de température et de pression atmosphériques.

En faisant en plus l'hypothèse de la présence d'un unique type d'aérosol dans l'atmosphère, on peut imposer une corrélation entre $\alpha$ et $\beta$ :

$$S_M = \frac{\alpha_M(R)}{\beta_M(R)} = \frac{8\pi}{3} \tag{2.7}$$

$$S_P = \frac{\alpha_P(R)}{\beta_P(R)} = constante \tag{2.8}$$

La valeur de $S_P$ est une constante qui ne dépend que de la nature de l'aérosol présent dans l'atmosphère : 10 pour les cirrus, 20 pour des aérosols de type marins, 50 pour des aérosols dus aux feux de brousse. La réduction des données d'un LIDAR élastique requiert donc de faire une hypothèse sur la nature des aérosols observés.

En réinjectant la corrélation entre $\alpha$ et $\beta$ dans l'équation 2.4, on obtient une équation différentielle en $\alpha$ ou en $\beta$, dite de Bernouilli dont la forme des solutions est connue, et l'on peut donc programmer l'intégrale en partant du point de référence à l'altitude $R_0$ [44, 45, 46, 47]. Les paramètres de l'intégration sont nombreux : nombre d'intervalles, hauteurs minimale et maximale, facteur de correction de la ligne de base, nature des aérosols ($S_P$), fraction de diffusion de Mie à $R_0$ ($\sim 1\%$), seuil de rapport signal sur bruit. On estime donc $\beta_P(R)$ par une intégration partant de $R_0$, et descendant jusqu'à environ 400 m, et toutes les autres valeurs intéressantes sont soit calculées directement pour la composante Rayleigh, soit dérivées à partir des relations de corrélations.

J'ai réalisé une implémentation numérique en me basant sur la publication de Fernald de 1984 [46], et j'ai pu contrôler les résultats de l'intégration par comparaison avec le code Fortran de G. Vasileiadis, ré–implémenté ligne par ligne dans mon propre code. Un exemple de résultat pour un run donné est présenté en figure 2.15.

**correction et optimisation de désalignement**

Les premiers résultats de l'analyse de l'ensemble des $\sim$ 2000 runs à disposition ont révélé un problème de manque de signal par rapport au minimum attendu par la diffusion Rayleigh, pour le canal à 355 nm. Ce manque de signal a été interprêté par un probable problème d'alignement des composants optiques, mais jusqu'à présent non compris. J'ai donc développé une méthode de correction *ad hoc*.

Comme expliqué précédemment, la méthode d'intégration choisie utilise une altitude de référence $R_0$ à laquelle on suppose que la contribution de la diffusion de Mie est négligeable. On calcule donc la composante de la diffusion Rayleigh pour étalonner le signal mesuré. Par extension, sur une grande majorité des *runs*, on observe que les aérosols ne sont généralement présents qu'en-dessous de 6 km. Si l'on intègre le signal de $R_0$ à 6 km en imposant que la composante de Mie soit nulle, on doit donc reconstruire exactement la composante Rayleigh théorique : en pratique, c'est bien le cas pour le signal à 532 nm, mais pas pour le signal à 355 nm. Pour prendre en compte cet effet, j'ai ajouté un facteur correctif au signal, à la puissance de l'équation 2.3 précisément, dépendant de l'altitude et similaire à l'effet de la fonction de recouvrement, mais avec la relation simplifiée de l'équation 2.9 dans laquelle $AlCorr$ est le facteur de correction. La correction appliquée est donc de plus en plus importante à mesure que l'on descend en altitude lors de l'inversion de l'équation du LIDAR, tout comme la fonction de recouvrement.

$$pow_{corr}(R) = pow(R) \times \left(1 + AlCorr \times \sqrt{\frac{abs(10000. - R)}{1000}}\right) \tag{2.9}$$

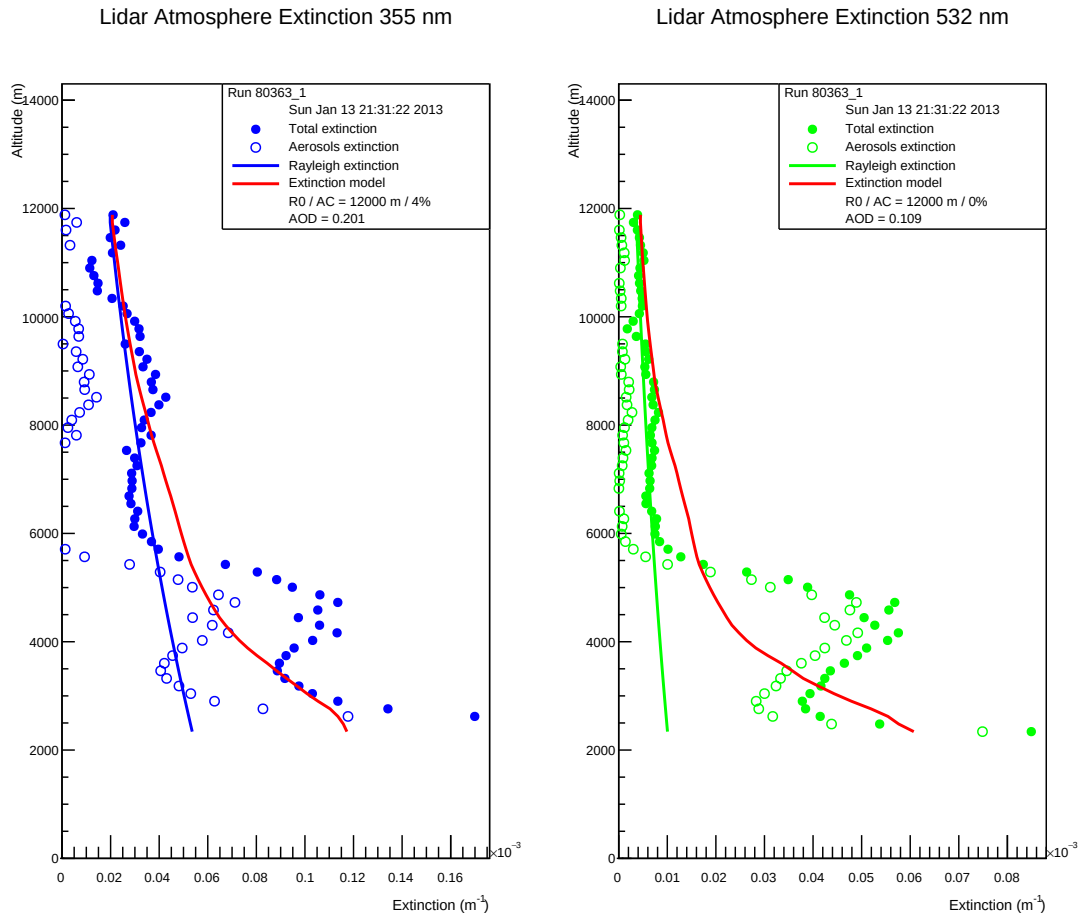


FIGURE 2.15 – Résultats de la réduction des données LIDAR pour le *run* 67220, pour les deux longueurs d'onde. La ligne noire représente la composante Rayleigh calculée, la ligne rouge correspond à l'extinction totale du modèle standard, les points représentent l'extinction totale reconstruite à partir des données LIDAR et les cercles ouverts la composante due aux aérosols.

Le code reconstruit la composante Rayleigh entre $R_0$ et 6 $km$ pour des valeurs de correction de 0% à 20% par kilomètre, puis choisit la correction qui minimise l'écart entre la composante Rayleigh reconstruite et l'estimation théorique. Sur la figure 2.15, le facteur de correction est de 4% par km pour le canal à 355 nm, et de 0% pour le canal à 532 nm.

Cet étalonnage empirique de probables problèmes d'alignement n'est pas très satisfaisant, c'est cependant la seule méthode qui a permis jusqu'à présent de réconcilier les profils obtenus à 355 nm et à 532 nm. La figure 2.16 présente les distributions de ces coefficients de correction pour chaque longueur d'onde. Les valeurs de correction sont en général nulles (ou $< 2\%$/km) pour le 532 nm, mais autour de 8%/km pour le 355 nm.

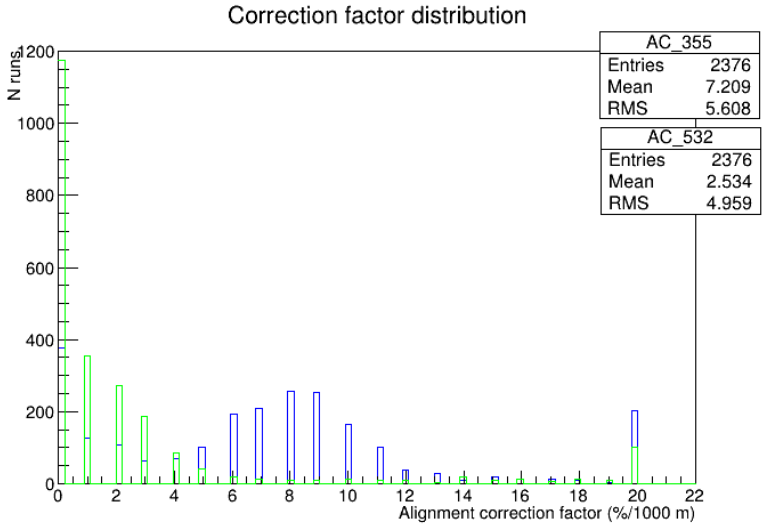


FIGURE 2.16 – Distribution des facteurs de correction pour un potentiel problème d'alignement pour chaque longueur d'onde (355 nm en vert et 532 nm en bleu) et pour chaque prise de donnée.

### calcul de l'opacité et de la probabilité de transmission

A partir des profils d'extinction, on peut dériver les profils d'opacité optique et de probabilité de transmission, qui sont les valeurs physiques qui nous intéressent : quelle est la probabilité pour un photon Cherenkov émis à 6 km d'altitude d'arriver au sol, pour être collecté par le miroir d'un télescope. L'opacité optique est donnée par l'équation 2.10, et la probabilité de transmission par l'équation 2.11.

$$\tau(R) = \int_0^R \alpha(r)dr \tag{2.10}$$

$$P_{trans}(R) = e^{-\tau(R)} \tag{2.11}$$

La figure 2.17 présente les profils d'opacité intégrée et de probabilité de transmission pour les 2 longueurs d'onde de la prise de données 80363. Sur ces données (voir aussi la figure 2.15), l'atmosphère est plus opaque que le modèle standard et la probabilité de transmission est donc plus faible.

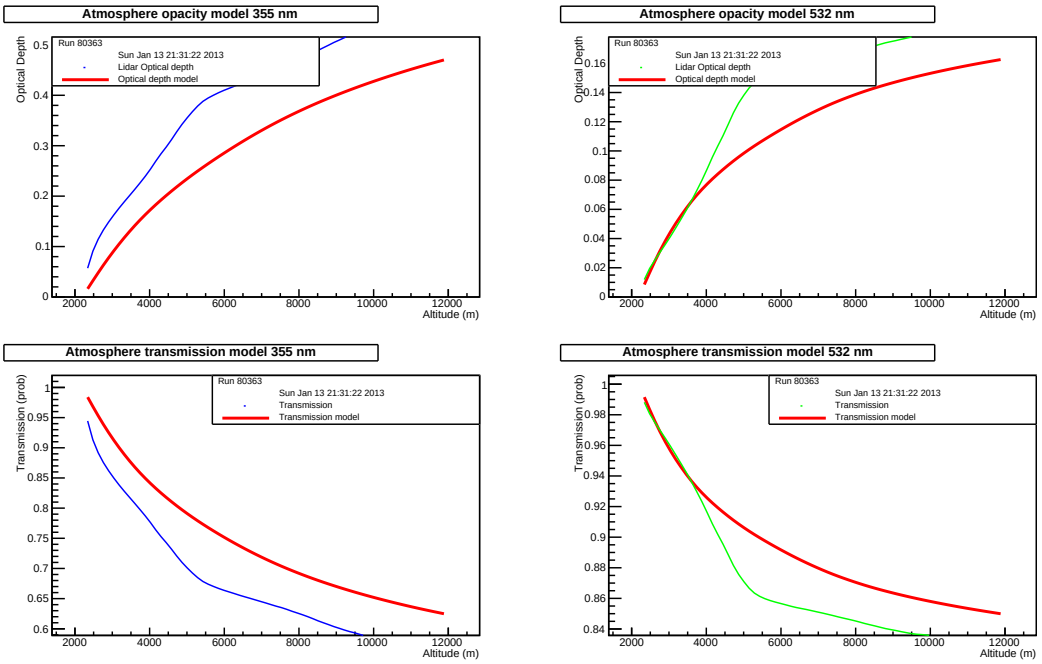


FIGURE 2.17 – Opacité intégrée en haut, et probabilité de transmission en bas pour le *run* 80363, et pour les deux longueurs d'onde.

### résultats globaux sur la transparence de l'atmosphère

A partir de la procédure définie dans les sections précédentes, il est possible de réaliser une analyse entièrement automatisée de l'ensemble du jeu de données. Les distributions résultantes pour divers paramètres permettent d'obtenir des résultats synthétiques sur la consistance du lot de données et sur l'évolution de la transmission atmosphérique sur une période d'un peu plus d'une année.

Les valeurs de $R_0$ sont présentées sur la figure 2.18. La plupart du temps, surtout en début de période, la valeur canonique à 12 km (au–dessus du site) porte un rapport signal sur bruit suffisant. Pourtant, à partir de juillet 2012, l'altitude maximum descend plus souvent de quelques centaines de mètre, jusqu'à 11400 m. Ceci peut être interprété comme une conséquence de la diminution lente de la puissance de la lampe laser par usure et/ou comme une période durant laquelle l'opacité de l'atmosphère est plus grande. Les valeurs de $R_0$ restent cependant globalement stables. Comme décrit dans la section suivante pour l'exemple des prises de données télescopes sur la nébuleuse du Crabe, il est cependant encore nécessaire d'affiner les valeurs de $R_0$ "à la main" *run* par *run* pour obtenir une plus grande précision sur la reconstruction des profils, surtout en présence de couches d'aérosols à haute altitude.

La figure 2.19 présente l'évolution temporelle des probabilités de transmission des photons à 355 nm et 532 nm, de 8200 m à 400 m au–dessus du site. Le premier point important à noter est que pour un certain nombre de prises de données, en particulier pour la longueur d'onde 355 nm et pour les prises de données à l'automne 2009, les probabilités de transmission dérivées des données LIDAR sont supérieures à 1. Ces valeurs non physiques sont obtenues mathématiquement lorsque l'extinction atmosphérique mesurée par le LIDAR est inférieure à l'extinction *minimum* due à la diffusion Rayleigh : en effet, la diffusion Rayleigh est toujours présente, et il a été montré que l'incertitude sur son amplitude était générale-

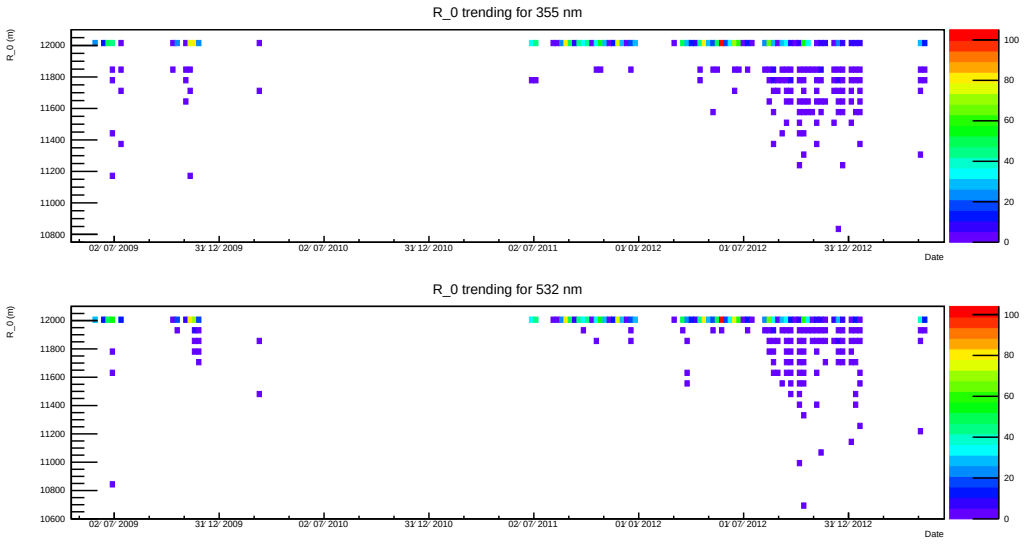


FIGURE 2.18 – Valeurs de R0 en fonction du temps pour les 2 longueurs d'onde.

ment inférieure à 2%. Le fait que ces valeurs soient concentrées sur une période ancienne, et plus fortes pour le canal à 355 nm semble indiquer un problème matériel et/ou sur la méthode de reconstruction pour cette période donnée. Pour la période été 2011 – janvier 2013, les valeurs semblent globalement raisonnables, on note cependant à l'automne 2012, une baisse générale de la transmission en correspondance avec l'abaissement des $R_0$ : il est difficile de comprendre si cela est dû à une plus grande opacité de l'atmosphère (attendue durant cette période) ou à un problème matériel (biais dû à la perte d'intensité du laser).

Les distributions d'opacité optique (parentes des probabilités de transmission) pour les deux longueurs d'onde sont montrées sur la figure 2.20. Il s'agit précisément de l'opacité optique due aux aérosols uniquement (*Aerosol Optical Depth*, AOD), en fait pour notre cas pratique simplement l'opacité optique calculée après soustraction du Rayleigh de l'extinction totale. Ces valeurs d'AOD sont utilisées par les lidaristes pour caractériser les aérosols de manière indépendante du lieu où ils sont mesurés, c'est-à-dire de manière indépendante de la composante d'extinction due la diffusion Rayleigh locale. On retrouve sur ces distributions les valeurs d'AOD négatives et donc non physiques. En dehors de ces valeurs, on peut noter pour la mesure à 532 nm, une distribution piquée entre 0.05 et 0.2, des valeurs compatibles avec le modèle standard d'atmosphère utilisé dans H.E.S.S. Le rapport des AOD à 355 nm et 532 nm présenté à droite de la figure 2.20 montre une distribution relativement large autour de 1.5, qui est la valeur correspondant à l'hypothèse d'aérosols dus aux feux de brousses, soit le paramètre $S_P = 50$.

Pour finir cette présentation des résultats généraux, la figure 2.21 montre l'évolution temporelle de l'opacité optique due aux aérosols pour une période restreinte d'octobre 2011 à janvier 2013, après application de critères de qualité minimum. De manière intéressante, on peut constater à l'automne 2011 et à l'automne 2012 des périodes relativement longues durant lesquels la présence importante d'aérosol est marquée par des mesures d'AOD élevées, en correspondance à la période d'activité humaine de brulis des champs par les populations situées à l'est du site de H.E.S.S., en Namibie, au Botswana et en Afrique du Sud. Cette activité récurrente à l'automne au sud de l'Afrique est aussi détectée par

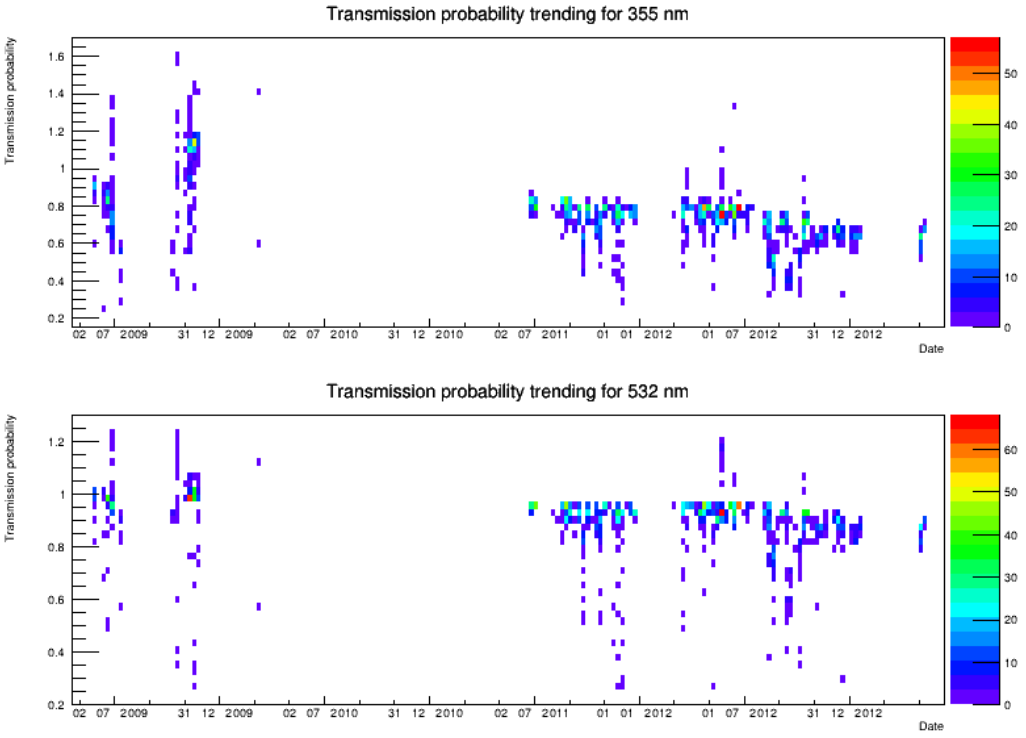


FIGURE 2.19 – Valeurs de probabilité de transmission de 8200 m à 400 m au-dessus du sol pour les 2 longueurs d'onde.

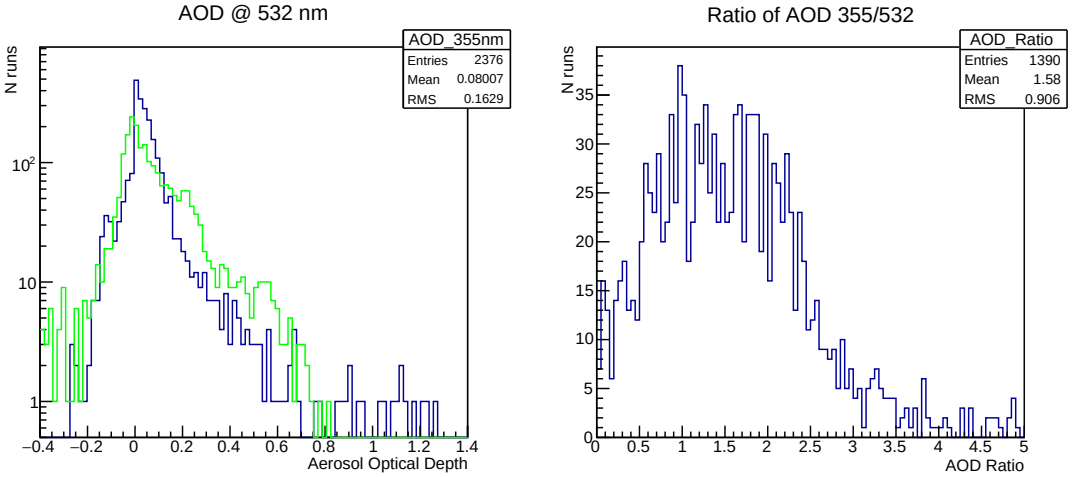


FIGURE 2.20 – Distribution de l'opacité optique due aux aérosols (AOD) pour les 2 longueurs d'onde et l'ensemble du jeu de données, à gauche. Rapport de l'AOD à 355 nm à l'AOD à 532 nm pour chaque prise de données, à droite.

le satellite d'observation terrestre MODIS †, comme cela est présenté sur la figure 2.22. La corrélation directe entre les deux mesures est difficile à réaliser car les mesures MODIS sont diurnes alors que les mesures LIDAR sont nocturnes, cependant à l'œil les périodes de présence forte d'aérosols sont relativement évidentes.

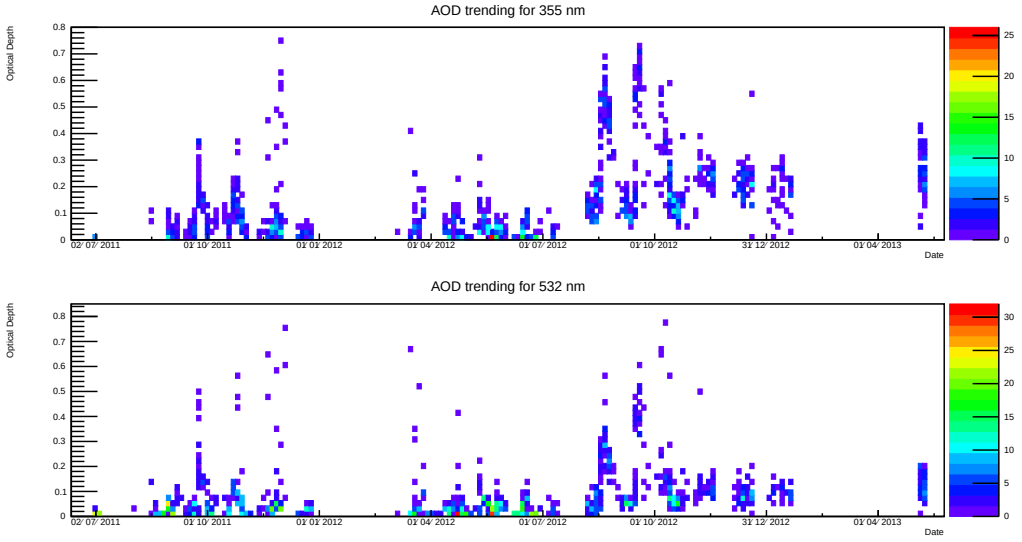


FIGURE 2.21 – Évolution temporelle de l'opacité optique due aux aérosols (AOD) pour les 2 longueurs d'onde et l'ensemble du jeu de données.

**dérivation d'un modèle complet de transmission atmosphérique**

A partir des profils de transmission mesurés par le LIDAR à une ou deux longueurs d'onde entre 400 m au–dessus du sol et $R_0 \sim 12000$ m au–dessus du niveau de la mer, il faut pouvoir produire un modèle complet de transmission atmosphérique pour toutes les longueurs d'onde et pour des altitudes de 1800 m à 100 km au–dessus du niveau de la mer. Le modèle standard est produit à l'aide du programme MODTRAN, et a été défini par approximations successives par rapport aux observations atmosphériques et aux mesures par les télescopes Cherenkov. Idéalement, il faudrait pouvoir configurer MODTRAN afin de reproduire le profil d'extinction de chaque prise de données LIDAR. En pratique, c'est un exercice complexe, d'une part parce que le nombre de paramètre d'entrée est grand et d'autre part parce que les mesures avec un LIDAR élastique ne contraignent en fait que la sortie du programme, et non pas les entrées.

Nous avons donc établi une procédure nous permettant de mettre à l'échelle la table de transmission atmosphérique standard via l'utilisation des données LIDAR, et ce de manière automatique pour chaque prise de données. Au premier ordre, cela permet de reproduire de manière assez fidèle l'extinction mesurée par le LIDAR.

La première étape consiste à ingérer la table des profils d'opacité optique pour l'ensemble des longueurs d'onde, puis à extraire les profils d'extinction totale par simple dérivation. Ensuite, l'idée est d'extraire les profils d'extinction des aérosols uniquement, par soustraction de l'extinction due à la diffusion Rayleigh, celle–ci étant calculée à partir du profil de température/densité de l'atmosphère standard. Il est alors possible de comparer les

†. https://modis-atmos.gsfc.nasa.gov/

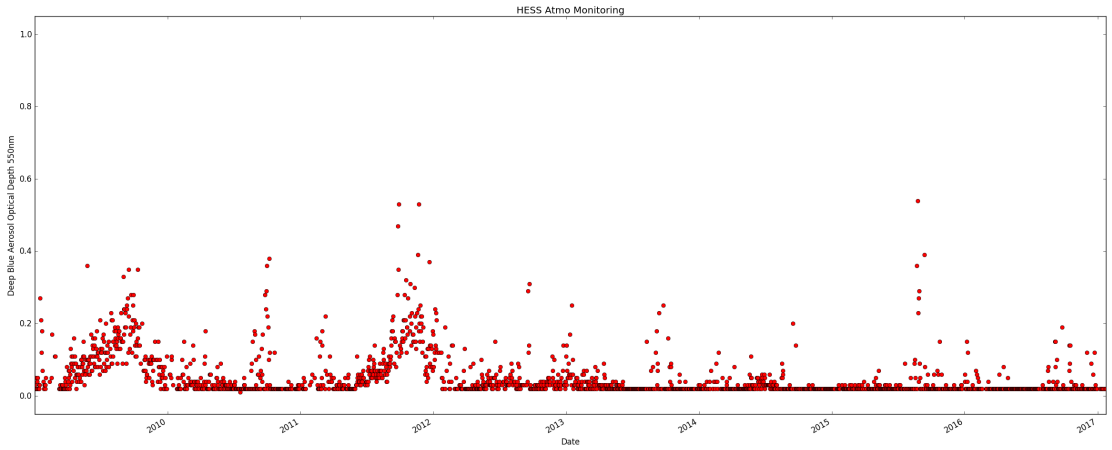


FIGURE 2.22 – Evolution temporelle de l'opacité optique due aux aérosols (AOD) à 550 nm telle que reconstruite par l'algorithme *Deep Blue* sur les données du satellites MODIS. J'ai développé à cet effet un paquet logiciel disponible sur le dépôt dépôt GitHub "bregeon/Modis".

profils d'extinction dus aux aérosols, tels qu'existant dans le modèle et tels que mesurés par chaque tir LIDAR pour les deux canaux à 355 nm et 532 nm. Les mesures à 532 nm étant globalement plus stables, ce canal sert de référence : nous calculons donc ensuite le ratio des profils d'extinction due aux aérosols mesurée par le LIDAR et celui du modèle à 532 nm. Ce profil de ratio d'extinctions est utilisé comme facteur d'échelle pour toutes les autres longueurs d'onde : à noter qu'en–dessous de 400 m, et au–dessus de $R_0$, le ratio est imposé à 1, on conservera donc le modèle initial d'extinction. A partir des profils corrigés d'extinction due aux aérosols, les tables d'opacité optique totale sont reconstruites, en re–sommant la composante due à la diffusion Rayleigh et en intégrant les profils par rapport à l'altitude. La figure 2.23 présente les résultats mis à l'échelle des tables d'opacité pour le tir LIDAR 80363 : pour ce *run*, le facteur de correction est significatif entre 3500 m et 5500 m (voir le profil sur la figure 2.15), ce qui se traduit par une augmentation sensible de l'opacité intégrée dans cet intervalle d'altitude.

### résultats obtenus sur la nébuleuse du Crabe

Dans le cadre de sa thèse, soutenue à l'automne 2018, Justine Devin a réalisé l'analyse de 22 *runs* d'observation de la nébuleuse du Crabe, acquis entre le 16 novembre 2012 et le 13 janvier 2013. Tous les détails sont données dans son manuscrit de thèse [48], je ne ferai ici que donner les résultats synthétiques.

L'analyse se base sur l'utilisation de nouveaux outils développés par la collaboration H.E.S.S., permettant de produire des fonctions de réponse à partir de simulations spécifiques à chaque *run*, on parle de *Run Wise Simulations* (RWS). Justine a étendu le logiciel de façon à pouvoir introduire dans les simulations de chaque *run*, les tables d'opacité optique calculée via la méthode décrite dans la section précédente. Les fonctions de réponse ont donc été dérivées pour chaque *run* à la fois pour le modèle de transmission standard et pour le modèle de transmission obtenu via les données LIDAR. Chaque *run* a ensuite été analysé 3 fois : via la méthode "classique", via la méthode RWS avec l'atmosphère standard et via la méthode RWS avec l'atmosphère LIDAR.

Les profils de profondeur optique pour le jeu de donnée du Crabe sont présentés sur la

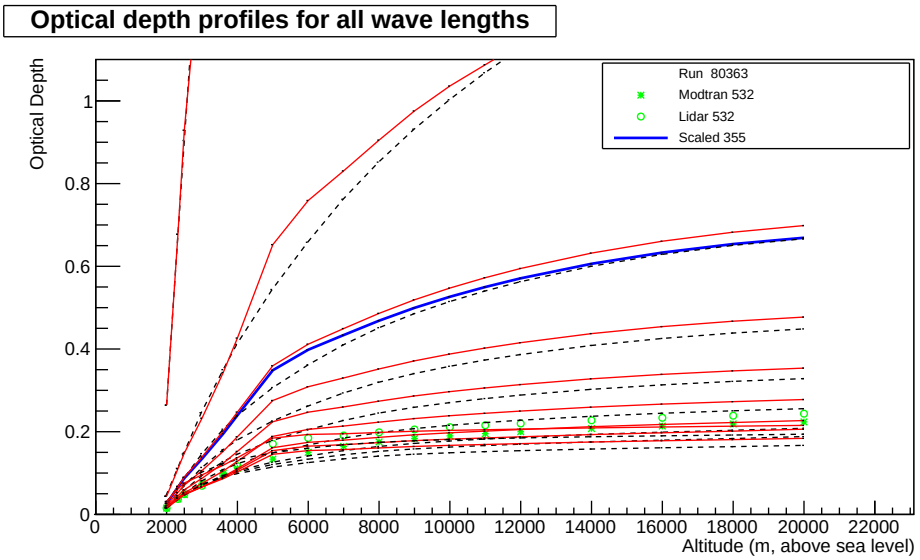


FIGURE 2.23 – Profils d'opacité optique totale mis à l'échelle à partir des données du tir LIDAR 80363. Les étoiles vertes représentent le modèle et les points verts ouverts les mesures LIDAR à 532 nm. La ligne bleue représente le modèle mis à l'échelle à 355 nm. Le modèle MODTRAN initial est en trait interrompu, de 400 nm à 800 nm par intervalle de 50 nm. Les lignes rouges correspondent au modèle mis à l'échelle pour ces mêmes longueurs d'onde.

figure 2.24. On constate qu'une partie des *run* est plus opaque (les 5 derniers en particulier) que le modèle alors qu'une autre partie est globalement plus transparente.

L'analyse conjointe des 22 *runs* est présentée sur la figure 2.25. Le spectre est ajustée par une simple loi de puissance entre 800 GeV et 10 TeV. Globalement l'analyse RWS donne des résultats très similaires avec le profil standard et les profils LIDAR, mais on constate un léger écart sur la valeur de l'indice spectral de l'analyse "classique". Cela n'est cependant pas fondamentalement un problème puisqu'il s'agit ici de comparer les résultats avec ou sans profils d'atmosphère obtenus avec le LIDAR.

L'un des objectifs principaux de l'utilisation du LIDAR est de pouvoir réduire les incertitudes systématiques introduites par la méconnaissance de l'atmosphère. Afin de déterminer si l'utilisation des profils LIDAR dans les simulations permet de réduire ces incertitudes systématiques, nous avons choisi de contrôler la stabilité du flux reconstruit *run* par *run* de la nébuleuse du Crabe. En effet, sous l'hypothèse (communément admise) que le flux de gamma au TeV en provenance de la nébuleuse du Crabe soit constant, l'utilisation de profils de transmission atmosphérique mesurés avec le LIDAR (et donc plus proches de la réalité) pour la production des fonctions de réponse devrait permettre de réduire la dispersion de la distribution du flux reconstruit *run* par *run*. La figure 2.26 présente les flux reconstruits pour chaque *run* avec ou sans l'utilisation du profil LIDAR. Les valeurs de $\chi^2$ des résidus autour de la valeur du meilleur ajustement sont aussi reportées pour chaque lot de donnée : ce premier résultat est encourageant dans la mesure où la valeur du $\chi^2$ est significativement plus faible lorsque l'on utilise les profils lidars. Un bémol, cependant, est que même en utilisant les profils lidars, la valeur du $\chi^2$ n'est pas compatible avec un flux constant, ce qui trahit la présence d'erreurs systématiques résiduelles, soit dans l'exploitation des données LIDAR, soit en provenance d'autres sources.

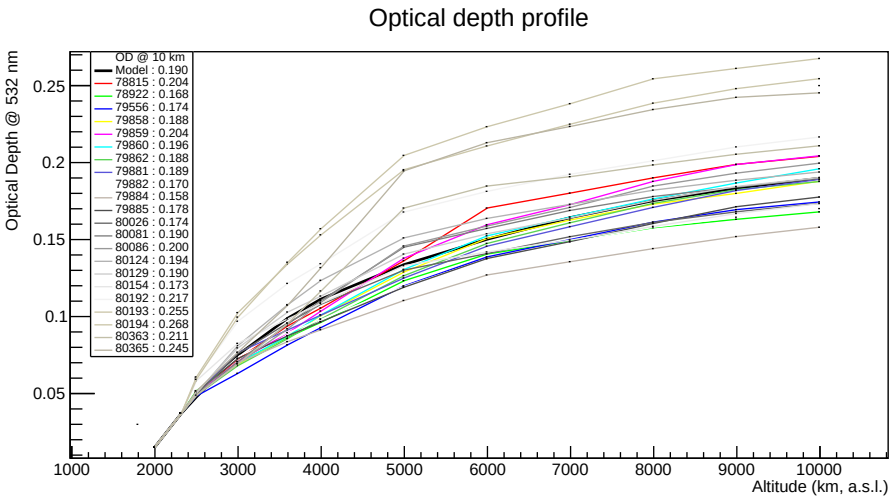


FIGURE 2.24 – Profils d'opacité optique totale pour les 22 *run* d'observation de la nébuleuse du Crabe. La ligne noire correspond au modèle standard.

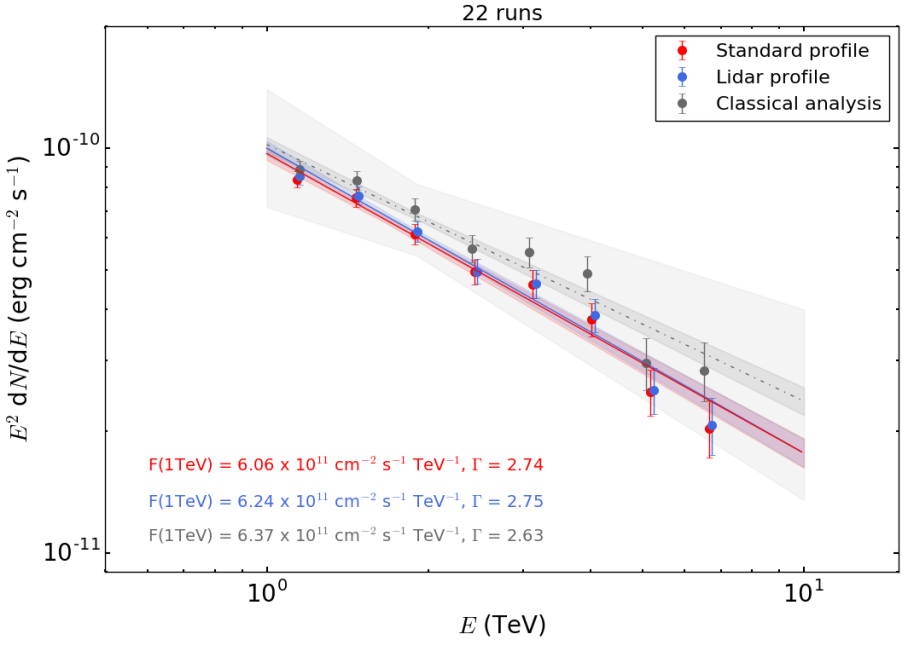


FIGURE 2.25 – Spectres reconstruits pour l'ensemble du lot de donnée via les 3 méthodes proposées : analyse classique, RWS standard, RWS LIDAR.

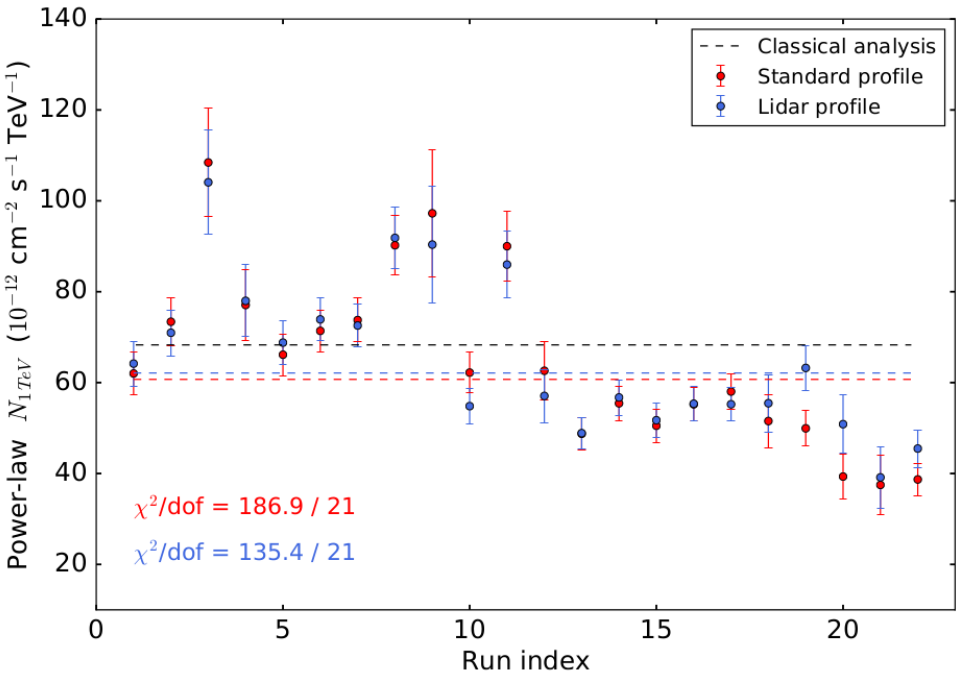


FIGURE 2.26 – Flux reconstruits pour chacune des 22 observations de la nébuleuse du Crabe : analyse avec le profil standard d'atmosphère en rouge, et en bleu avec les profils LIDAR dérivés pour chaque prise de données.

Les résultats obtenus par J. Devin pendant sa thèse sont plus qu'encourageant pour l'avenir : ils montrent que l'on peut s'appuyer sur des mesures LIDAR pour améliorer la description de l'atmosphère utilisée dans les simulations et que ceci a un impact sur les mesures astrophysiques. Pour faire suite à ces travaux, un cas simple d'application pourrait être de mettre des contraintes inédites sur la stabilité du flux de la nébuleuse du Crabe au TeV, alors que celui–ci est variable autour du GeV [49].

Beaucoup de travail reste cependant à accomplir, d'une part sur la qualité de l'inversion de l'équation du LIDAR, et sur la constance des mesures d'autre part. L'utilisation d'un LIDAR de type élastique implique de faire une hypothèse forte sur le facteur $S_P$ caractérisant le type d'aérosol présent, et celui–ci a une forte influence sur l'extinction reconstruite : c'est une source d'incertitude à prendre en compte. Par ailleurs, acquérir de manière systématique des données LIDAR pour chaque prise de données afin de pouvoir garantir un niveau de qualité stable sur de longues périodes est un véritable challenge surtout si l'on ne peut se permettre d'avoir un expert à demeure sur site. Le développement d'un LIDAR de type Raman de nouvelle génération a été entrepris par le LUPM avec pour objectif de fournir un instrument de mesure moderne, robuste et performant à l'observatoire CTA.

### 2.4.4 LIDAR Raman pour CTA

Le LUPM est responsable de la mise au point d'un LIDAR de type Raman pour le monitorage de l'atmosphère sur site [50]. G. Vasileiadis est le responsable technique du projet, je contribue pour ma part à la finalisation du design et à diverses tâches plutôt d'ordre administrative. Ce projet est réalisé en collaboration avec l'Université Autonome de Barcelone (UAB) qui développe aussi son propre prototype de LIDAR pour CTA.

Comme cela a été expliqué précédemment, les limites actuelles sur la connaissance de l'atmosphère lors des prises de données Cherenkov sont responsables d'incertitudes systématiques de l'ordre de 20% sur la résolution en énergie ou encore le flux reconstruit d'une source ponctuelle. Or pour CTA, l'objectif est de réduire ces erreurs à moins de 10% voir 5%, ceci sur une large gamme d'énergie. Les LIDARs de type Raman permettent de déterminer avec une grande précision ($< 5\%$ d'erreur) l'épaisseur et la composition moléculaire des couches d'aérosols présents dans l'atmosphère de quelques centaines de mètres à plusieurs kilomètres d'altitude. Des mesures de type Raman rendront possibles la création de modèles d'atmosphère conformes aux prises de données Cherenkov, avec pour objectif à la fois la réduction significative des incertitudes systématiques des analyses scientifiques de haut niveau, et l'amélioration du cycle utile des télescopes via la récupération de lots de données qui seraient autrement écartés pour cause d'atmosphère non–standard.

La caractéristique de la technique Raman est de mesurer directement des composantes d'émission due à la diffusion Raman de molécules spécifiques : on peut par exemple estimer le profil de densité de $N_2$ en mesurant le signal Raman à 388 nm (voir la figure 2.27). En pratique, si l'on en revient à l'équation du lidar 2.4, cela signifie réaliser une mesure décorrélée des composantes de diffusion Rayleigh et de Mie. En outre, grâce aux mesures réalisées simultanément dans de multiples longueurs d'onde, il est possible de contraindre le facteur $S_P$ caractérisant le type d'aérosol en fonction de l'altitude. Avec un LIDAR Raman, l'équation du LIDAR est donc potentiellement *a priori* contrainte, d'où des mesures d'une grande précision.

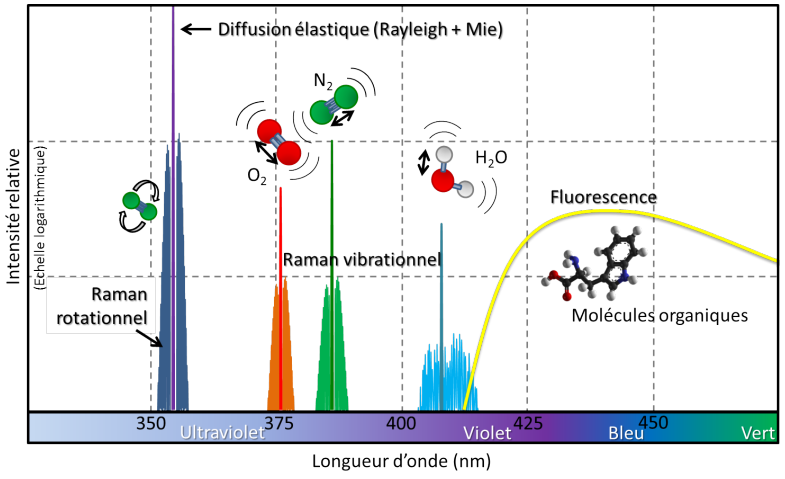


FIGURE 2.27 – Spectre de la diffusion Raman et de la fluorescence exploitables par un lidar à diffusion inélastique pour le sondage d'espèces chimiques spécifiques. Crédits Wikipédia.

### télescope et laser

Une photographie d'ensemble du LIDAR Raman du LUPM dans son conteneur est présentée sur la figure 2.28. Celui–ci a été construit sur la base optique et mécanique d'un télescope de l'expérience CLUE (Cherenkov Light Ultraviolet Experiment). Comme l'émission dans les raies Raman est très faible, 2 à 3 ordres de grandeur plus faible que l'emission par diffusion élastique, une grande surface collectrice est nécessaire afin d'être en mesure de sonder les plus hautes altitudes. Le miroir primaire du télescope, installé sur une monture azimutale, a un diamètre de 1.8 m et a été traité pour réfléchir les ultra–violets.

Les mesures de la fonction d'étalement de point (*PSF*) et de la réflectivité que nous avons effectuées montrent que le miroir a conservé une qualité optique raisonnable, assurant une *PSF* de 6.5 mm environ, et une réflectivité de 64% à 350 nm. Le pointé du télescope est réalisé via une paire de moteurs pas–à–pas avec une précision absolue de 0.02° (bien plus que nécessaire) : les moteurs ainsi que les engrenages et chaines de transmissions sont neufs et pilotés par un automate Panasonic PF7 *Series*, particulièrement stable et robuste. Le télescope, ainsi que les portes du conteneur, sont commandés via une connexion réseau, qui permet aussi de contrôler l'état du système d'alarme et les données météorologiques de la station intégrée.

FIGURE 2.28 – Vue d'ensemble du LIDAR dans son conteneur.

Pour le choix du laser, deux paramètres importants sont entrés en ligne de compte, la puissance pour sonder les hautes altitudes, et la robustesse pour limiter la maintenance. Notre choix s'est donc porté sur le Quantel CFR 400 Nd :YAG, un laser de classe militaire fournissant des pulses de plus de 90 mJoules d'une durée de 9 ns, pour un taux de répétition de 20 Hz à 3 longueurs d'onde (355 nm, 532 nm et 1064 nm). La lumière laser sera émise en configuration coaxiale afin de maximiser le recouvrement entre le cône de lumière émis par le laser et le champ de vue du télescope (voir fonction de recouvrement figure 2.12), et sonder ainsi les plus basses altitudes. La configuration coaxiale requiert l'installation au point focal du télescope, d'un système de miroirs permettant de guider le laser et de le renvoyer sur l'axe optique du système. Afin d'éviter les problèmes d'alignement rencontrés sur le LIDAR élastique de H.E.S.S., nous avons opté pour l'utilisation d'un système automatique d'alignement optique *ad hoc* développé pour nous par la compagnie ThorLabs.

L'interface mécanique pour le support du laser, son système d'alignement et la connexion par fibre optique du point focal du miroir au tube photo–multiplicateur permettant la lecture du signal est la dernière pièce à avoir été intégrée au LIDAR à l'automne 2018. Après avoir discuté plusieurs solutions techniques avec ingénieurs et techniciens, et nous avons convergé sur la réalisation d'une pièce porteuse unique qui a la forme d'une plaque métallique perforée dans le but d'être légère et suffisamment rigide pour éviter des pertes d'alignement intempestives. Pour la connexion du point focal au tube photo–multiplicateur,

nous avons d'abord discuté la possibilité d'utiliser un guide optique rigide permettant de faire repartir la lumière avec un grand angle. Malheureusement, la perte de lumière de ce type de dispositif s'est révélée trop importante et pour le moment nous utiliserons donc simplement une fibre optique effectuant une large courbe. La figure 2.29 montre un schéma de principe de l'assemblage optique pour le renvoi de la lumière laser sur l'axe optique du télescope, le système d'alignement et le renvoi du signal récupéré vers le spectromètre.

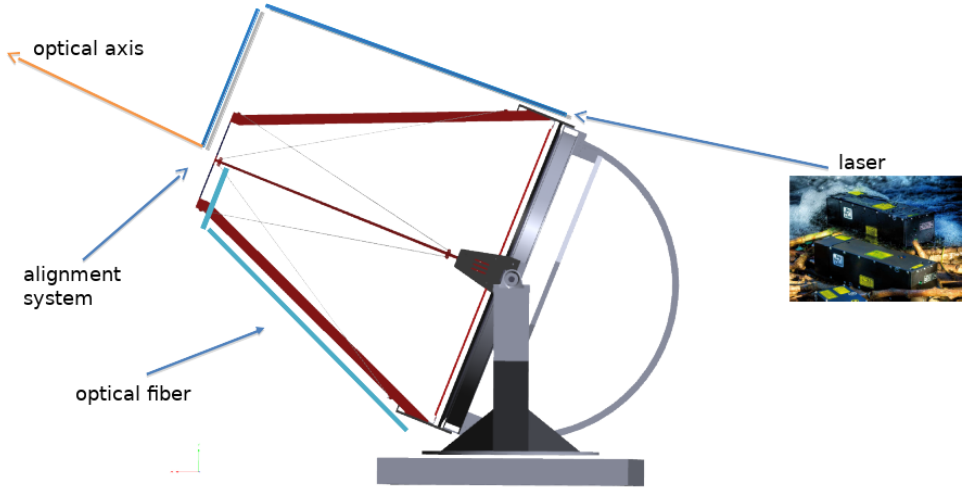


FIGURE 2.29 – Schéma de principe montrant le support pour le renvoi du laser sur l'axe optique, le système d'alignement à réception au point focal et l'assemblage optique pour le renvoi du signal vers le Licel.

### spectromètre Raman et acquisition

La lumière collectée est renvoyée dans une fibre optique ThorLabs de diamètre 8 mm dont la transmission dans l'UV est de plus de 70%, qui est ensuite connectée à l'entrée du spectromètre polychromateur. La figure 2.31 présente le schéma de principe du spectromètre Raman à 4 canaux : 2 canaux élastiques à 355 nm et 532 nm et les 2 canaux Raman associés à 387 nm et 667 nm. Le spectromètre est une pièce maitresse pour un LIDAR Raman performant, nous avons choisi de travailler avec la compagnie grecque Raymetrics®. Le cahier des charges a permis d'aboutir à un design à la fois léger, pour limiter le poids imposé à l'arrière du télescope, avec une mécanique modulaire pour permettre des évolutions si nécessaire, et optiquement très transparent, toujours pour accéder aux plus hautes altitudes.

Le spectromètre a été dessiné, construit et testé par Raymetrics® à Athènes, voir la figure 2.30 qui montre une photographie du spectromètre en phase de test en laboratoire à Athènes. Le spectromètre doit être intégré ce printemps à Montpellier avec l'aide de Raymetrics, des tirs LIDARs de test sont prévus sur le site de l'université.

Le système d'acquisition est basé sur un module standard commercial Licel *. Trois tubes photo–multiplicateurs Hamamatsu R329P PMT reçoivent le signal optique pour les longueurs d'onde les plus basses, alors qu'un Hamamatsu R2257 PMT disposant d'une plus large bande passante de 300 nm à 900 nm est dédié au canal à 607 nm. Les signaux sont transmis au Licel via des câbles blindés d'un mètre de long environ. Le Licel permet

∗. LIDAR computing and electronics http://licel.com/

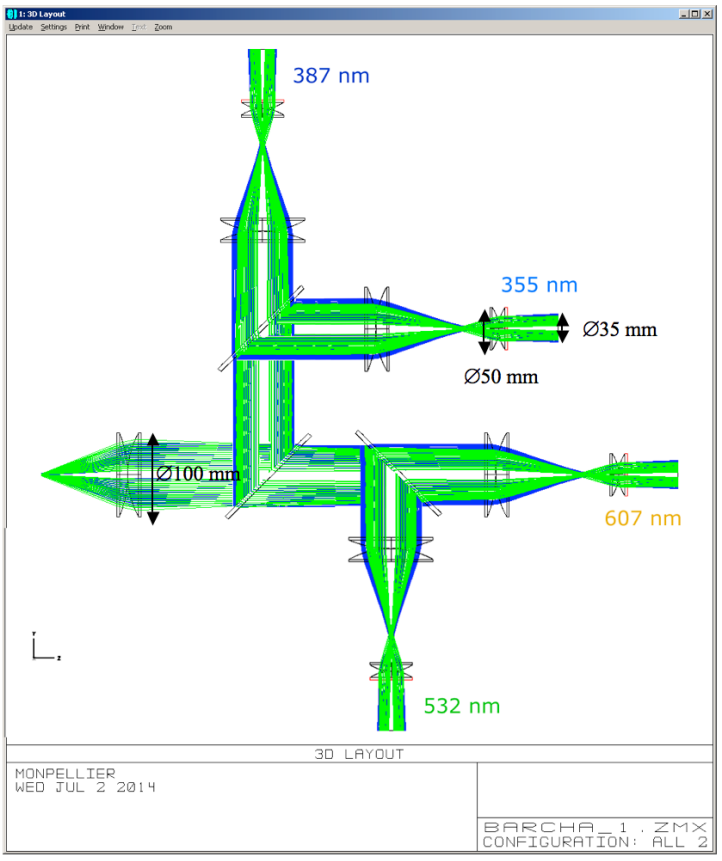


FIGURE 2.30 – Schéma de principe du spectromètre Raman, présentant la distribution des 4 canaux : 2 élastiques à 355 nm et 532 nm, et 2 Raman à 387 nm et 607 nm. La sélection des longueurs d'onde est réalisée à l'aide de filtre passe–bande.

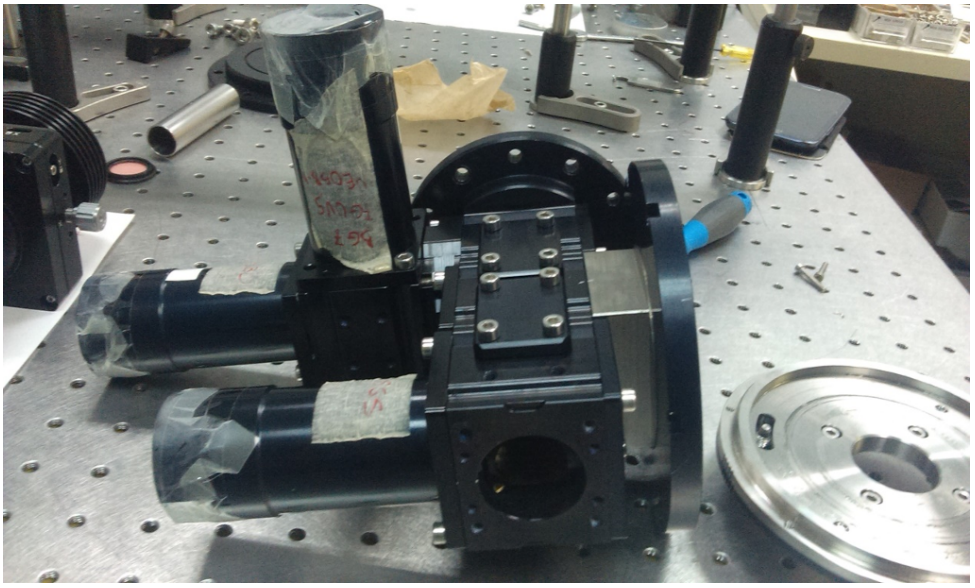

FIGURE 2.31 – Photographie du spectromètre Raman.

d'acquérir n'importe quel canal élastique ou inélastique simultanément en mode analogique et en mode de comptage de photons, ce qui est indispensable à cause de la large gamme de l'amplitude des signaux des différents canaux. La résolution verticale du Licel est de 7.5 m, et la résolution temporelle minimale (temps d'intégration minimum) est de 10 s, ce qui correspond à 200 tirs laser. En fonction des mesures à effectuer (aérosols, cirrus, vapeur d'eau), la résolution en altitude et le temps d'intégration peuvent être optimisés pour améliorer le rapport signal sur bruit.

A plus haut niveau, un aspect important du système d'acquisition est son interface avec le logiciel de contrôle du réseau de télescopes. En effet, compte tenu de la puissance du laser, il est indispensable que le LIDAR soit bloqué lorsque les télescopes prennent des données. La situation est même encore plus complexe sur le site Nord des Canaries, puisqu'il ne concerne pas uniquement les télescopes de CTA, mais tous les télescopes du site. Le système de sécurité du LIDAR doit donc être robuste et vérifié de manière approfondie.

**prévision de tests locaux**

En 2016, nous avons entamé des discussions avec l'antenne régionale de la Direction Générale de l'Aviation Civile (DGAC) en vue d'une demande d'autorisation de tir LIDAR sur le campus de l'Université de Montpellier où se trouve le LIDAR actuellement. Pouvoir faire une série de tirs localement nous permettrait de vérifier une grande partie de l'automate et du système d'acquisition avant de partir sur site, ce qui serait un gain de temps et d'argent significatif. Pour cette demande de tir au près de la DGAC, j'ai réalisé une étude approfondie de l'impact du LIDAR sur le ciel local du point de vue de la sécurité aérienne. A titre d'exemple, étant donnée la puissance de notre laser (Quantel CFR400), on peut calculer † une hauteur de danger oculaire de 4671 m, et une hauteur de visibilité jusqu'à 5443 m (ces hauteurs montrent d'ailleurs la puissance du laser que nous avons choisi). Suite à une réunion avec les contrôleurs aériens à la tour de contrôle de l'aéroport de Montpellier, nous avons obtenu la rédaction d'un protocole entre nos 2 services, qui précisera en particulier les conditions d'arrêt d'urgence d'un essai en cours, la mise en place d'une phase d'essai d'un mois avec une fréquence d'un essai par semaine. Notre objectif reste donc de finaliser au plus tôt l'instrument afin de pouvoir faire les premiers tirs en conditions réelles sur le site de l'Université de Montpellier dès que possible. La figure 2.32 montre une photographie du LIDAR Raman en l'attente du spectromètre à la fin de l'année 2018.

**logiciel d'analyse**

L'analyse des données du LIDAR Raman sera en grande partie similaire à la reconstruction des données du LIDAR élastique de H.E.S.S. L'équation d'inversion est similaire, le point important est que l'on peut déterminer le profil du facteur $S_P$ caractérisant les aérosols en fonction de l'altitude à partir des données. Il devrait donc être possible de réutiliser une bonne partie des procédures et algorithmes développés pour H.E.S.S. (dépôt GitHub "bregeon/HESSLidarTools").

Le code devra cependant être entièrement réécrit afin de pouvoir être utilisé dans le cadre logiciel des pipelines de traitement des données de CTA, `ctapipe` (dépôt GitHub "cta-observatory/ctapipe"), qui est principalement basé sur du code python s'appuyant sur les paquets `SciPy`, `numpy` et `matplotlib`. Cette ré–écriture ne devrait à priori pas poser de problème technique, et j'avais en fait développé ma première analyse LIDAR dans un contexte logiciel similaire (dépôt GitHub "bregeon/LidarEyeball"). Enfin, il faudra adopter

†. Dépôt Github bregeon/LidarNOHD

FIGURE 2.32 – Photographie du LIDAR Raman à la fin de l'année 2018.

un format de données acceptable par CTA, et de nouveau le format FITS proposé apparaît parfaitement adéquat.

L'utilisation des données LIDAR promet cependant d'être bien plus complexe que la simple réduction des profils. En effet, dans le cadre de CTA, il est déjà prévu d'avoir recours à des fonctions de réponse correspondant à des périodes de prise de données bien définies, via la production de simulations Monte–Carlo dédiées. Mais il n'est pas évident qu'il soit possible d'automatiser entièrement la production de tables de transmission à partir des profils LIDAR. On peut imaginer cependant que les données LIDAR permettent de définir un petit nombre de tables de transmissions standards, et que pour chaque période de données, la table de transmission la plus proche soit choisie. Puis si cela n'est pas suffisant, une analyse plus fine pourrait être réalisée manuellement pour obtenir des tables de transmission adéquates pour chaque période considérée.

**conclusions**

Le LIDAR Raman du LUPM est aujourd'hui quasiment complet du point de vue matériel. Les premiers tests seront réalisés à Montpellier au printemps 2019 et permettront de valider définitivement les choix techniques et technologiques. Ces premiers tests nous donneront aussi l'occasion de développer les outils de réduction des données dans le cadre logiciel proposé par CTA.

L'objectif, à moyen terme, est d'être prêt à livrer le LIDAR Raman sur site, probablement aux îles Canaries, à l'horizon 2020, afin de commencer une caractérisation approfondie de l'atmosphère au–dessus de l'île de La Palma.

## 2.5 Gestion des données et des ressources de calcul

Les données de CTA cumulent deux particularités qui vont rendre leur gestion quelque peu complexe, ce qui nécessite un travail de préparation approfondie. La figure 2.33 présente le flux de données en production, à partir de la prise des données des télescopes sur les deux sites (en bas à gauche), à travers le pipeline de traitement de données (au centre) et jusqu'à la distribution publique des données de haut niveau (en bas à droite). D'une part, les données de niveau 0 produites par les télescopes occuperont un volume conséquent, soit plusieurs peta octets supplémentaire par an. D'autre part, les données seront publiques au bout d'une période donnée, et les données de niveau 3 (listes de photons datés avec leur énergie et leur position dans le ciel) en particulier devront pouvoir être utilisées simplement par des astronomes non expert du domaine gamma. Il est à noter cependant que le volume des données de niveau 3 qui doivent être distribuées est lui limité à une centaine de giga octets par an.

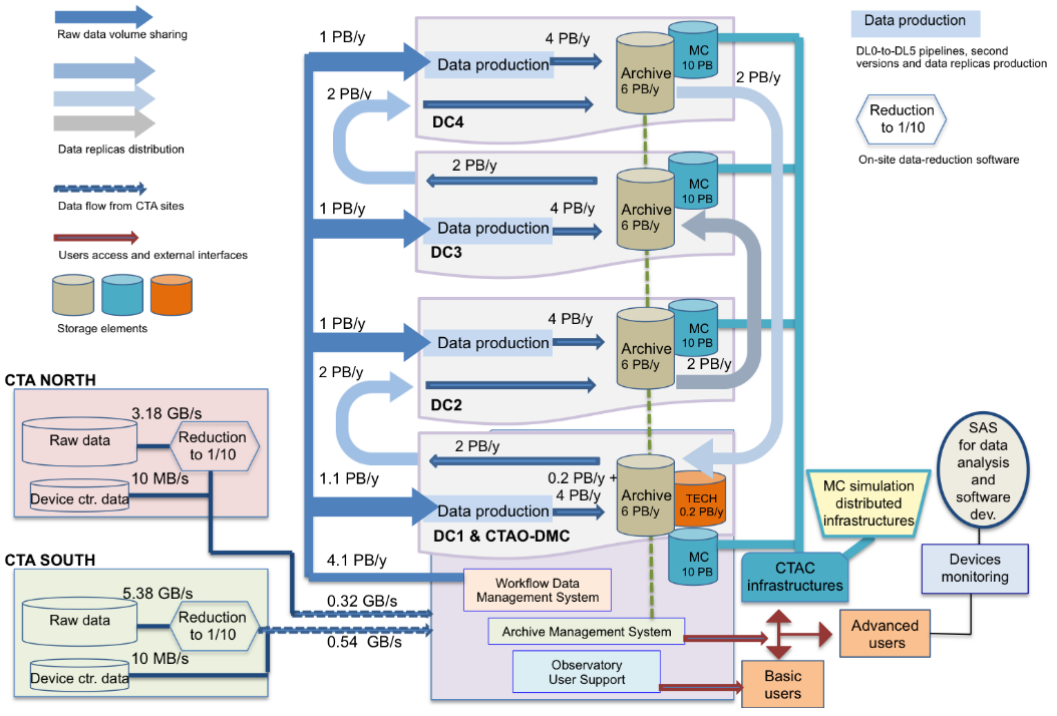


FIGURE 2.33 – Schéma du flux de données de CTA : acquisition sur site, traitement, distribution. Extrait de [51]

Cet état de fait représente une nouveauté dans le domaine gamma. Pour l'observatoire Fermi par exemple, le volume de données de niveau 0 est limité par la bande passante disponible pour transmettre les données vers le sol, soit quelques dizaines de giga–octets par jour, d'où l'idée d'appliquer à bord une étape de filtrage pour optimiser l'envoi de photons au sol. Pour l'expérience H.E.S.S., les volumes de données sont relativement conséquents, notamment depuis l'entrée en fonction du grand télescope, et celles–ci ont été transférées pendant de nombreuses années de Namibie vers l'Europe sur des bandes magnétiques transportées dans une simple valise. Pour H.E.S.S., si les volumes de données sont grands, les données restent globalement privées, et le problèmes de qualité peuvent donc

être traitées en interne. Dans le cas de CTA, la gestion des données doit être suffisamment performante et organisée afin que les données puissent être transférées des sites d'acquisition vers les centres de calcul le plus rapidement possible et de manière sécurisée. Le traitement des données et leur mise à disposition au propriétaire des données, ou au public, doivent eux aussi être à la fois rapide, automatique et respecter des critères de qualité et de confidentialité très strictes.

Le LUPM est fortement impliqué depuis plusieurs années dans les lots de travail concernant l'organisation et le traitement des données de CTA, avec en ligne de mire le fait que la distribution des données aux utilisateurs via les protocoles de l'observatoire virtuel soit à la fois rapide, simple et efficace. Depuis 2013, je consacre l'essentiel de mon temps dédié à CTA aux lots de travail dédiés à la gestion des données sur deux volets : le développement d'un système de gestion des ressources de calcul distribuées (*Computing Resource Management System*, `CRMS`), associé à la responsabilité de la production des simulations Monte–Carlo, et l'élaboration du modèle de données global de CTA, avec un accent sur le problème de la *provenance*. J'ai en outre participé à l'écriture de la *"Technical Design Review"* du lot de travail `DATA` en 2015, non seulement pour les parties me concernant directement sur le `CRMS` et le modèle de données, mais aussi de manière plus générale sur plusieurs chapitres relevant de thèmes sur lesquels j'ai des compétences (infrastructure et pipelines en particulier). Une partie des ses informations a aussi fait l'objet d'une contribution à l'ICRC en 2015 [51].

### 2.5.1 Modèle de données

Le travail sur le modèle de données concerne la définition d'un modèle théorique qui décrit comment organiser, marquer, traiter, chercher ou sélectionner les données de CTA. Le LUPM est notamment en charge de la description de la provenance des données : lorsqu'un utilisateur télécharge le spectre en énergie d'un objet céleste, comment sait-il quelles données ont été utilisées pour le créer et comment ces données ont été traitées ? Ce problème en apparence banal est en réalité complexe à résoudre pour CTA car les chaînes de traitement comportent de nombreuses étapes et algorithmes. La provenance des données est donc une information d'une importance capitale pour le chercheur qui souhaite en faire une interprétation correcte.

Ce travail sur le modèle des données de CTA est réalisé par le LUPM en collaboration étroite avec le Laboratoire de l'Univers et (de ses) Théories (LUTH) de l'Observatoire de Paris et des experts du Centre de Données Astronomiques de Strasbourg (CDS). En 2014, une ingénieur de recherche (IR) en informatique a travaillé à temps plein sur le développement du modèle global des données, puis depuis 2015, une autre IR informatique a pris le relais à 30% d'ETP pour approfondir la partie provenance.

La figure 2.34 présente la version du modèle global des données établie en juillet 2018 : la partie gauche explicite la gestion des requêtes de proposition d'observation de la part des utilisateurs, la partie droite la configuration correspondante des réseaux de télescopes pour la réalisation de ces observation. Ce modèle global est maintenant quasiment complet et est en attente d'être implémenté dans l'architecture de traitement des données de CTA.

Le travail sur le modèle de données de provenance a consisté en une adaptation du modèle de base proposé par la W3C ∗, au cas de l'astronomie. Le travail a été réalisé conjointement par des personnes de plusieurs instituts européens en se basant sur plusieurs cas d'utilisation variés, dont CTA. L'état d'avancement du modèle de provenance, qui a été

∗. https://www.w3.org/TR/prov-dm/

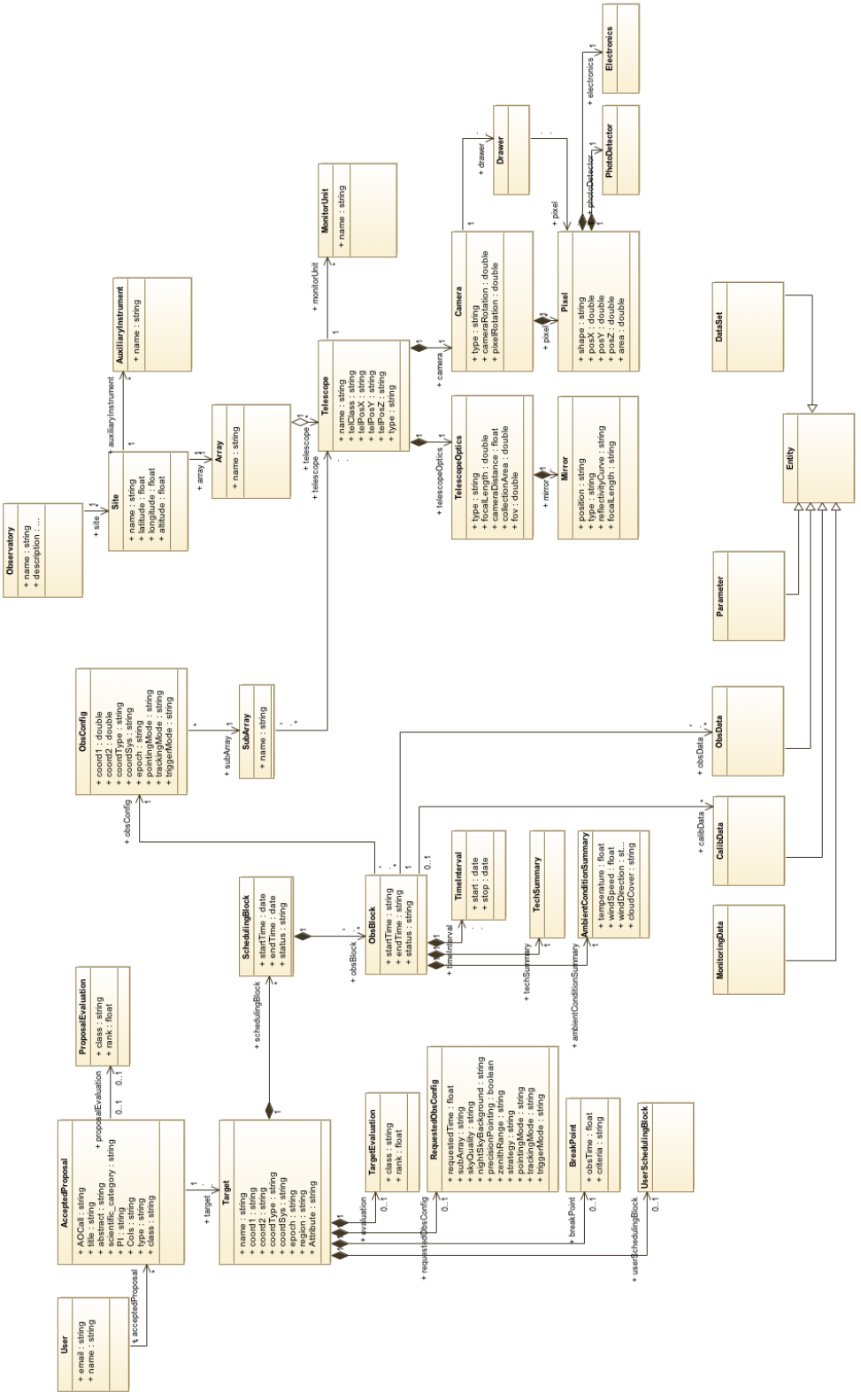


FIGURE 2.34 – Schéma global du modèle de données de CTA en juillet 2018. Une version précédente avait été présentée à l'ICRC en 2015 [52]

intégré dans le modèle gobal †, a été présenté au meeting de l'ADASS à Sydney en Octobre 2015 [53], ainsi qu'au meeting de l'IVOA (*International Virtual Observatory Alliance*) à Heidelber en Juin 2016. La figure 2.35 montre le modèle de provenance générique (entité, activité, agent) qui devra être appliqué à chaque étape de chaine de traitement des données de CTA.

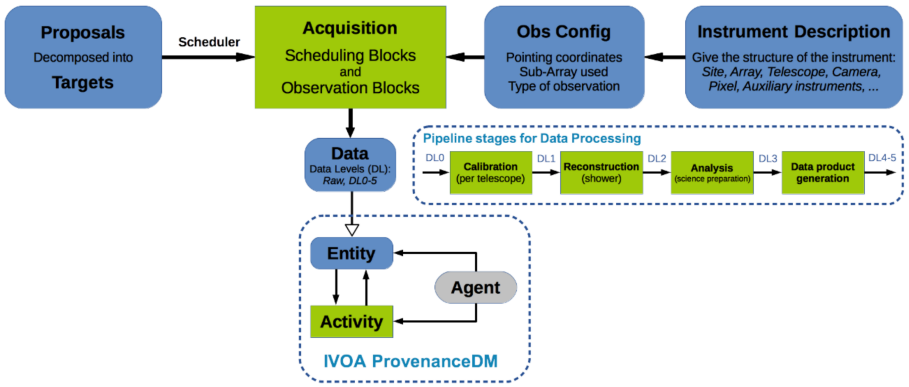


FIGURE 2.35 – Schéma représentant la description générique de la provenance des données de CTA pour chaque activité. Chaque étape ou activité de traitement des données ajoute un lot de meta–données de provenance aux données traitées. L'objectif du travail est de normaliser cette description et de comprendre comment agréger et synthétiser au mieux ces meta–données afin qu'elles soit utiles à l'utilisateur final ainsi qu'aux experts de CTA.

Le fait de s'appuyer sur des cas concrets d'utilisation a permis de pouvoir développer, en parallèle au modèle théorique, des outils implémentant la provenance dans une chaine de traitement. Pour CTA, la figure 2.36 présente le détail du modèle de provenance appliqué à un outil scientifique : l'exécutable *ctbin* apparaît accompagné de la configuration/paramètres appliqués, y compris le fichier d'entrée, puis les deux fichiers de résultats données et log.

Le modèle de provenance est maintenant bien établi avec la première version du document complet le définissant approuvé en septembre 2017. L'implémentation dans le pipeline de traitement de données de CTA a déjà commencé avec la création d'une classe de référence permettant de suivre les algorithmes appliqués sur les données. Dans ce cas aussi en revanche, l'infrastructure, en terme de base de données notamment, disponible dans CTA ne permet pas de test exhaustif.

### 2.5.2 Modèle de calcul

Dans le cadre de la TDR de 2015, plusieurs modèles de calcul ont été comparés et chiffrés, afin notamment de comprendre si dans le cas de CTA, il est préférable de se baser sur un unique centre de calcul centralisant toutes les ressources ou plutôt sur une large distribution des ressources dans plusieurs centres de calcul. Bien qu'encore en discussion, le modèle permettant d'optimiser à la fois la qualité de service, la sécurité des données et les coûts, en terme de personnel notamment, met en scène un nombre limité de centres de calcul. Avec 4 entités comme présenté sur la figure 2.37, si chaque centre contient la moitié des données, on assure facilement la redondance du point de vue de la sauvegarde des données et de leur traitement par des nouvelles versions de le pipeline de reconstruction. En plus

†. IVOA Provenance Data Model : http://www.ivoa.net/documents/ProvenanceDM/

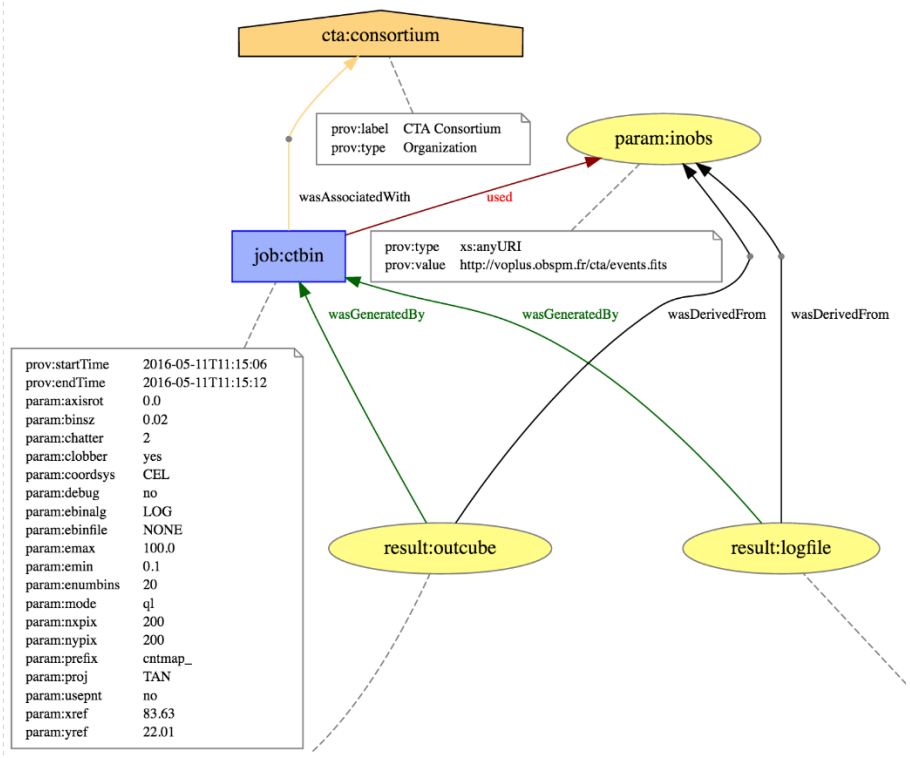


FIGURE 2.36 – Exemple d'application du modèle de provenance sur un outil scientifique : *ctbin* des `ctools`

de ces centres possédant des ressources propres importantes, un centre de gestion, baptisé le (*Science Data Management Center*) sera chargé de l'orchestration de la distribution de l'utilisation des ressources dans les centres de calcul et aura le rôle d'interface privilégiée avec les utilisateurs de l'observatoire.

Une idée fondamentale est que l'observatoire CTAO ne doit pas avoir d'immenses ressources propres mais doit pouvoir signer des accords sur des services à fournir, avec bien sûr des spécifications sur le niveau de qualité requis, avec des centres de calcul qui conservent toute l'expertise sur le matériel et les logiciels de bas niveau, que ce soit pour le calcul, la sauvegarde des données ou le réseau. En s'appuyant initialement sur un petit nombres de centres dont l'expertise internationale est reconnue, en particulier des centres faisant partis des *Tiers* 1 ou 2 de WLCG (réseau de centre de calcul des expériences du CERN), le risque en terme de manque de ressource ou de qualité de service sera limité. Cette option permet par la suite une mise à l'échelle relativement simple si nécessaire, en ajoutant de nouveaux "sites" qui pourraient éventuellement être des ressources commerciales.

### 2.5.3 Infrastructure logicielle pour la gestion des ressources de calcul distribuées

#### architecture

Le modèle distribué, présenté dans la section précédente et sur la figure 2.37, nécessite cependant que les sites utilisés soient parfaitement interconnectés du point de vue réseau, et que des outils adaptés soient mis en place pour utiliser l'ensemble des ressources de

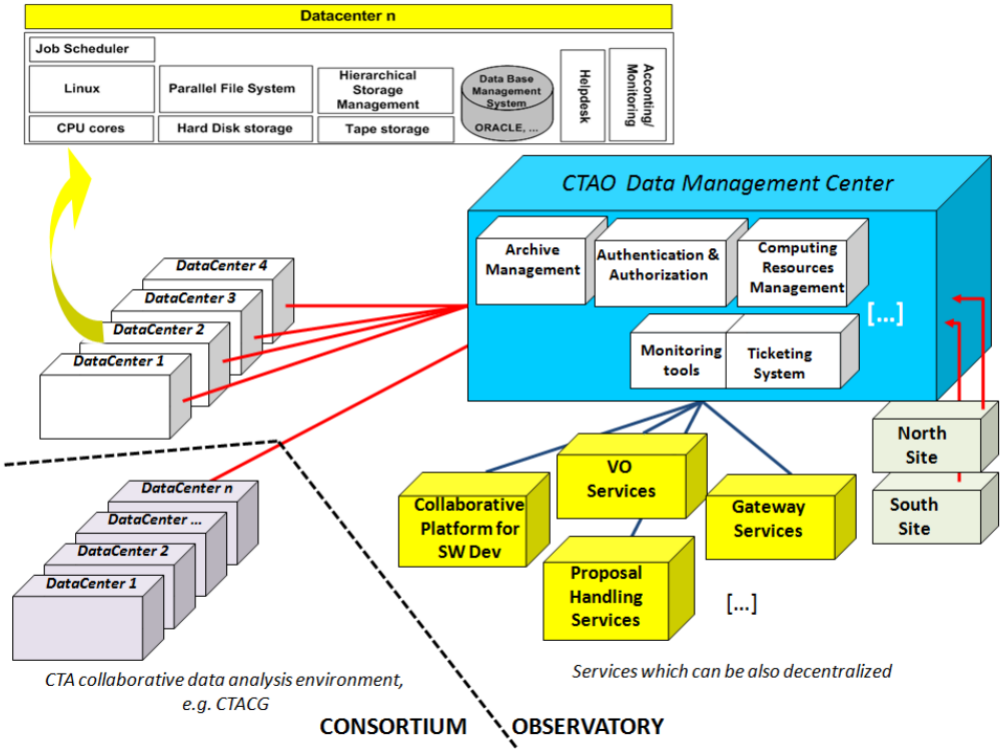


FIGURE 2.37 – Schéma du modèle de calcul de CTA, tel que présenté dans la TDR DATA de 2015. La principal caractéristique de ce modèle est de proposer une distribution limitée à un nombre réduit de centres de calcul, 4 en l'occurrence, afin d'optimiser les coûts, la sureté et la capacité de retraitement des données via la réplication.

calcul et de stockage en toute transparence pour l'utilisateur final. Dans le diagramme architectural préliminaire du *Data Processing and Preservation System* sur la figure 2.38, la gestion des ressource de calcul est représenté par le bloc central CRMS (*Computing Resource Management System*) et la gestion du stockage par le blocs *Bulk Data Archive*.

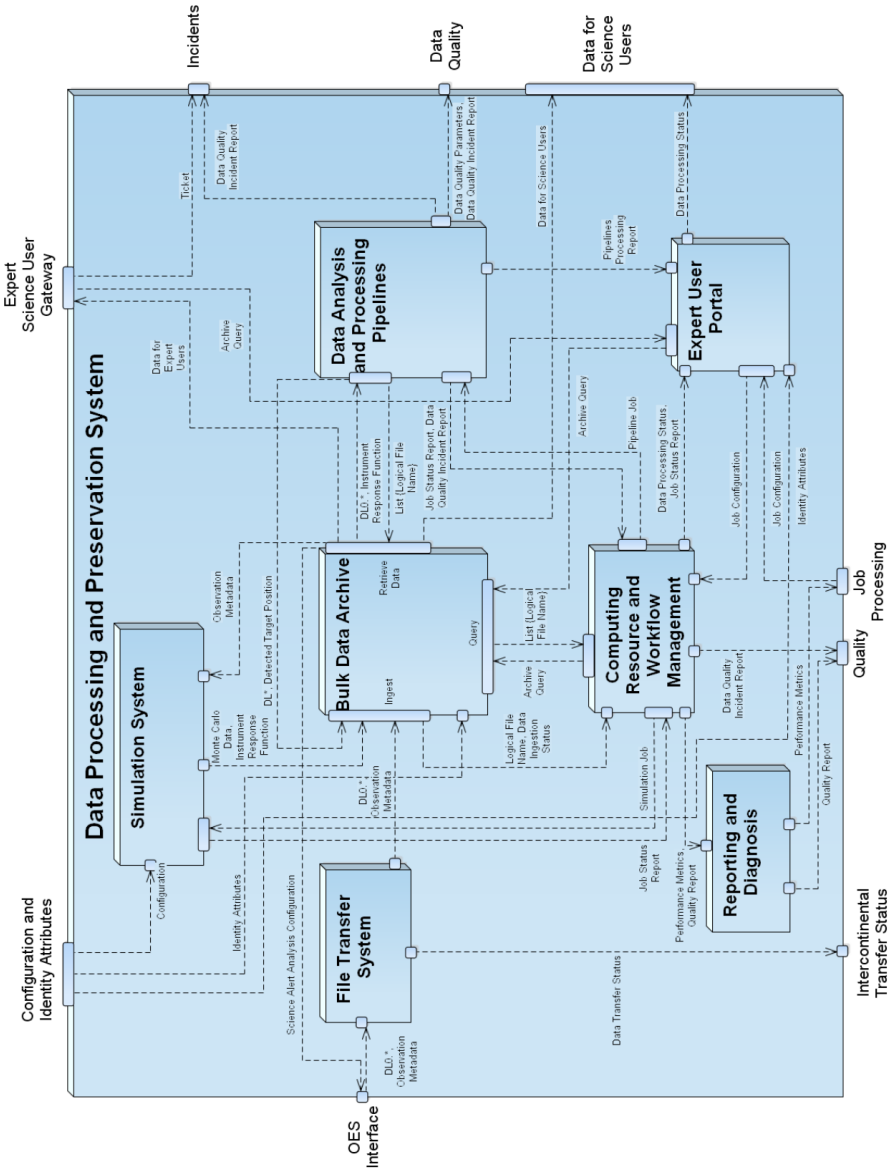


FIGURE 2.38 – Architecture préliminaire du DPPS : *Data Processing and Preservation System*

### DIRAC pour CTA

Actuellement, les ressources mises à disposition pour le consortium CTA sont principalement issus de la grille de calcul EGI, un outil est donc nécessaire pour optimiser l'utilisation des ressources lors de la production des simulations Monte–Carlo. Le LUPM a

choisi pour cela de développer un prototype basé sur DIRAC[†], une couche logicielle s'insérant entre l'utilisateur et les outils d'accès bas niveau à la grille de calcul permettant de faciliter et d'optimiser l'efficacité de la gestion des tâches. Nous avons donc développé une extension à DIRAC, baptisée `CTADIRAC`, et mis en place une instance propre du système pour la gestion de ces ressources et la distribution des tâches sur la grille. Ce travail a été initialement réalisé avec l'aide des membres du consortium DIRAC. Puis, de par son intérêt pour ce logiciel et ses contributions à la communauté, le LUPM a ensuite choisi de passer de simple utilisateur, à membre à part entière du consortium DIRAC. Compte tenu des bonnes performances obtenues avec le prototype mis en place, et qui seront détaillées ici et dans la section 2.6, le LUPM est en mesure de proposer `CTADIRAC` comme *Computing Resource Management System* pour l'observatoire CTAO.

DIRAC est une plateforme logiciel pour la gestion des ressources de calcul et de stockage, initialement développé dans le cadre de l'expérience LHCb du CERN, et qui a trouvé ensuite des utilisateurs dans de nombreux domaines. L'architecture de la plateforme se base sur le paradigme des services, dans lequel chaque système fonctionne à partir d'un service, d'agents et de bases de donnée. Les systèmes principaux utilisés dans le cadre de CTA sont les suivants :

- *Workload Management System* (WMS) : le système qui orchestre la vie des tâches sur les nœuds de la grille de calcul, de leur création à leur fin, et propose aussi une gestion de la séquence des process à l'intérieur des tâches.
- *Data Management System* (DMS) : le système de gestion des données, qui inclut un catalogue de fichier gérant les méta–données.
- *Transformation System* (TS) : un système générique d'automatisation des tâches locales ou non, qui permet aussi la création de processus de traitement de données.

Pour CTA, le LUPM a mis en place une instance propre de DIRAC avec des serveurs distribués dans 3 centres de calcul (CC-IN2P3 à Lyon, PIC à Barcelonne et DESY à Zeuthen) : 5 serveurs font tourner les systèmes principaux, en particulier pour le WMS services et agents sont séparés sur nos machines les plus puissantes, 2 serveurs sont utilisés pour les bases de données MySQL et 1 serveur héberge le portail web. Concernant les bases de données MySQL, celle du catalogue de fichier, qui est la plus critique et la plus intensément utilisée, est en fait fourni sous la forme d'un service par le CC-IN2P3. Certaines des machines ne sont pas des serveurs physiques mais des machines virtuelles, ce qui a occasionné parfois quelques redémarrages intempestifs lors des mises à jour de la plateforme, mais nous sommes confiants sur le fait que ce type de problème pourra être évité en production.

**extension des interfaces**

Les services et interfaces proposés dans le coeur de DIRAC sont remarquablement complets, nous avons cependant choisi de développer un greffon `CTADIRAC` (disponible sur le dépôt GitHub "cta-observatory/CTADIRAC") pour plus de flexibilité et de modularité. Les extensions principales sur lesquelles nous avons travaillé sont les suivantes :

- gestion des applications : un module spécifique permet de configurer l'utilisation d'une application sur le nœud de calcul, en général au début de la tâche. Les applications sont en effet disponibles via 3 canaux : l'espace logiciel standard réservé sur les nœuds de grille, un montage réseau utilisant `CVMFS`[‡] et le téléchargement d'un paquet à partir d'un espace de stockage grille. Le module est capable de chercher et

†. http://diracgrid.org/
‡. *CernVM File System*

d'installer le logiciel demandé via l'un de ces 3 canaux.

- gestion des processus : DIRAC contient une interface `Job` de référence qui permet de définir un processus en plusieurs étapes à réaliser séquentiellement au cours de la tâche. Chacune des applications utilisés pour CTA dispose d'une interface augmentée afin d'en uniformiser et d'en faciliter l'utilisation. L'utilisateur doit simplement définir le nom de l'application, la version, la configuration et l'ensemble de fichiers à traiter le cas échéant.
- gestion des données : un module utilisant l'interface au *Dirac File Catalog* permet de faciliter et d'uniformiser la sauvegarde des fichiers produits, et surtout des méta–données associées, sur les espaces de stockage de la grille. Nous devons en effet déjà gérer plus d'une centaine de millions de fichiers avec plus d'une vingtaine de méta–données, correspondant à plus de 3 Po d'espace disque.

**extension des systèmes**

A partir du greffon `CTADIRAC`, nous avons aussi apporté des améliorations significative au *Transformation System* (TS), et développé un nouveau système baptisé *Production System* (PS). Le *Transformation System* est un outil générique d'automatisation des tâches, que nous utilisons en particulier pour la production et l'analyse des simulations. Initialement, ces deux étapes de production et d'analyse étaient complètement indépendante du point de vue de DIRAC : une première transformation génère les fichiers de simulation qui sont écrits sur disque, puis une deuxième transformation analyse un ensemble de fichier qui lui sont associés "manuellement". La première augmentation du système a consisté à permettre l'association d'un ensemble de fichiers à une transformation non pas via une liste de noms logiques, mais via leurs méta–données enregistrées dans le catalogue : les données d'entrée de la transformation sont donc définies comme une requête sur la base de données du catalogue de fichier. Cette association est réalisée à deux niveaux, comme cela est montré sur la figure 2.39 :

- À la création de la transformation, un algorithme vérifie s'il existe dans le catalogue des fichiers correspondant à la requête choisie.
- À chaque fois qu'un fichier est enregistré dans le catalogue, un filtre vérifie si ses méta–données correspondent à une requête associée à une transformation active. Ce filtre est actuellement synchrone, exécuté à l'enregistrement du fichier, mais pour devenir asynchrone via l'utilisation de la queue de messages centralisée récemment mise en place dans DIRAC.

Il est à noter que le système ainsi créé n'associe pas explicitement une transformation à une autre, mais qu'il reste piloté par les données : chaque transformation reste créée de manière indépendante et ne traite des fichiers créés par une autre transformation que parce que les méta–données des fichiers correspondent et non pas parce qu'elles sont explicitement liées. Le système piloté par les données dispose d'une grande flexibilité et permet d'envisager la création de processus de traitement complexes par l'enchainement de transformation via les méta–données des fichiers d'entrée et de sortie.

En production cependant, la nécessité d'une interface de plus haut niveau apparaît clairement : il faut pouvoir créer, lancer, monitorer et arrêter une chaîne de traitement composée de plusieurs transformation facilement, rapidement et sûrement. Pour cela, nous avons entamé le développement du *Production System*, un nouveau système au sens de DIRAC (avec services et agents), qui permet de configurer un processus à partir de plusieurs transformations pré–définies, en spécifiant uniquement les méta–données d'entrée et des sortie. Le système vérifie tout d'abord l'intégrité de la configuration, c'est à dire que les requêtes d'entrée et les méta–donnée de sortie des transformations liées soit correctes, crée

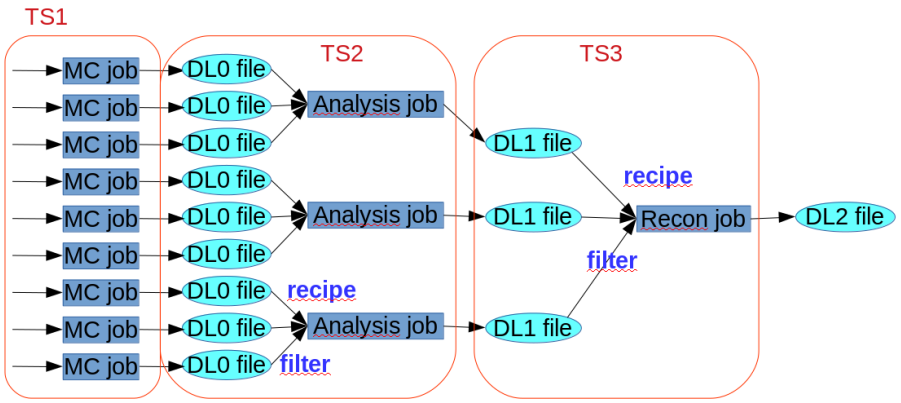


FIGURE 2.39 – Enchaînement de transformations pour la production et l'analyse des simulations. *recipe* indique les fichiers associés à la création de la tâche, *filter* indique les fichiers associés dès leur enregistrement dans le catalogue.

l'ensemble des transformations, et propose ensuite une interface pour opérer sur l'ensemble des transformations de manière cohérente. Les transformations restent indépendantes en dehors du *Production System*, mais l'utilisateur peut en fait les connecter effectivement en utilisant par exemple l'identifiant de chaque transformation qui est généralement ajouté comme méta–donnée aux fichiers que celle–ci produit.

#### développements futurs

Aujourd'hui, `CTADIRAC` est donc utilisé à la fois pour résoudre le problème de gestion des données (catalogue des données, effacer/déplacer/répliquer des données etc...), et pour simplement lancer et monitorer les tâches de simulations et d'analyses pour les productions officielles et celles des utilisateurs. L'objectif du LUPM est d'adapter et améliorer le système en place afin que celui-ci puisse être utilisé pour le traitement des vraies données des télescopes par les pipelines d'étalonnage, de reconstruction et de sélection des données. Un travail important reste en effet à accomplir pour passer de la production et de l'analyse de simulations au traitement des données des télescopes en flux tendu.

Je contribue donc avec L. Arrabito au développement de l'extension `CTADIRAC`, et du cœur même du logiciel DIRAC (disponible sur le dépôt GitHub "DIRACGrid/DIRAC"), avec une attention particulière apportée au *Transformation System* et au *Production System*. Les développements que nous avons réalisé sur ces deux systèmes sont maintenant intégrés au cœur du système DIRAC, et pourront ainsi être utilisés par d'autres communautés. Ce travail a été présenté notamment à la conférence CHEP en 2015 [54], 2016 [55] et 2018 (*proceedings* à venir).

Au niveau de l'IN2P3, nous avons en outre contribué à la création d'un projet nommé `DIRAC@IN2P3`†, voir la section A.3, dirigé par Andrei Tsaregorodtsev du CPPM, auquel contribue aussi des chercheurs et ingénieurs du CC-IN2P3, du Creatis, ainsi que de l'Université de Bordeaux. Outre les réunions mensuelles qui nous permettent d'échanger sur les problèmes rencontrés et les développements en cours, ce projet dispose de financement propres à hauteur de quelques milliers d'euros par an, qui nous permettent de nous rencontrer et de présenter nos résultats aux conférences.

†. https://forge.in2p3.fr/projects/dirac-in2p3/wiki

### 2.5.4 Logiciels pour le traitement des données

#### Pipelines

Les pipelines de traitement de données font parties du *Data Processing and Preservation System*, dont l'architecture a été donnée sur la figure 2.38. L'architecture interne de ces pipelines est détaillée sur la figure 2.40, sur laquelle on trouve le pipeline de simulations Monte–Carlo, le pipeline principal de traitement des données, puis les pipelines d'analyse scientifique automatiques. Les étapes du pipeline principal d'analyse sont représentées à droite de la figure 2.40 : l'image sur chaque caméra est d'abord étalonnée, nettoyée et paramétrisée, puis les images sont mises ensemble pour reconstruire l'évènement (direction, énergie, caractéristiques), enfin l'analyse au niveau de l'évènement permet la sélection des candidats photons. Il est prévu que cette pipeline existe en 3 versions, à priori utilisant le même code de base :

*A* — sur site et en ligne : le pipeline de niveau A doit analyser les données en ligne sur site de façon à identifier une source potentielle dans le champ de vue en moins de 30 s,

*B* — sur site et hors ligne : le pipeline de niveau B doit fournir des résultats de qualité scientifique, avec des incertitudes systématiques quasiment dans les spécifications, au plus tard le jour suivant la prise de donnée.

*C* — hors site et hors ligne : le pipeline de niveau C tourne sur les centres de calcul et doit analyser les données en utilisant les constantes d'étalonnage et les algorithmes de reconstruction les plus précis afin de fournir des données utilisables pour publication, et respectant donc les engagements de l'observatoire en terme d'incertitudes systématiques.

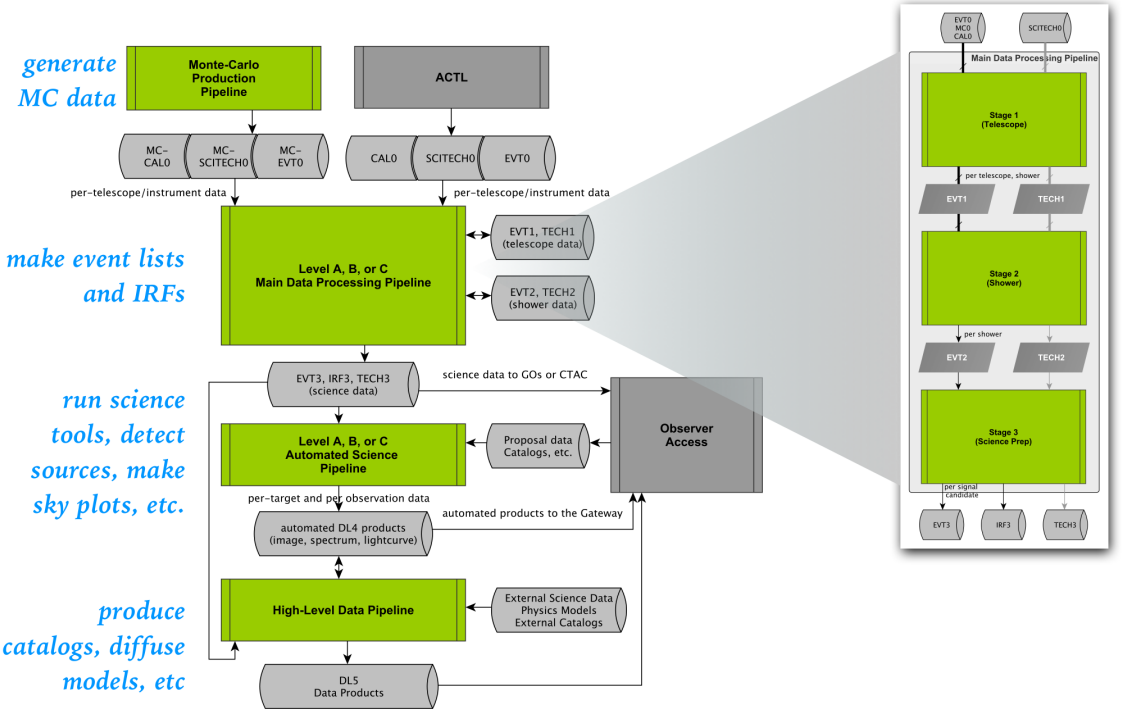


FIGURE 2.40 – Architecture des pipeline d'analyse et de traitement des données. Extrait de la TDR DATA de 2015.

Par ailleurs, le pipeline de simulation Monte–Carlo est particulièrement sensible car les fonctions de réponses de l'instrument reposent entièrement sur ses qualités, notamment sur le degré de précision dans la description de l'instrument. Actuellement, cette pipeline repose sur le code de simulation de cascade atmosphérique `Corsika`, et le programme `simtel_array` hérédité de l'expérience H.E.S.S. permet la simulation de la réponse optique et de l'électronique de la caméra. Le logiciel `Corsika`, qui a plus de 30 ans, bénéficie aujourd'hui d'une nouvelle impulsion avec la volonté des développeurs de produire une version moderne sur une base collaborative : c'est un cadre idéal pour CTA, à condition de participer à la définition des besoins et au développement du code. Le programme `simtel_array` hérite d'une architecture très ancienne et difficilement tenable sur la durée de CTA, mais c'est aujourd'hui le code le plus stable et robuste : il faudra pourtant nécessairement tôt ou tard le remplacer.

Un environnement de développement logiciel moderne a été mis en place pour l'écriture de ces pipelines. Les logiciels sont suivis sur le dépôt GitHub "cta-observatory/ctapipe" et inclue l'utilisation d'outils pour automatiser le respect des règles d'écriture, la documentation et la vérification de la qualité du code à travers l'utilisation de tests unitaires. Dès que l'infrastructure sera disponible, des services fournis par l'observatoire seront utilisés plutôt que GitHub, mais il est à noter que l'ensemble des outils restera libre. De part l'expérience, loin d'être idéale, de nombreux développeurs avec les pipelines de traitement de données des expériences existantes, H.E.S.S. et MAGIC en particulier, le choix radical a été fait de développer l'essentiel de ces pipelines en python en s'appuyant sur un certains nombres de modules dont le succès est grandissant et la pérennité quasiment assurée. Pour le cacul scientifique, `SciPy` [†] donne un accès aisée à nombre de fonctions et opérations mathématiques, et inclut notamment `numpy` pour le calcul vectoriel et matriciel, et `matplotlib` pour la visualisation. Quant à `AstroPy` [‡], il s'agit d'un paquet logiciel communautaire pour l'utilisation de python en astronomie, il propose par exemple des outils pour les changements de référentiels astronomiques.

Le pipeline principal est aujourd'hui bien avancé mais nécessite encore quelques mois de développement avant d'être en mesure de produire ses premières fonctions de réponse. Les premiers résultats sont cependant encourageant, tant du point de vue des performances de l'analyse qui semble capable de faire aussi bien que les logiciels existant que sur les temps de calcul qui restent contenus.

### Outils scientifiques

Les outils d'analyse scientifique sont développés dans le cadre du *Science User Support System* (SUSS), qui représente l'interface principale entre l'observatoire et les utilisateurs. Pour cela, ces outils doivent être à la fois performant et facile d'accès, et surtout dûment documentés. Les principaux composants de ces outils sont présentés sur le diagramme de la figure 2.41. En entrée, il faut une liste de candidats photons (date, énergie, position, classe) et les fonctions de réponse de l'instrument correspondant. Ceux-ci doivent avant tout permettre un certains nombres d'opération basique comme une sous sélection, sur des critères de qualité par exemple, la création de carte du ciel, la création de spectre en énergie. La partie de plus haut niveau correspond enfin l'interprétation des données physiques pour la recherche de source, l'étude de morphologie, l'analyse temporelle et la comparaison de modèles spectro–morphologiques. Deux prototypes d'outils scientifiques sont actuellement en développement et pourraient être proposés à l'observatoire comme contribution : les

†. https://www.scipy.org/
‡. http://www.astropy.org/

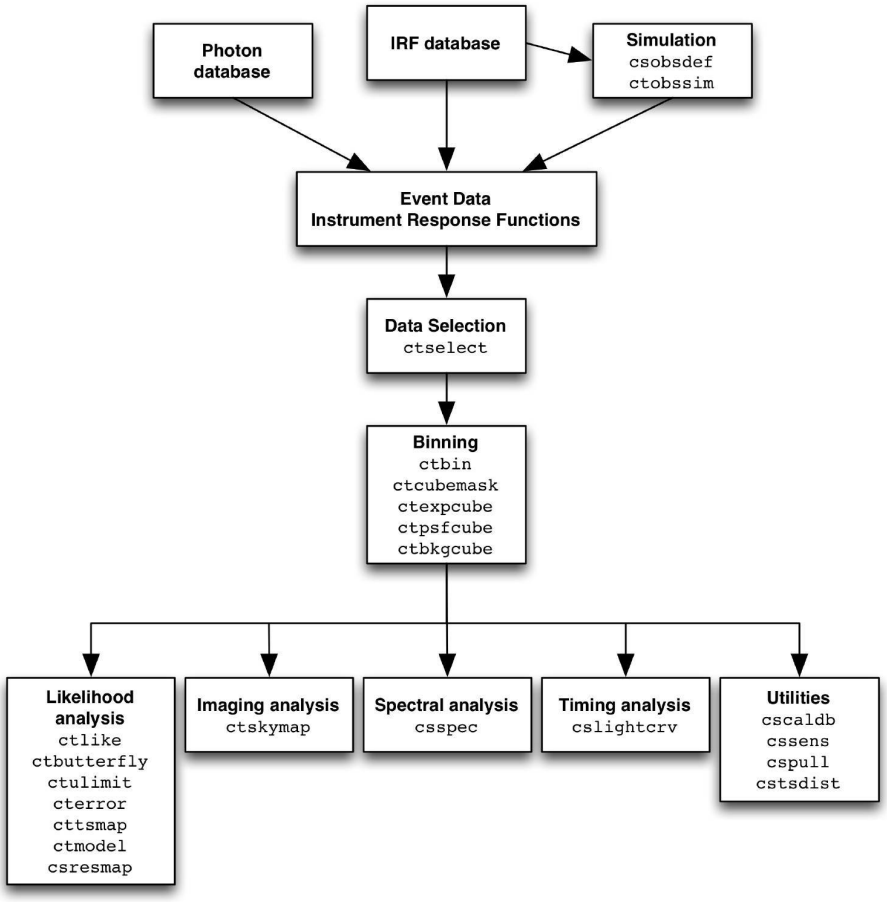


FIGURE 2.41 – Principaux composants des outils d'analyse scientifique de haut niveau, tels qu'implémentés dans les `ctools`, extrait de [56].

`ctools` [56] et `GammaPy` [57].

Les `ctools` s'appuient sur `gammalib`† (du même développeur principal), une bibliothèque générique pour l'analyse des données astronomiques haute énergie. `gammalib` est écrite en `C++` et propose une implémentation complète de fonctions pour le calcul scientifique et la modélisation, y compris donc des fonctions pour la minimisation. Une interface `python` de haut niveau permet de scripter des pipelines de traitement de données de manière relativement simple. Les `ctools` sont une extension de `gammalib` pour CTA, ou plutôt pour les données des télescope Cherenkov au sol. Le cœur des `ctools` est lui aussi écrit en `C++`, mais l'interface `python` est très développée et aujourd'hui déjà l'essentiel des développements est fait en `python`. Le paquet logiciel `ctools`/`gammalib` a été construit dans la tradition des logiciels d'analyse de données spatiales développés par l'HEASARC (*NASA's High Energy Astrophysics Science Archive Research Center*), et en particulier très similaires aux *ScienceTools* de l'observatoire *Fermi*. et propose donc à l'utilisateur de construire sa pipeline d'analyse de données en composant simplement une séquence d'outils réalisant chacun une opération de base : sélection, binning, carte, recherche de source, recherche d'excès, etc... L'interface `python` avancée permet cependant des approches plus flexibles et plus modernes.

`GammaPy` est développé sur un constat orthogonal aux `ctools` : `python` est le langage de programmation par défaut et l'idée directrice est d'utiliser au maximum les modules existants. Pour cela `GammaPy` repose sur un certains nombres de modules `python` qui sont de plus en plus utilisés dans les environnements scientifiques, tels que `SciPy`, `numpy`, `matplotlib`, `ScikitLearn`, `AstroPy` et `Sherpa`. `GammaPy` a été développé initialement dans le cadre de l'expérience H.E.S.S. et a en particulier été utilisé pour l'analyse des données du plan galactique [58], sans doute la plus importante publication de cette expérience durant ces dernières années. Une publication de cette importance sur l'analyse de vraies données Cherenkov, très similaires à celles de CTA, montre à la fois l'efficacité et la robustesse du logiciel, même si certaines fonctions d'analyse de haut niveau restent à développer.

Architecturalement, ces deux outils sont donc très différents, cependant les deux proposent déjà quasiment l'ensemble des fonctions requises, disposent d'un bon niveau de documentation, sont libres et développés de manière collaborative. L'observatoire devra faire son choix au moment opportun.

## 2.6 Optimisation du réseau via les simulations Monte–Carlo

Le projet CTA a été lancé durant la seconde moitié des années 2000, avec initialement principalement l'idée de construire un grand nombre de télescopes pour assurer une surface effective conséquente, et donc une sensibilité inégalée. Depuis 2010, des campagnes de simulations successives ont aidé à donner corps au projet permettant de montrer sa faisabilité, de quantifier les performances et enfin d'optimiser les réseaux pour un nombre et un type de télescopes donnés. Ces activités sont aujourd'hui encadrées par l'ASWG *Analysis and Simulation Working Group* qui organise la production et l'analyse des simulations.

La première campagne de simulation massive, nommée `PROD1` et menée en partie sur la grille de calcul en 2011/2012 a permis de produire les premières fonctions de réponses de référence de CTA, bien que réalisée avec une description approximative des télescopes et sur des sites géographiques génériques. En 2013/2014, la seconde campagne massive, nommée `PROD2`, avait pour objectif de comparer les performances d'un réseau donné de télescopes en fonction du site d'implantation géographique. A l'époque plus de 6 sites

†. https://cta-redmine.irap.omp.eu/projects/gammalib

étaient proposés pour accueillir l'un des deux réseaux de CTA. Après le choix des sites, la troisième production `PROD3` a été lancée en 2015/2016 pour optimiser la géométrie des réseaux, en particulier l'espacement entre les télescopes. Enfin, en 2017/2018, la `PROD3(b)` a permis de vérifier les derniers détails de la géométrie, et de produire des fonctions de réponses avec des erreurs statistiques réduites pour une partie significative de l'espace des paramètres (angles zénithaux et azimutaux, bruit de fond de ciel... ).

Cette section décrit le travail réalisé pour chacune de ces productions Monte–Carlo, à la fois pour la production des simulations et pour leur analyse. Je donnerai ensuite des détails plus approfondis sur les résultats obtenus sur le choix des sites avec la `PROD2` et sur l'optimisation de la géométrie des réseaux avec la `PROD3` : deux travaux qui ont mené à des présentations en conférence et ont été suivis de publications dans des revues à comité de lecture. Les fonctions de réponse obtenues avec la `PROD3(b)` seront décrites dans la section suivante 2.7.

### 2.6.1 Production des simulations

Depuis 2011, le LUPM est responsable de la production des simulations Monte–Carlo de CTA sur la grille de calcul. Comme cela a été évoqué dans la section 2.5.4, les simulations Monte–Carlo consistent à reproduire le fonctionnement de CTA en incluant un maximum de détails sur chaque élément de la chaîne : simulation de l'interaction des particules dans l'atmosphère (gerbes électromagnétiques et cascades hadroniques), production et propagation des photons Cherenkov à travers l'atmosphère et jusqu'aux télescopes, réponse de l'optique des télescopes et de l'électronique de la caméra qui enregistre l'image, déclenchement et lecture des signaux électroniques. Les logiciels utilisés sont mis au point par le groupe de travail sur la simulation Monte–Carlo, et sont basés sur le logiciel `Corsika` pour la partie simulation de gerbe atmosphérique, et sur `simtel_array` programme développé dans le cadre de l'expérience H.E.S.S. pour la réponse des télescopes par K. Bernloehr (voir section 2.5.3).

J'assure depuis 2014 la production des simulations Monte–Carlo (MC) et leur analyse sur la grille de calcul en binôme avec L. Arrabito, IR informatique du LUPM. La gestion des ressources de calcul est faite grâce une instance dédiée de DIRAC, voir 2.5.3. Le travail consiste d'une part en l'administration des serveurs DIRAC (assurée essentiellement par L. Arrabito), et d'autre part en la 'production' des simulations. Sous le terme production, je regroupe ici à la fois l'installation et la vérification des logiciels fournis par le groupe `MC`, le développement des scripts nécessaires à l'interface avec DIRAC dans le greffon `CTADIRAC`, et le lancement et le monitorage des tâches en tant que telles.

Les ressources de calcul pour CTA sont pour le moment essentiellement fournies sur une base volontariste par les différents sites membres de la grille de calcul européenne. L. Arrabito est coordinatrice technique de la grille de calcul pour CTA, baptisée `CTACG` pour *CTA Computing Grid*. Les ressources rassemblées sont loin d'être négligeables comme le montrent les graphes de la figure 2.42 présentant l'utilisation des ressources en calcul et en gestion de données depuis 2014 : 20 sites fournissent du CPU, 6 sites fournissent de l'espace disque et des cassettes magnétiques. Lors des phases de production intensive nous obtenons près de 10000 cœurs en simultané, et nous consommons chaque année plus 100 MHS06 [¶], heures de calcul normalisée. Pour le stockage nous avons un nombre de sites limité mais très bien inter–connectés, ce qui nous permet d'écrire sur disque jusqu'à plus de 800 MB/s en pleine production, et de déplacer globalement des péta–octets de données

¶. MHS06 : millions d'heures de calcul normalisée, 100 MHS06 $\simeq$ 1000 ans de calcul sur un processeur moderne.

chaque année.

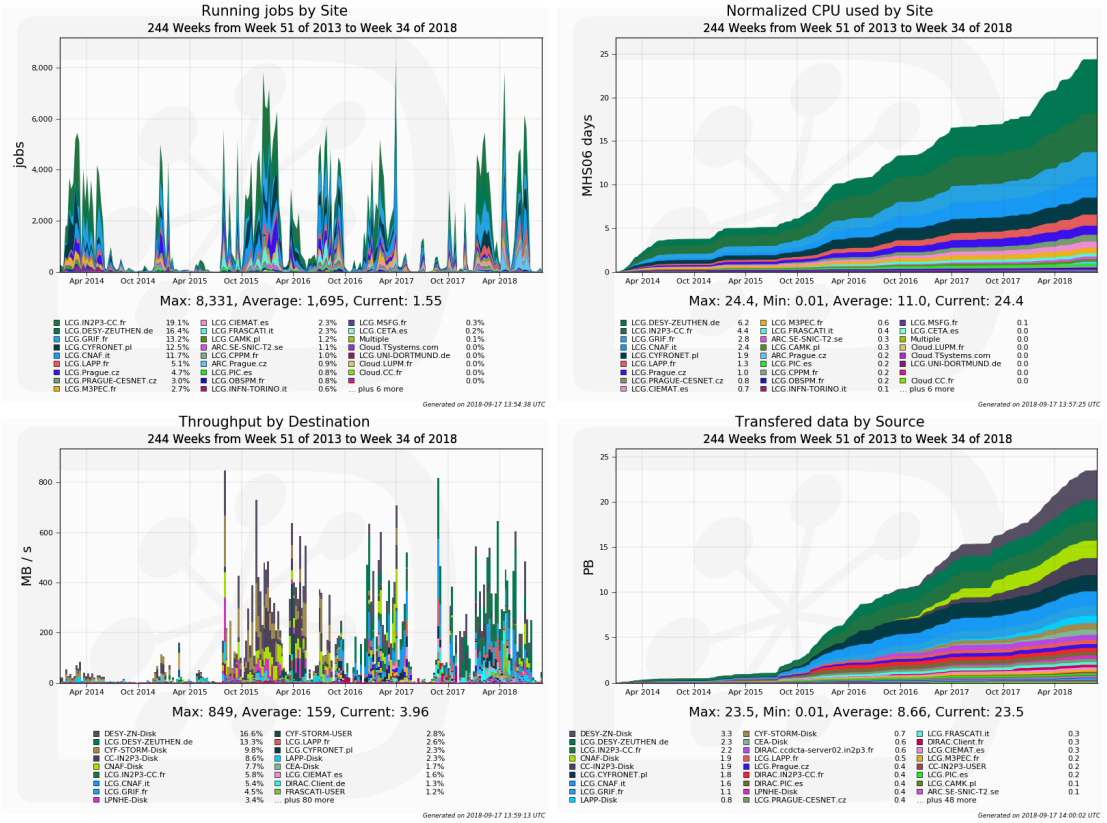


FIGURE 2.42 – Utilisation de la grille de calcul pour la production et l'analyse des simulations Monte–Carlo de CTA entre le 1er janvier 2014 et le 1 septembre 2018. En haut à gauche, nombre de tâches concurrentes. En haut à droite, distribution cumulée du nombre d'heures CPU normalisées. En bas à gauche, écriture des données sur disque en fonction des sites de destination. En bas à droite, distribution cumulée de la quantité de données transférée depuis chaque site.

La mise en place de ces simulations est loin d'être banale en raison des volumes de calcul et de données impliqués. En outre, chaque nouvelle production nécessite le développement de scripts spécifiques et des interfaces à `CTADIRAC` pour s'adapter au mieux à ses caractéristiques : la `PROD2` était par exemple gourmande en espace disque, alors que la `PROD3` a posé des problèmes de consommation de mémoire vive. Le développement d'outils dans `CTADIRAC` nous a permis de réduire un peu la main d'œuvre nécessaire aux productions, mais celle-ci restera élevée tant que CTA ne sera pas en régime de prise de données avec des tâches bien définies et pré–configurables. Les graphes de la figure 2.43 montrent les distributions cumulées de nombre de tâches exécutées et de transfert de fichier en fonction de leur réussite ou non : pour 12.5 millions de tâches exécutées en 4 ans, presque 2 millions ont planté... du travail reste donc à accomplir !

Il est à noter par ailleurs que la production de ces simulations Monte–Carlo, activité souvent peu considérée par rapport aux développements matériels sur les télescopes et les caméras, a pourtant un coût non négligeable. A titre d'exemple la `PROD3` seule a nécessité sur la grille 123.6 MH06 de CPU et 1.4 PB d'espace disque, pour un coût total estimé à 500k Euros, hors salaire des physiciens impliqués.

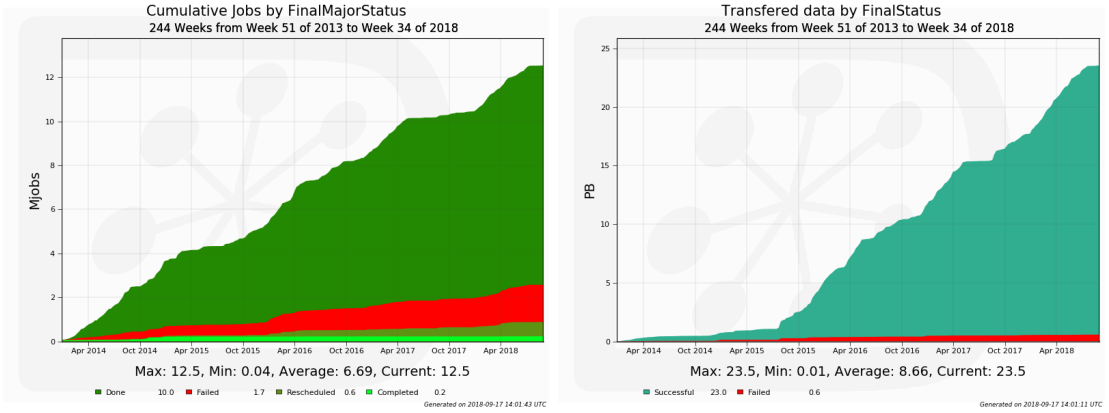


FIGURE 2.43 – Taux de succès des tâches à gauche, et de transfert de fichiers à droite.

### 2.6.2 Analyse des simulations

Comme cela a été présenté dans la section 2.5.4, le pipeline de traitement des données de CTA est aujourd'hui en plein développement et ne peut encore être utilisée pour l'analyse des simulations et la production des fonctions de réponse. Trois logiciels adaptés des expériences existantes ont donc été utilisés ces dernières années pour la reconstruction des données : `read_cta` adapté d'un logiciel de H.E.S.S., `EventDisplay` provenant de Veritas, et `MARS`, pour *MAGIC Analysis and Reconstruction Software*.

Du point de vue de la production des analyses sur la grille de calcul, la situation est très similaire à la production des simulations décrite dans la section précédente, il y a cependant une difficulté supplémentaire à cause de la gestion des fichiers d'entrée (produits des simulations) qui sont à la fois volumineux et nombreux. Des ajustements ont été réalisés pour chaque analyse pour optimiser le nombre de fichiers traités par tâche, et pour utiliser de manière préférentielle les centres de calcul les mieux connectés aux centres dans lesquels nos données sont stockées.

J'ai participé modestement à l'analyse des données dans le cadre d'un travail réalisé avec un étudiant en Master 2 à l'Université de Montpellier en 2015. J'ai encadré V. Niederkorn pour une étude des performances de CTA à partir des simulations de la `PROD2`. Nous avons utilisé le logiciel `EventDisplay`‡ de G. Maier (DESY) afin de dériver les fonctions de réponse de l'instrument, notamment les résolutions angulaire et en énergie. Notre choix s'est porté sur `EventDisplay` car c'est le logiciel le plus facile d'accès et le mieux documenté. La figure 2.44 montre un évènement photon de 600 GeV observé par les caméras des 4 LSTs, tel que reconstruit par le logiciel `EventDisplay` : la lumière Cherenkov est bien contenue dans le télescope T3, en bas à gauche, et le signal est raisonnable dans T2, bien qu'une partie de la la lumière soit perdue en dehors de la caméra, en revanche le signal est très faible à la fois dans T4 et surtout dans T2, ce qui se traduit par des ellipses très larges.

Nous avons notamment pu montrer qu'avec une simple coupure fiduciaire sur la qualité de la reconstruction, et en imposant que 4 télescopes imagent la cascade atmosphérique, la résolution angulaire était déjà meilleure que les spécifications requises pour CTA, voir figure 2.45. Cette étude a mis en évidence tout l'intérêt d'avoir un grand nombre de télescopes à disposition au–delà du gain brut de surface effective.

‡. https://znwiki3.ifh.de/CTA/Eventdisplay Software

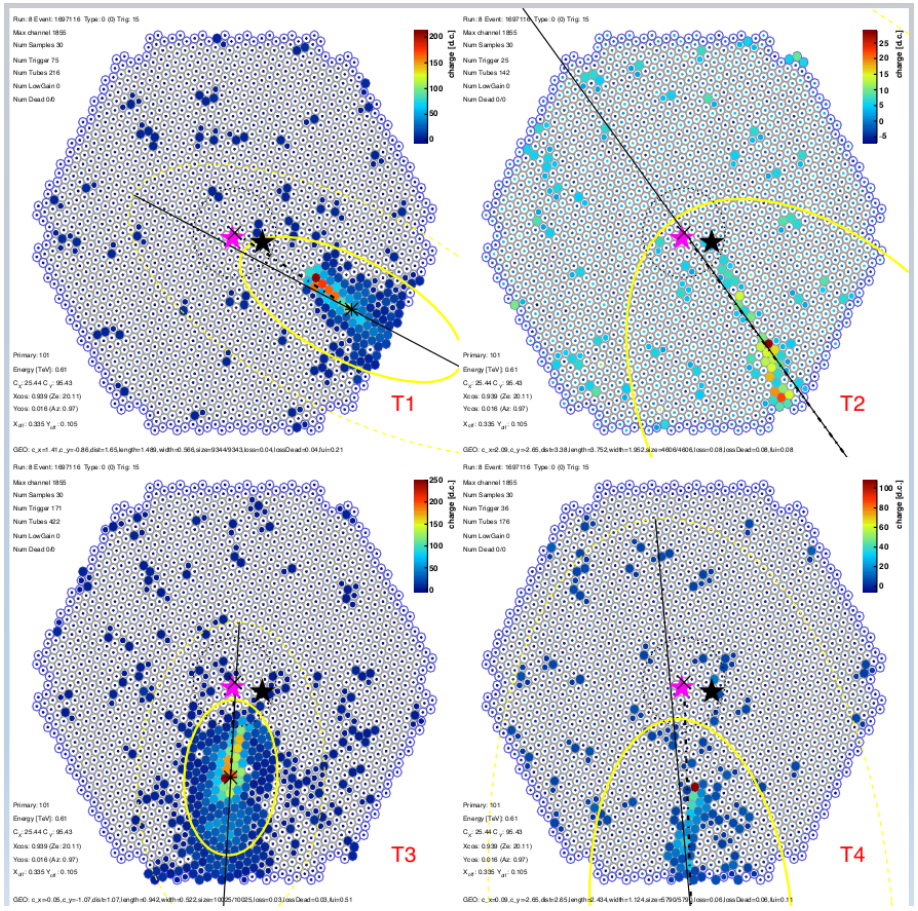


FIGURE 2.44 – Visualisation d'évènement gamma de 600 GeV dans les 4 LSTs. Suivant la méthode de Hillas, le signal est paramétré sous la forme d'une ellipse, représentée en trait continu jaune, dont l'axe principal est représenté par la ligne droite noire. L'étoile magenta correspond à la direction sur le ciel reconstruit alors que l'étoile noire est la direction réelle. Extrait du rapport de stage de Master 2 de V. Nierderkorn de 2015.

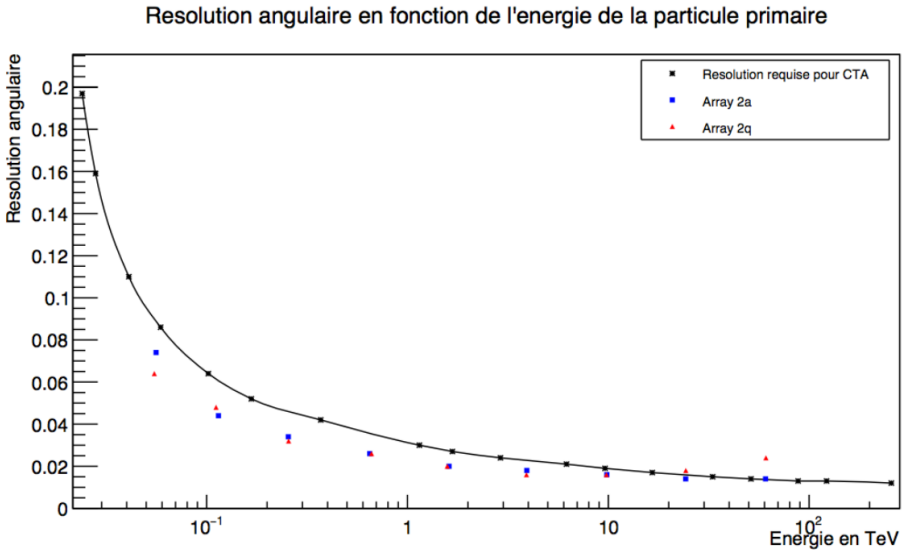


FIGURE 2.45 – Résolution angulaire de CTA en fonction de l'énergie pour les évènements touchant plus de 4 télescopes, avec une coupure fiduciaire sur la qualité globale de la reconstruction, pour 2 géométries de réseau données. Extrait du rapport de stage de Master 2 de V. Nierderkorn de 2015.

### 2.6.3 Choix des sites

La `PROD2` (2014/2015) avait pour objectif de déterminer les performances d'un réseau de télescope de référence sur divers sites géographiques dans les deux hémisphères, afin de caractériser le développement des gerbes atmosphériques pour les sites candidats à l'implantation de CTA.

Du point de vue de la physique des cascades atmosphériques, trois paramètres jouent un rôle important sur le développement des cascades et sur les mesures possibles :

- la qualité de l'atmosphère au–dessus du site, et en particulier sa transmission, comme cela a été détaillé dans la section 2.4.
- l'altitude du site, qui correspond à l'altitude à laquelle la cascade est mesurée. Plus l'altitude est basse plus la couche d'atmosphère à traverser par les photons Cherenkov est importante, et donc plus ces photons ont une chance de diffuser avant d'arriver sur les télescopes. Moins de photons sont mesurés, donc le seuil bas de détection en énergie est élevé.
- le champ géomagnétique orthogonal local, qui déforme la cascade électromagnétique : les paires électrons–positrons sont séparées par ce champ, qui est donc une source de dispersion de la cascade. Plus il est intense plus il rend complexe une bonne reconstruction de l'évènement incident.

Dans le but de mieux comprendre l'importance de ces paramètres, et notamment de l'altitude et du champ magnétique terrestre, sur les performances de CTA, un certain nombre de sites réels ou fictifs ont été simulés. Le tableau 2.1 donne le détail des caractéristiques des sites testés : on note en particulier le site *Aar* (500 m) qui n'a pas de réalité propre mais a permis d'élargir la gamme d'altitude simulée.

La qualité propre d'un site pour recevoir le réseau CTA est difficile à définir et dépend de nombreux paramètres. Pour cette étude, nous avons choisi de limiter au maximum les facteurs externes, la météo en particulier, pour définir une performance par unité de temps

| Nom du site | Lat., Long. [deg] | Altitude [m] | $B_x$ [$\mu$T] | $B_z$ [$\mu$T] |
|---|---|---|---|---|
| Aar (Namibie) | 26.69 S 6.44 E | 1640 | 10.9 | -24.9 |
| Armazones (Chili) | 24.58 S 70.24 W | 2100 | 21.4 | -8.9 |
| Leoncito@2640 m (Argentine) | 31.72 S 69.27 W | 2640 | 19.9 | -12.6 |
| Leoncito@1650 m (Argentine) | 31.41 S 69.49 W | 1650 | 19.9 | -12.6 |
| San Antonio de los Cobres (SAC ; Argentine) | 24.05 S 66.24 W | 3600 | 20.9 | -8.9 |
| Meteor Crater (USA) | 35.04 N 111.03 W | 1680 | 23.6 | 42.7 |
| San Pedro Martir (SPM ; Mexique) | 31.01 N 115.48 W | 2400 | 25.3 | 38.4 |
| Teide, Tenerife (Espagne) | 28.28 N 16.54 W | 2290 | 30.8 | 23.2 |
| Aar@500 m (site hypothétique) | 26.69 S 6.44 E | 500 | 10.9 | -24.9 |

TABLE 2.1 – Tableau résumant les sites simulés. L'intensité du champ géomagnétique est donnée par sa composante horizontale ($B_x$) et sa composante verticale ($B_z$). *Meteor Crater* et *Tenerife* sont respectivement représentatifs de *Yavapai* (Arizona, USA) et du *Roque de los Muchachos Observatory* (La Palma, Espagne).

en terme de sensibilité différentielle à une source ponctuelle. Cette sensibilité correspond au flux minimum détectable en provenance d'une source ponctuelle stable, calculé sur une bande d'énergie réduite, et dépend de la surface effective, de la résolution angulaire et du fond résiduel hadronique. La quantité réduite PPUT a été définie comme la moyenne géométrique sur les intervalles en énergie de l'inverse de la sensibilité ($F_{\mathrm{sens}}(i)$) normalisée à une valeur de référence ($F_{\mathrm{sens,ref}}(i)$), voir l'équation 2.12.

$$\mathrm{PPUT} = \left( \prod_{i=1}^{N} \frac{F_{\mathrm{sens,ref}}(i)}{F_{\mathrm{sens}}(i)} \right)^{1/N} \tag{2.12}$$

En complément, la performance en terme de résolution angulaire ($\Theta_{0.68}$) a été définie comme la moyenne géométrique sur les intervalles en énergie de l'inverse de la résolution angulaire normalisée, voir l'équation 2.13.

$$\mathrm{AP} = \left( \prod_{i=1}^{N} \frac{\Theta_{0.68,\mathrm{ref}}(i)}{\Theta_{0.68}(i)} \right)^{1/N} \tag{2.13}$$

Les simulations réalisées présentent un scan inédit de sites s'étalant en altitude de 500 m à 3600 m. La figure 2.46 présente la surface effective obtenue après une sélection fiduciaire minimale pour l'ensemble de sites de l'hémisphère sud. Les sites à basse altitude souffrent d'une large perte de surface proche du seuil, en–dessous de 50 GeV, principalement à cause de la quantité réduite de photons Cherenkov atteignant le sol. Dans le cœur de la gamme en énergie, entre 50 GeV et 5 TeV, l'impact de l'altitude est ensuite réduit comme cela est montré sur la figure 2.47 : les sites de très haute altitude perdent en efficacité à cause de la réduction de la taille du cône de photons Cherenkov qui limite la multiplicité de télescopes.

L'impact du champ géomagnétique orthogonal est plus complexe à visualiser mais n'en est pas moins primordial. L'effet du champ magnétique dépend de la direction de pointé des télescopes, et 2 pointés vers le Nord et vers le Sud ont été simulés. En comparant pour chaque site la perte de performance entre les 2 pointés, on peut caractériser l'impact du champ géomagnétique local sur les performances de l'instrument PPUT et AP,

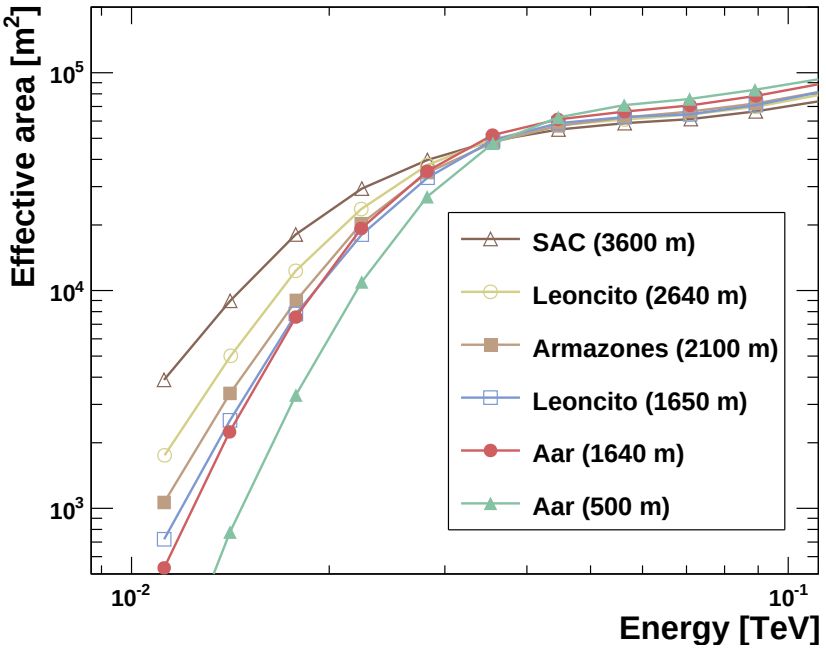


FIGURE 2.46 – Surface effective à 20° du zénith en fonction de l'énergie pour chaque site. Extrait de [38].

comme cela est présenté sur la figure 2.47 : l'abscisse représente la différence d'intensité du champ magnétique orthogonal entre les pointés Nord et Sud, l'ordonnée, la perte relative de performance. Ainsi entre les deux sites SAC et SPM, la différence d'intensité du champ magnétique orthogonal est de l'ordre de 20 $\mu$T et la perte de performance correspondante tant sur le PPUT que l'AP est de l'ordre de 20%.

La figure 2.48 compose les informations sur les variations d'altitude et de champ magnétique. À gauche, les valeurs de PPUT sont données pour les sites de l'hémisphère Sud en fonction de l'altitude : le PPUT diminue drastiquement lorsque l'altitude du site augmente. Sur la figure de droite, les valeurs de PPUT sont rapportées à une valeur commune de champ magnétique, ce qui démontrent que l'impact de l'altitude sur ce PPUT normalisé est en fait très limité entre 500 et 2000 m.

Les résultats de l'analyse des simulations montrent que les performances d'un réseau de type CTA varient fortement d'un site à l'autre, les paramètres importants étant l'altitude et le champ magnétique orthogonal. Les meilleures performances globales sur l'étendue de la gamme d'énergie seraient attendues pour une altitude autour de 1700 m, avec un intervalle allant de 1600 m à 2500 m. Une altitude plus élevée améliorerait significativement les performances en-dessous de 50 GeV, mais aurait un impact trop négatif sur les très hautes énergies : e.g. à 3600 m, la baisse globale de sensibilité serait de l'ordre de 15%. Le champ géomagnétique doit aussi être considéré attentivement car une valeur de champ orthogonal de 10 $\mu$T réduit la sensibilité d'environ 10%. Ces résultats ont fait l'objet de deux présentations à l'ICRC en 2015 [59] [60], et les conclusions définitives ont été publiées dans *Astroparticle Physics* en 2017 [38].

Lors de la procédure de la sélection des sites par l'observatoire, les indicateurs de performance montrés ici ont été pris en compte par le comité de sélection. Cependant,

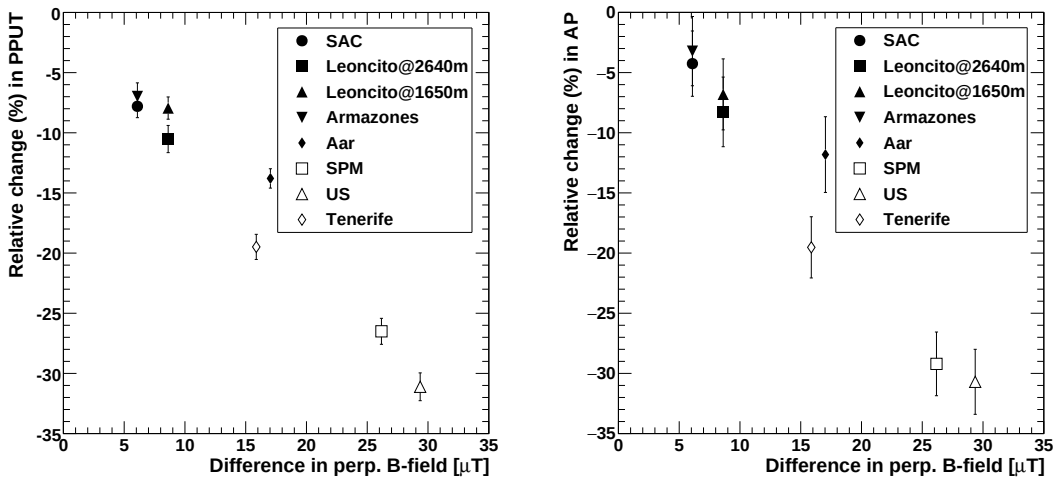


FIGURE 2.47 – Perte de performance en termes de PPUT et d'AP en fonction de l'intensité du champ magnétique orthogonal. Extrait de [38].

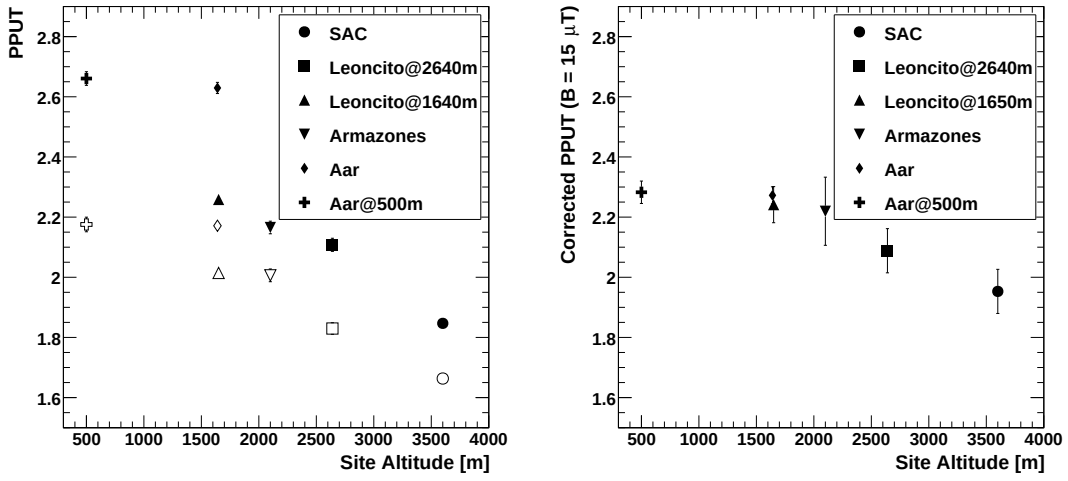


FIGURE 2.48 – PPUT en fonction de l'altitude à gauche (les symboles pleins correspondent au pointé des télescopes vers le Nord et les symboles ouverts au pointé vers le Sud), rapporté à un champ magnétique identique à droite. Extrait de [38].

bien d'autres aspects ont du être considérés, comme ceux liés aux coût des infrastructures, au risque lors des phases de construction et d'observation, et d'autres paramètres d'ordre plus politiques. Au final, les deux sites choisis, Paranal (proche d'Armazones) et La Palma (proche du Teide, aux îles Canaries) remplissent globalement les critères issus de cette étude en terme d'altitude et de champ magnétique.

### 2.6.4 Choix de la géométrie

Une fois les deux sites choisis, la `PROD3` (2015/2016) a été lancée afin de tester différentes géométries possibles pour chacun des réseaux Nord et Sud (configuration hexagonale, présence d'îles, différentes distances entre télescopes, sous réseaux indépendants).

La mise en place de la simulation a été particulièrement critique, car pour chaque job plus de 800 positions de télescope étaient simulées en parallèle, puis traitées pour chaque type de télescope avec chaque type de caméra disponible (1 pour les LST, 2 pour les MST et 3 pour SST) pour un total de 3092 instruments. Un long travail d'optimisation a été nécessaire pour limiter la consommation de mémoire vive et ajuster la durée des jobs afin de pouvoir utiliser la vingtaine de sites de grille à notre disposition.

L'optimisation de la géométrie du réseau a débuté par un travail préparatoire pour comparer des géométrie carrés et hexagonales : des simulations ont été exécutées sur la ferme locale du MPIK par K. Bernloehr, et ont permis de donner une légère préférence aux géométries hexagonales. Le cœur de la `PROD3` a donc consisté à explorer différentes solutions de géométries hexagonales, comme cela est présenté sur la figure 2.49.

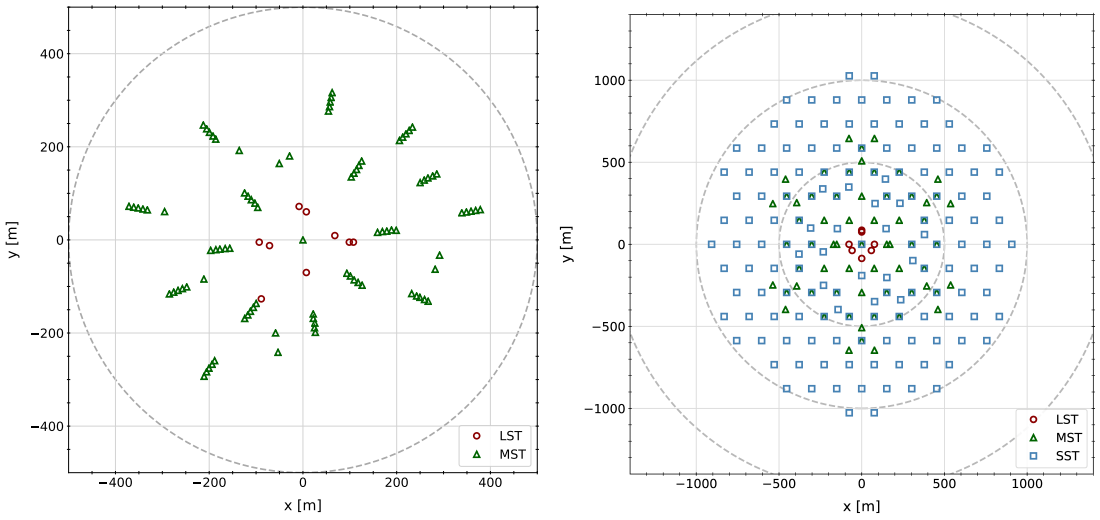


FIGURE 2.49 – Géométrie des réseaux de télescope simulés pour la `PROD3`. Pour La Palma, à gauche, l'ensemble des positions est présenté, on observe l'utilisation d'un facteur d'échelle pour étaler le réseau. Pour Paranal à droite, seul les différentes géométries sont représentés mais uniquement pour le facteur d'étalement le plus faible, on note en particulier la présence d'îles de MSTs.

Après la définition des géométries de référence symétriques, celles-ci ont tout d'abord été déformées (applatissement Nord-Sud, élargissement Est-Ouest) de quelques pourcents pour s'adapter au champ magnétique local. Ensuite, un facteur d'échelle homothétique a été appliqué pour évaluer l'impact de l'inter–distance entre les télescopes et l'impact de l'emprise au sol du réseau sur les performances globales : 5 facteurs d'échelles ont été

étudiés. La figure 2.50 présente ces facteurs d'échelle et leur application sur une géométrie particulière, on notera que le réseau correspondant au facteur d'échelle 4, est en fait plus compact que les réseaux des facteurs d'échelle 3 et 5.

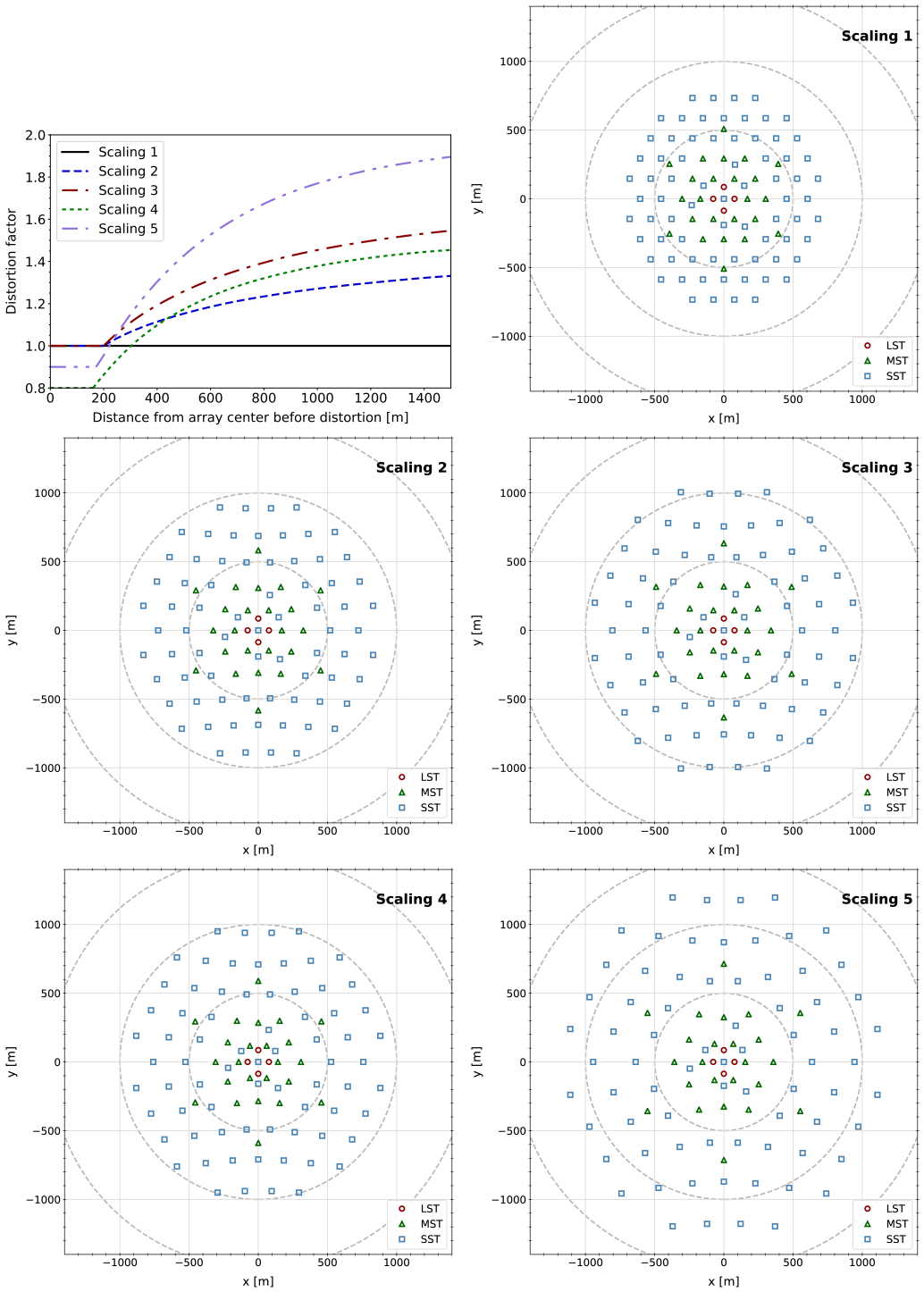


FIGURE 2.50 – *En haut à gauche* : facteur de mise à l'échelle radiale en fonction de la distance au centre du réseau. *Autres graphes* : example de mise à l'échelle pour les facteurs de 1 à 5 pour le site de Paranal pour la géométrie 3HB1. Extrait de [61].

La procédure d'optimisation a été établie sur des bases similaires au travail réalisé pour l'étude des sites de la section 2.6.3 : le cas scientifique de CTA étant très large, il s'agit avant tout d'obtenir les meilleures performances d'ensemble possible, sans donc favoriser une gamme d'énergie plutôt qu'une autre ou encore sans favoriser la surface effective au détriment de la résolution angulaire. L'utilisation de la quantité réduite PPUT a donc de nouveau été privilégiée. Puis, aux objectifs globaux, ce sont rajoutés d'une part les contraintes d'ordre géographique, pour le site de La Palma en particulier, et des contraintes liées à la possibilité d'opérer les télescopes en sous–réseau indépendant et aux possibilités d'inter–étalonnage entre les télescopes.

L'une des premières vérifications réalisées a été la résilience des changements de géométrie aux diverses combinaisons possibles de télescopes et de caméra. En choisissant quelques réseaux de référence et différents facteurs de mise à l'échelle nous avons pu montrer que l'évolution des tendances en passant d'une géométrie à l'autre ne dépendait quasiment pas du type de télescope et de caméra utilisés. De même, l'analyse a été partiellement réalisée avec les 3 chaînes d'analyse à disposition (voir section 2.6.2), de façon a contrôler que les performances changeaient de manière similaires d'un réseau à l'autre quel que soit le logiciel d'analyse. Ces deux résultats ont grandement facilité l'obtention de conclusions solides par la suite.

Pour les MSTs tout d'abord, nous avons voulu explorer la possibilité de créer des *îles* de télescopes, voir figure 2.51, avec pour but de proposer de la flexibilité dans l'utilisation des sous réseaux. Les performances globales des 2 types de réseau sont très proches en terme de sensibilité, cependant dans la gamme à basse énergie, en–dessous du TeV, le réseau hexagonal simple offre des performances un peu meilleures grâce à une plus grande compacité qui favorise un maintient de la multiplicité des télescopes imageant les cascades malgré la faible énergie des particules incidentes. Le réseau à île de MSTs, attrayant sur le papier, a été rejeté au profit d'une géométrie plus simple.

La partie la plus importante de l'étude a concerné l'analyse des différents facteurs de mise à l'échelle : clairement plus le réseau est étendu plus la surface effective est importante à haute énergie, mais lorsque les télescopes sont trop distants les uns des autres la multiplicité chute et la reconstruction des évènements perd significativement en qualité. La figure 2.52 présente les valeurs de PPUT pour différents réseaux candidats : après une première phase d'analyse, il a fallu combiné un réseau de MST avec un facteur de mise à l'échelle de 2 et un réseau de SST avec un facteur de 5 (plus grand étalement) pour obtenir une configuration donnant le meilleur PPUT dans le réseau 3HB8. Le réseau 3HB9 a été dérivé de 3HB8 en ajustant quelques positions de MSTs pour favoriser l'inter–étalonnage avec les SSTs et donne des performances quasiment identiques.

Pour le site Nord à La Palma, l'espace disponible sur le site est limité en raison des fortes pentes du volcan, de la présence de zones naturelles protégées et de nombreux autres télescopes. Ces fortes contraintes géo–morpholoqiques et le fait que le nombre de télescope est réduit (pas de SST), ont conduit à un choix de réseaux limités pour lesquels des différences de performance globale de moins de 5% ont été estimées. Le réseau de référence proposé est présenté sur la figure 2.53, et une variante en sera dérivée, dictée par la stratégie et les contraintes de construction.

Fin Mai 2016, le *Project Office* de CTA a indiqué que le consortium avait approuvé une proposition de géométrie pour les deux réseaux de télescope au Nord et au Sud. Dans le document résumant ces choix, la contribution du LUPM pour la production des simulations Monte–Carlo y est explicitement reconnue.

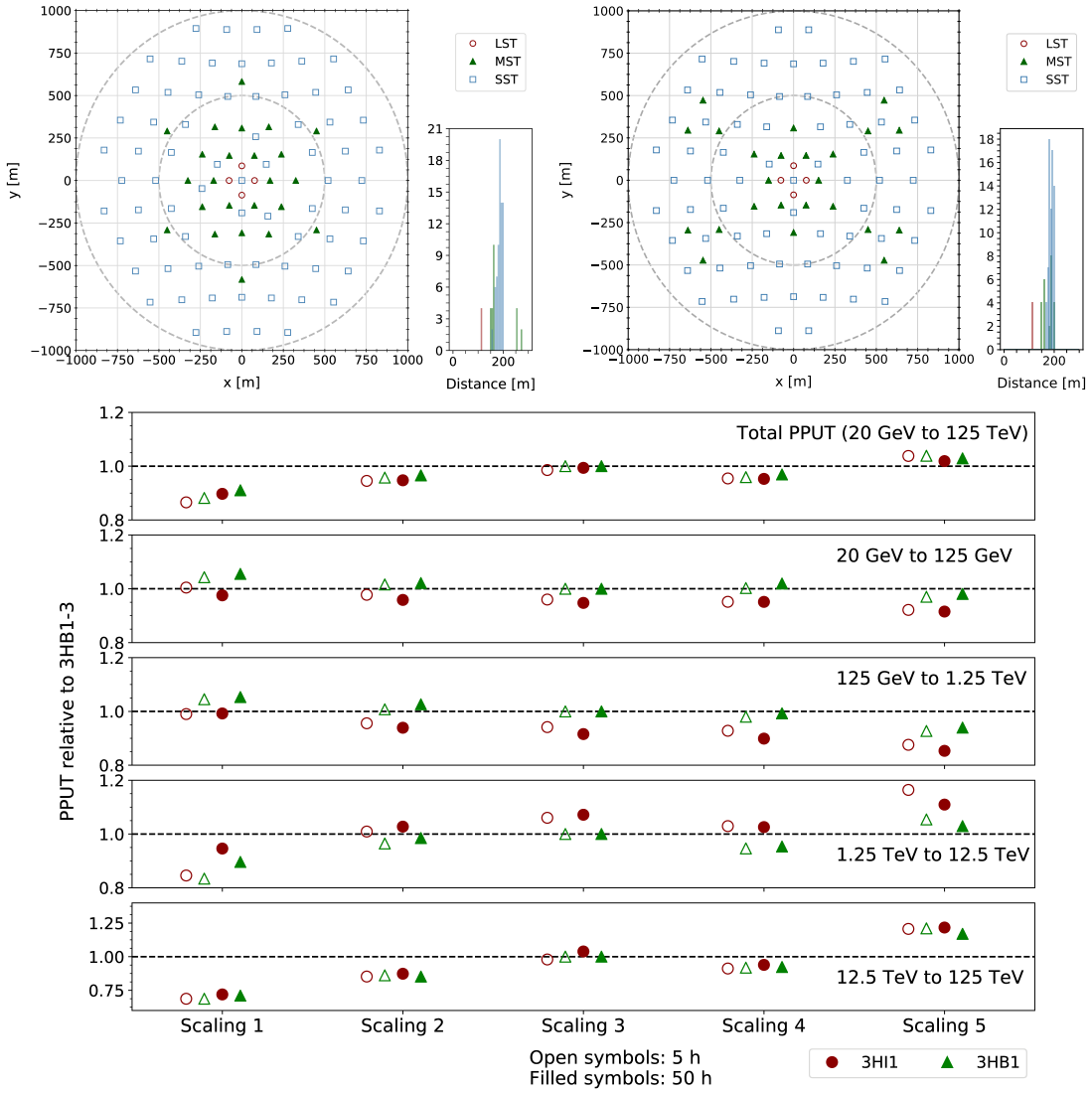


FIGURE 2.51 – Géométrie de réseau pour les MSTs : à gauche, le réseau 3HB1 avec une géométrie hexagonale régulière, à droite le réseau 3HI1 dans lequel 4 îles de MST sont créées. L'histogramme à droite de chaque réseau présente la distribution de la distance de chaque télescope à son plus proche voisin de même type. En bas, les valeurs de PPUT pour différents intervalles d'énergie pour les 2 réseaux 3HB1 et 3HI1.

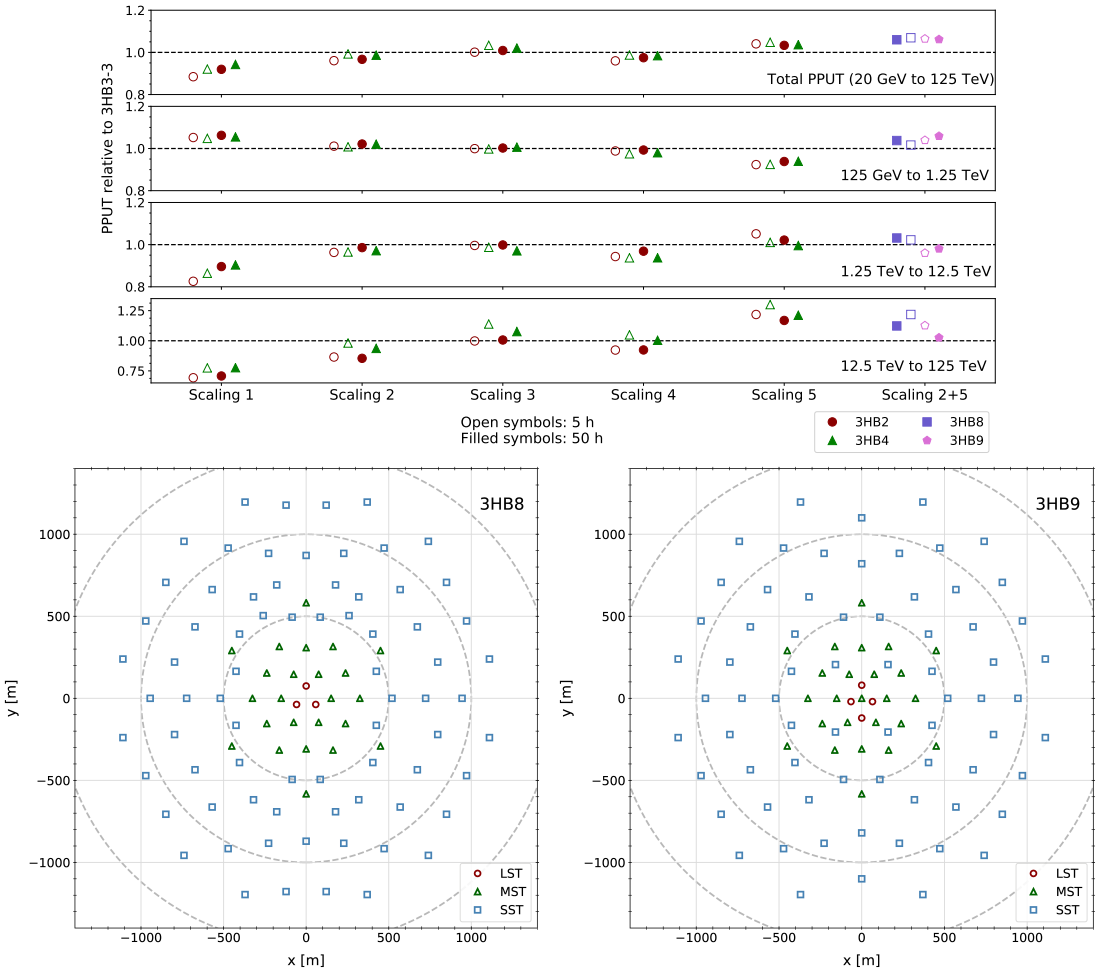


FIGURE 2.52 – En haut, PPUT pour différents intervalles en énergie pour différents réseaux candidats pour le site Sud. Le PPUT calculé pour un réseau combinant les facteurs d'échelle 2 pour les MST, et 5 pour les SST est notée *scaling 2+5*. En bas, le réseau 3HB8 issus de la combinaison initiale des réseaux avec facteurs d'échelle 2 et 5, et le réseau 3HB9 final proposé, dérivé de 3HB8 en ajustant quelques positions.

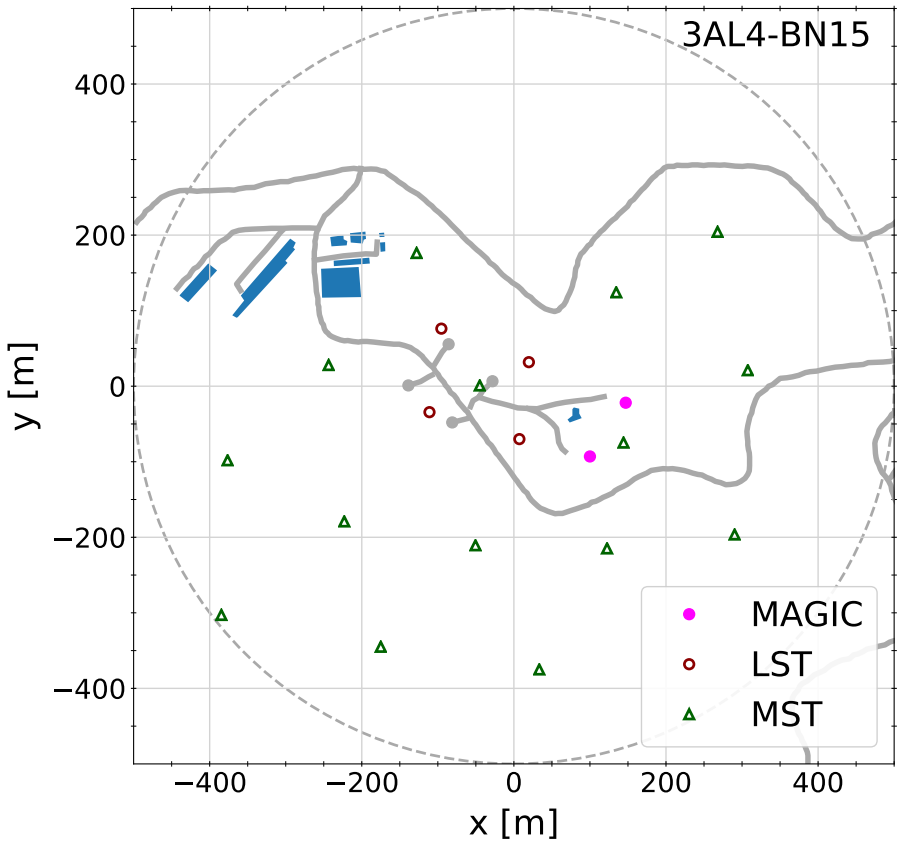


FIGURE 2.53 – Géométrie finale pour le site de La Palma : 3AL4BN15. Les routes sont indiquées en gris, les bâtiments en bleu et les télescopes de MAGIC en magenta.

## 2.7 Fonctions de réponse

Il s'agit ici de présenter les principales caractéristiques des fonctions de réponse de CTA telles qu'extraites des simulations de la `PROD3(b)`, avec donc les géométries finales des réseaux et les sites géographiques définitifs. Ces fonctions de réponse sont disponibles publiquement en divers format sur la page web officielle de l'observatoire présentant les performances attendues de l'instrument ‡.

La caractéristique la plus évidente de la dimension de CTA est la surface effective qui est présentée sur la figure 2.54, à gauche pour le site de Paranal et à droite pour le site de La Palma. Sur le site sud, qui est le plus étendu, la surface effective à 10 TeV pour une observation d'une demi–heure atteint une valeur impressionnante de près de 5 millions de mètres carrés, soit plus d'un ordre de grandeur supérieur aux expériences existantes. Cette courbe de surface effective est de plus marquée par les apports des 3 types de télescope en correspondance à 2 points d'inflexion. Autour de 80 GeV, les MSTs commencent en effet à compléter (en terme de multiplicité) les LST et à 1 TeV, les SST commencent à déclencher et complètent donc les MSTs.

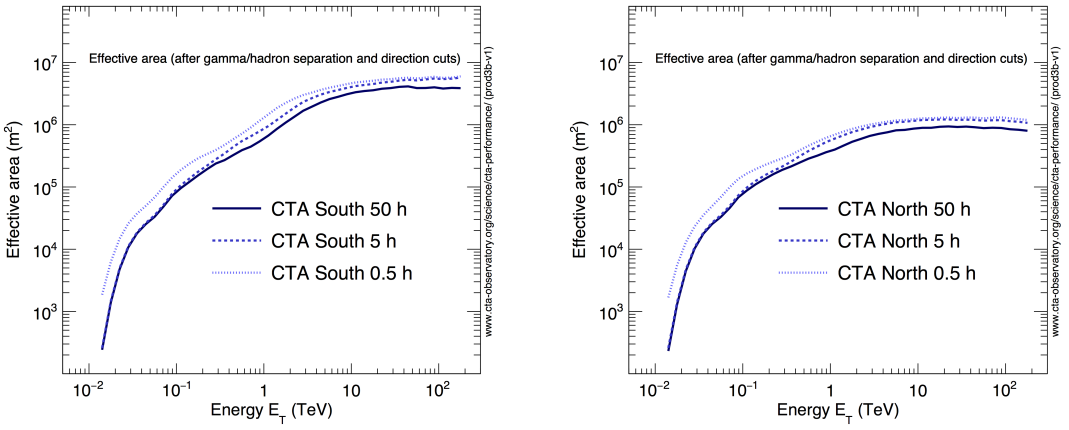


FIGURE 2.54 – Surface effective après application des coupures pour la sélection des évènements candidats photons : à gauche pour le site de Paranal, et à droite pour le site de La Palma.

Une autre donnée importante est la résolution angulaire qui est donnée sur la figure 2.55 pour le site sud de CTA. Au–delà d'une centaine de GeV, la résolution angulaire de CTA devrait être meilleure de 20 à 30% par rapport à toutes les expériences actuelles, avec notamment une résolution inférieure à 0.05° acquise à partir du TeV grâce à la grande multiplicité des SSTs. Une meilleure résolution angulaire apporte des gains à la fois pour l'étude de la morphologie des sources mais aussi pour la caractérisation du fond hadronique résiduel, donc pour en sensibilité.

La résolution en énergie, présentée sur la figure 2.56, est aussi une donnée intéressante, notamment lorsqu'il s'agit d'étudier des caractéristiques spectrales comme par exemple la présence de raie mono–énergétique dûe à l'annihilation de particules de matière noire, ou plus simplement d'estimer avec précision une énergie de coupure spectrale. CTA devrait être le premier instrument à proposer une résolution en énergie meilleure que 10% dès 200 GeV et jusqu'à plus de 100 TeV : on notera aussi le plateau en résolution autour de

‡. https://www.cta-observatory.org/science/cta-performance/

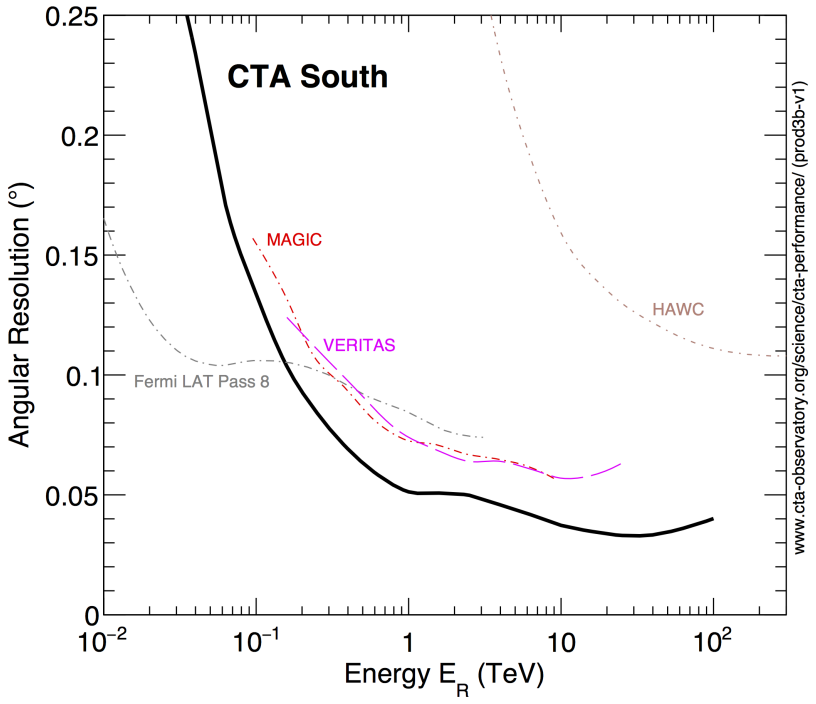


FIGURE 2.55 – Résolution angulaire pour le site sud de CTA et quelques instruments existant aujourd'hui au sol et dans l'espace.

5% entre 1 et 10 TeV.

La figure 2.57 présente la sensibilité différentielle de CTA comparée à celle des instruments actuels, pour la détection d'une source ponctuelle. Grâce notamment à l'immense surface effective et à son excellente résolution angulaire, la sensibilité de CTA sera meilleure d'un ordre de grandeur par rapport aux instruments qui prennent des données aujourd'hui, et passera même sous la barre des $10^{-13}$erg.cm$^{-2}$.s$^{-1}$. Une telle sensibilité devrait permettre de détecter 10 fois plus de sources que celles connues aujourd'hui, et donner accès à des études de population approfondies.

La dernière qualité caractérisant les performances de CTA est la sensibilité hors axe qui est présentée sur la figure 2.58 : les télescopes de CTA disposent globalement de champ de vue 2 à 3 fois plus large que la génération de télescopes Cherenkov imageurs actuelle. Ceci se traduit par une sensibilité hors–axe qui reste excellente jusqu'à près de 3°, en particulier au–dessus de 10 TeV. Disposer d'un champ de vue aussi large est un atout extrêmement intéressant à la fois pour l'étude des sources galactiques très étendues, mais aussi pour une bonne estimation des fonds hadroniques résiduels et gamma diffus. C'est aussi par ailleurs une qualité intéressante pour la mesure du spectre des électrons cosmiques de très haute énergie, comme cela sera présenté dans le chapitre 3.

Les fonctions de réponse présentées ci–dessus ont été dérivées d'une part en s'assurant que l'ensemble des performances requises de CTA soit remplies en même temps (sensibilité, résolution angulaire, résolution en énergie), et d'autre part en optimisant la courbe de sensibilité sur toute la gamma d'énergie. Cependant, il est prévu pour CTA de définir différentes classes d'évènements comme cela a été réalisé avec succès par l'observatoire *Fermi*, voire section 1.5.3. Au détriment d'une perte de surface effective, l'utilisateur pourra

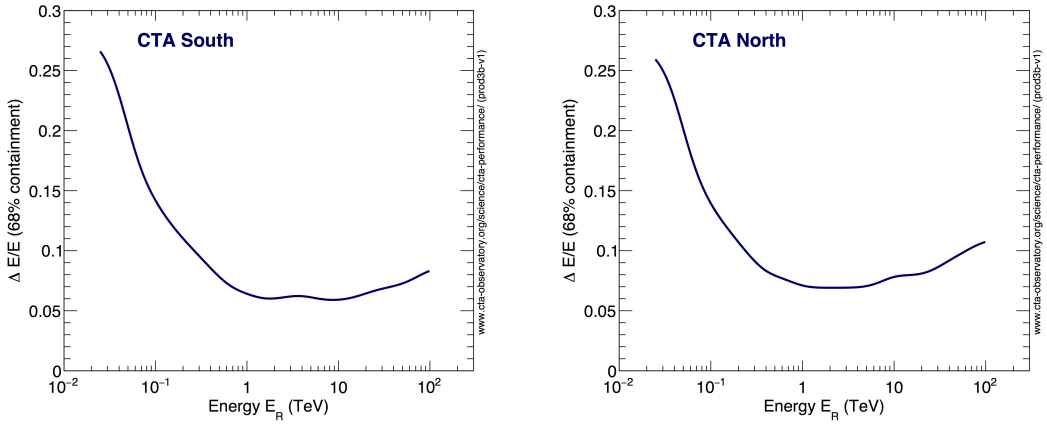


FIGURE 2.56 – Résolution en énergie prévue pour les site sud (à gauche) et nord (à droite) de CTA.

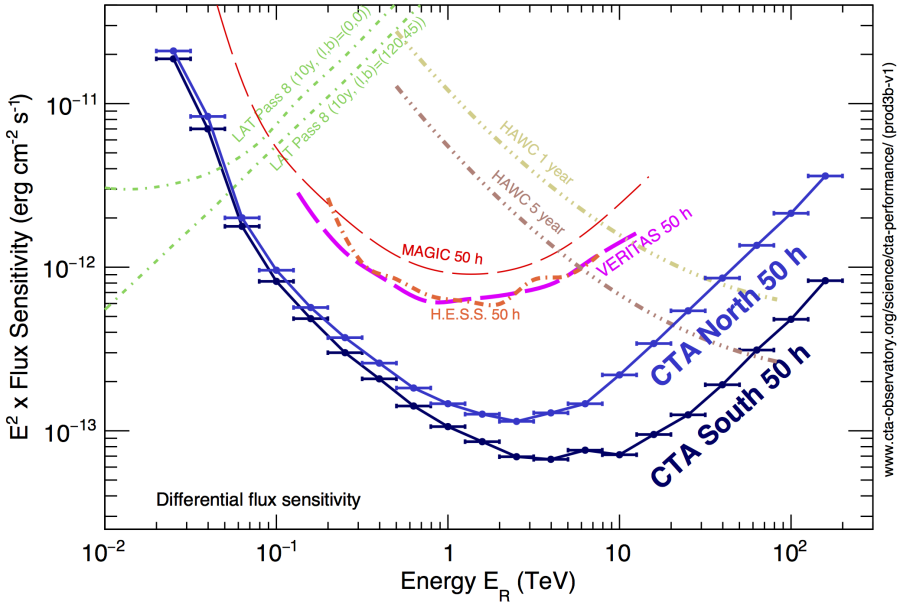


FIGURE 2.57 – Sensibilité différentielle pour la détection d'une source ponctuelle, pour CTA et d'autres instruments actuels.

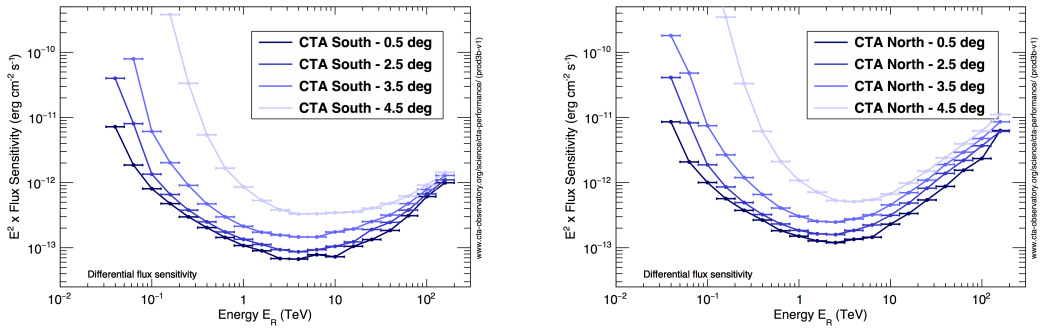


FIGURE 2.58 – Sensibilité hors axe

disposer d'un sous–ensemble d'évènements à la résolution angulaire ou à la résolution en énergie améliorée, ou ayant un fond hadronique résiduel minimal.

## 2.8 *Key Science Projects*

Au sein du consortium CTAC, la production scientifique va s'articuler autour d'un programme commun définis selon de grandes thématiques associées à un certains nombres de projets clés de grande envergure baptisés *Key Science Projects* (KSPs). Ce programme commun impliquant dans la plupart des cas de larges volumes d'observations s'appuie sur un accord entre le consortium CTAC et l'observatoire CTAO : le consortium s'engage à réaliser les développements techniques nécessaires à la construction de CTA, l'observatoire s'engage à donner au consortium le temps d'observation nécessaire pour l'accomplissement du programme commun. Ce temps d'observation réservé au consortium pourrait atteindre 80% du temps disponible les premières années, afin de permettre en outre au consortium d'affiner la compréhension de l'instrument, avant de décliner jusqu'à une portion congrue au bout d'une dizaine d'années. Sur les 10 premières années, 40% du temps total d'observation devrait être alloué au consortium. L'opportunité pour le consortium de disposer d'un volume d'observation conséquent, garantit notamment la possibilité de réaliser de manière cohérente les monitorages de grandes parties du ciel : le plan galactique, incluant des observations approfondies du centre galactique, le grand nuage de Magellan et une partie du ciel extra–galactique.

Le programme commun du consortium est décrit en détail dans le document *Science with CTA* publié sous forme d'un livre en 2017 [35]. Les trois grandes thématiques sont (sans surprise) la compréhension des rayons cosmiques relativistes (production, accélération, impact sur le milieu), la physique dans les milieux extrêmes (objects compacts, jets, champs magnétiques) et la nouvelle physique (matière noire, effets quantiques, axions). Les programmes clés d'observation sont présentés sur la figure 2.59 en association à ses grandes thématiques.

Je ne décrirai pas ici dans le détail l'ensemble du programme commun, en revanche le KSP *Capabilities beyond Gamma rays* sera abordé dans la section 3.4 du chapitre sur les électrons cosmiques de hautre énergie et le KSP *Transient* sera abordé dans la section 4.4 du chapitre dédié aux sursauts gamma. Pour exemple, j'exposerai ici les KSP du monitorage du plan galactique, ce qui me permettra de présenter quelques résultats obtenus sur l'analyse des données du premier challenge d'analyse de données simulées organisé par le consortium en 2018.

| Theme | | Question | Dark Matter Programme | Galactic Centre Survey | Galactic Plane Survey | LMC Survey | Extra-galactic Survey | Transients | Cosmic Ray PeVatrons | Star-forming Systems | Active Galactic Nuclei | Galaxy Clusters |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Understanding the Origin and Role of Relativistic Cosmic Particles | 1.1 | What are the sites of high-energy particle acceleration in the universe? | | ✓ | ✓✓ | ✓✓ | ✓✓ | ✓✓ | ✓ | ✓ | ✓ | ✓✓ |
| | 1.2 | What are the mechanisms for cosmic particle acceleration? | | ✓ | ✓ | ✓ | | ✓✓ | ✓✓ | ✓ | ✓✓ | ✓ |
| | 1.3 | What role do accelerated particles play in feedback on star formation and galaxy evolution? | | ✓ | | ✓ | | | | ✓✓ | ✓ | ✓ |
| Probing Extreme Environments | 2.1 | What physical processes are at work close to neutron stars and black holes? | | ✓ | ✓ | ✓ | | | ✓✓ | | ✓✓ | |
| | 2.2 | What are the characteristics of relativistic jets, winds and explosions? | | ✓ | ✓ | ✓ | ✓ | ✓✓ | ✓✓ | | ✓✓ | |
| | 2.3 | How intense are radiation fields and magnetic fields in cosmic voids, and how do these evolve over cosmic time? | | | | | ✓ | ✓ | | | ✓✓ | |
| Exploring Frontiers in Physics | 3.1 | What is the nature of Dark Matter? How is it distributed? | ✓✓ | ✓✓ | | ✓ | | | | | | ✓ |
| | 3.2 | Are there quantum gravitational effects on photon propagation? | | | | | | ✓✓ | ✓ | | ✓✓ | |
| | 3.3 | Do Axion-like particles exist? | | | | | ✓ | ✓ | | | ✓✓ | |

FIGURE 2.59 – Matrice du programme commun de CTA présentant les projets clés et les questions auxquels ceux-ci devraient apporter des réponses.

Le KSP *Galactic Plane Survey* se propose d'étudier de manière approfondie le plan galactique via la réalisation d'un monitorage profond et homogène sur quelques années, comme cela est présenté sur le tableau de la figure 2.60. Une grande partie du temps d'observation est demandé dès les 2 premières années de prise de données, avec l'instrument complet et dans de bonnes conditions atmosphériques : l'idée étant que cette cartographie initiale du plan puisse servir très tôt de référence pour les propositions d'observation des utilisateurs. La sensibilité attendue au bout des 10 ans est de l'ordre de quelques mCrab (1 mCrab = $5.07 \times 10^{-13}$.ph.cm$^{-2}$.s$^{-1}$) pour un seuil en énergie de 125 GeV, ce qui est globalement 5 à 10 fois mieux que les observations disponibles aujourd'hui.

| | STP (Years 1 – 2) | | LTP (Years 3 – 10) | Total (Years 1 – 10) | |
|---|---|---|---|---|---|
| **Galactic Longitude** | **Hours** | **Sensitivity** | **Hours** | **Hours** | **Sensitivity** |
| **SOUTH** | | | | | |
| 300° – 60° , Inner region | 300 | **2.7 mCrab** | 480 | 780 | **1.8 mCrab** |
| 240° – 300° , Vela, Carina | | | 180 | 180 | **2.6 mCrab** |
| 210° – 240° | | | 60 | 60 | **3.1 mCrab** |
| | | | | 1020 | |
| **NORTH** | | | | | |
| 60° – 150° , Cygnus, Perseus | 180 | **4.2 mCrab** | 270 | 450 | **2.7 mCrab** |
| 150° – 210° , anti-Centre, etc. | | | 150 | 150 | **3.8 mCrab** |
| | | | | 600 | |

FIGURE 2.60 – Temps d'observation et sensibilité attendus pour le KSP de monitorage du plan galactique

Les objectifs scientifiques du programme sont multiples. Il s'agit tout d'abord de recenser la population des sources gamma de très haute énergie de notre galaxie, ce qui apportera une information importante sur les familles de sources connues (nébuleuses de pulsar, pulsars, restes de supernova). Cette cartographie permettra aussi d'identifier les source potentiellement prometteuses, comme les candidats Pevatrons. Au–delà des sources, ce monitorage du ciel donnera par ailleurs une vue sans précédent de l'émission diffuse galactique. La production d'un catalogue détaillé des sources et d'un modèle de l'émission diffuse constituera pour la communauté un produit scientifique de référence pour de nombreuses années.

Au début de l'année 2018, un premier challenge d'analyse de données simulées a été organisé par le consortium afin d'une part de tester les outils d'analyse scientifique (voire section 2.5.4) et d'autre part d'affiner le programme scientifique commun en réalisant les simulations et analyses correspondantes. Les 3 premières années d'observation du plan galactique ont donc été simulées, et ont permis de produire la carte du ciel de la figure 2.61.

J'ai contribué à l'analyse de ces données en collaboration avec Yves Gallant (DR, LUPM), Quentin Rémy (postdoc, LUPM) et Josh Cardenzana (postdoc, IRAP), avec pour but de développer une méthodologie et des outils pour la construction d'un catalogue de sources et de comprendre en particulier le problème de la confusion des sources. En effet, si la résolution angulaire de CTA devrait être excellente, la sensibilité atteinte et la densité de sources attendues dans le plan galactique font qu'une fraction non négligeable des sources seront très proches les unes des autres, voire en partie superposées notamment pour les sources très étendues. Deux pipelines d'analyse ont été développées avec les `ctools` à l'IRAP et avec `gammaPy` au LUPM pour réaliser l'extraction des sources sur une partie des données du plan galactique simulé. En comparant les deux pipelines, nous avons pu montrer, sur les données, l'importance de la résolution angulaire en utilisant comme proxy une

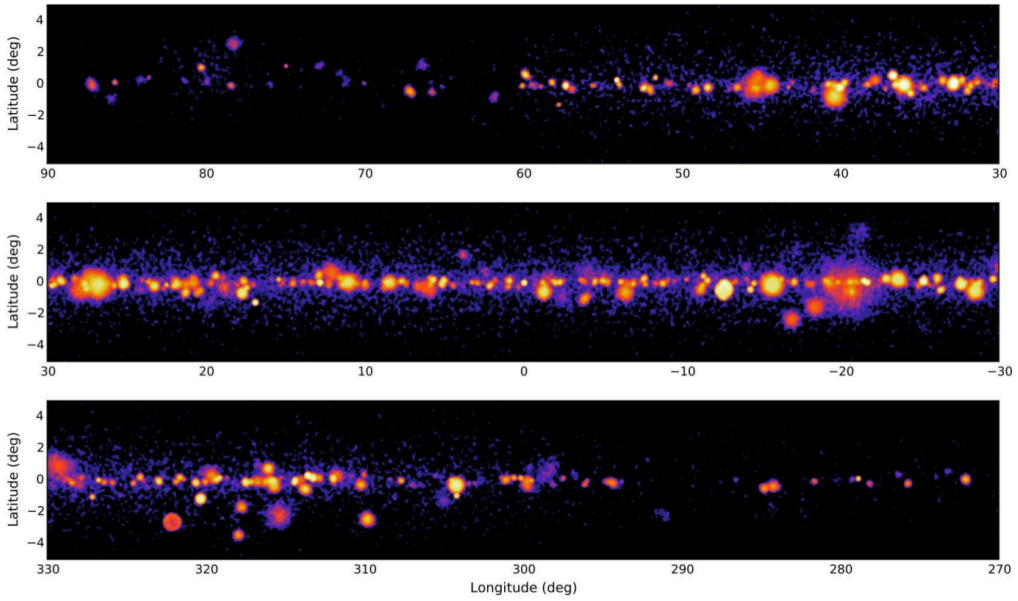


FIGURE 2.61 – Carte simulée du plan galactique tel que pourrait le révéler CTA à la suite des observations du programme commun.

simple sélection sur l'énergie minimum des évènements : les évènements de basse énergie ayant statistiquement une résolution angulaire moins bonne, voire figure 2.55. Quelques résultats sont en outre présentées sur la figure 2.62 et montrent que sur ces données relativement simples nous avons pu obtenir des résultats raisonnables. Une bonne fraction des sources est trouvée, et l'estimation du flux total et de la dimension des sources sont tout à fait corrects.

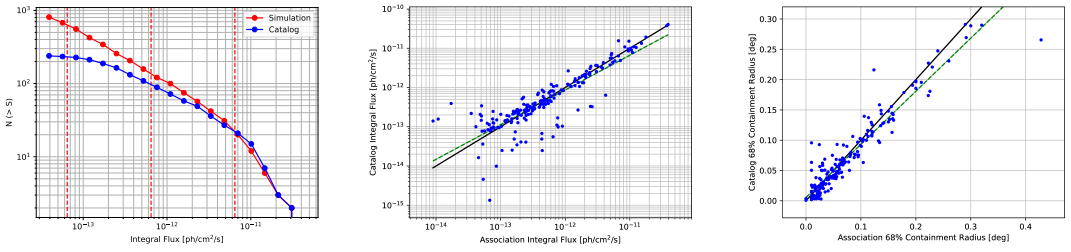


FIGURE 2.62 – A gauche, nombre de sources trouvées par l'algorithme du LUPM en fonction du flux. Au centre, flux reconstruit par rapport au flux simulé. A droite, rayon reconstruit par rapport au rayon simulé.

Le problème de l'obtention d'un bon modèle de l'émission diffuse s'est confirmé être un point clé, sur lequel Q. Rémy a réalisé un travail remarquable tant par l'originalité, la technicité et la qualité des outils mis en place, que par les résultats obtenus : ses travaux qu'il a ensuite appliqué aux données publiques H.E.S.S. du plan galactique ont été publiés dans [62].

## 2.9 Point sur la construction

### 2.9.1 Administration

CTA est actuellement en phase préliminaire pour la construction. L'observatoire travaille en priorité sur les accords avec les sites, sur les travaux préparatoires à la construction des infrastructures. Pour le site Nord de La Palma, l'accord a pu être signé très rapidement après la prise de décision grâce aux bonnes relations avec l'IAC *Istituto di Astrofísica de Canarias*, à l'implication forte de l'Espagne dans CTA, sur le projet LST en particulier, et probablement aussi grâce à la possibilité ainsi ouverte d'accéder aux fonds régionaux de développements européens (FEDER). Pour le site Sud de Paranal au Chili, la situation a été compliquée par le fait que le Chili n'était pas impliqué dans CTA, et par des interactions complexes entre l'ESO qui est le point de contact privilégié de l'observatoire et gestionnaire du site et le ministère de la recherche chilien qui souhaitait s'assurer d'un accès privilégié aux données. L'accord pour le site Sud a finalement pu être signé cet automne ouvrant la voie au démarrage des travaux de mise en place des infrastructures d'ici à quelques mois. L'observatoire a en effet presque complété les études préliminaires pour les accès routiers, les bâtiments, les réseaux d'eau et d'électricité : ces derniers étant extrêmement importants en raison de la puissance requise pour le pointé des dizaines télescopes, et des LST en particulier.

Une autre activité purement administrative mais clairement indispensable pour le bon déroulement de la construction et la durée de vie de l'observatoire est la création de la structure légale européenne qui aura toutes les attributions requises pour collecter les fonds internationaux et les contributions en nature afin de concrétiser CTA. Cette structure légale est de type ERIC, *European Research Infrastructure Consortium*, et requiert des accords internationaux particulièrement avancés, tel qu'il n'en existe qu'une douzaine actuellement. La construction de CTA, avec notamment l'acceptation des produits de la part des instituts et pays contributeurs, ne pourra vraiment être lancée qu'après la création de cette structure afin d'éviter notamment tout problème de propriété intellectuelle.

L'appel à contribution de l'observatoire pour la construction est aussi sous–tendu à la définition précise d'un catalogue des produits requis et des coûts associés (*cost book*). Une première version avait été réalisée en 2014–2015, mais a été jugée non satisfaisante par le comité des pays payeurs en raison d'un manque d'homogénéité et de niveau de précision. Une nouvelle procédure est donc en train d'être mise en place pour la création d'un nouveau *cost book* via une approche traditionnelle et hiérarchique : modes d'utilisation et de fonctionnement de l'observatoire, définition des spécifications correspondantes puis du détail des produits nécessaires pour leurs réalisation, et enfin écriture du *cost book* et procédure de l'appel à contribution. L'idée est pour l'observatoire de recevoir des produits finis et inclusifs, e.g. un télescope avec sa caméra et le logiciel de commande, de façon à minimiser le nombre d'accords avec les instituts contributeurs. Pour réaliser cela, des consortia devront être créés afin que les instituts puissent proposer ensemble les produits nécessaires. Si cela n'est effectivement pas réalisable dans certains cas, l'observatoire devra jouer le rôle d'intégrateur des ressources.

### 2.9.2 Prototypes de télescope

Le premier LST, baptisé LST1, est installé sur le site de La Palma et est actuellement en phase de *commissioning*, et prend d'ores–et–déjà des données sur le ciel pour la vérification du bon fonctionnement de la caméra. L'avancement rapide du projet est dû pour l'essentiel à la disponibilité des financements japonais qui doivent être utilisés rapidement ainsi que

des financement européens régionaux FEDER qui doivent être dépensés exclusivement aux îles Canaries pour les infrastructures. Les infrastructures des LST 2 à 4 sont en construction, dès le *commissioning* du LST 1 complété, les autres LST seront donc rapidement construits pour une mise en service d'ici à 2022.

Pour les MST, un prototype de structure fonctionnel a été développé à Berlin et a permis de réaliser des tests avec le prototype de caméra FlashCam en 2016–2017. Le prototype est globalement satisfaisant, mais des développements restent à faire pour alléger la structure et éviter des déformations trop importantes. Un modèle de pre–production est en cours d'assemblage, la revue critique de cette nouvelle structure est prévue par l'observatoire au printemps 2019. La caméra FlashCam pour les MST dispose d'un prototype opérationnel depuis 2 ans déjà, aucun problème majeur n'a été révélé ni par les test en laboratoire ni par les observations réalisées sur le prototype de structure. La caméra respecte globalement les spécifications imposées par l'observatoire. Des améliorations sont en cours, notamment sur les cônes de lumière et l'interface mécanique pour construire un prototype avancé proche d'un modèle de pre–production. La caméra française, la NectarCam, reste un peu en retrait au niveau de son développement. Cependant un premier prototype disposant d'une interface mécanique complète mais équipée en électronique qu'à hauteur de 25% est en cours d'assemblage pour une série de tests prévus en Allemagne à l'automne sur le prototype de structure de MST. Les performances mesurées en laboratoire à Saclay respectent globalement les spécifications, des décisions restent à prendre notamment en matière de critères de déclenchement mais aucun problème majeur n'a été révélé. Un objectif important est d'installer le premier prototype complet de MST équipé d'une caméra NectarCam à La Palma en 2020.

En ce qui concerne les petits télescopes, 3 prototypes de structures et 3 prototypes de caméra existent et ont été assemblés en diverses combinaisons qui ont pu prendre des données sur le ciel : notamment le prototype de télescope français GCT, équipé de la caméra anglaise CHEC–M, est installé à Meudon depuis la fin 2016. Cependant, l'observatoire, avec le soutien des pays financeurs, a demandé à ce qu'un seul type de petit télescope avec un seul type de caméra soit construit. Après une tentative infructueuse de faire naître un projet commun des équipes impliquées, une revue est en cours de préparation afin de comparer les solutions matérielles et déterminer de manière cohérente les performances des prototypes existants et des modèles de production via des simulations Monte–Carlo. Cette étape de consolidation des petits télescopes aurait certainement dû intervenir bien plus tôt dans l'évolution du projet mais a souffert d'un manque de prise de décision sûrement en partie causée par l'inexistence d'une structure légale appropriée pouvant s'appuyer sur des financements certains. La France en particulier a décidé très tard de son engagement dans CTA via la procédure de déblocage de fonds pour les TGIR (Très Grandes Infrastructures de Recherche).

### 2.9.3 Données

Le logiciel permettant le contrôle du réseau ainsi que l'acquisition des données est développé dans le cadre d'ACS, pour *Alma Contrôle Software*, le logiciel de contrôle de l'observatoire ALMA, qui gère aussi plusieurs dizaines de télescopes radio. Ce logiciel est d'un haut niveau de complexité et un grand soin est donc pris pour la définition de l'architecture globale et des cas d'utilisation. L'interface opérateur est développée en association avec l'ILDA de Saclay, un laboratoire de l'INRIA spécialisé en interface homme–machine. Le logiciel d'acquisition des données est en bonne forme, déjà fonctionnel pour un télescope et utilisé pour les tests réalisés avec les prototypes.

Le pipeline de traitement des données a été détaillée dans la section 2.5.4 : celle–ci est en cours de développement et devrait bientôt être fonctionnelle sur les simulations. Cependant beaucoup de travail reste à faire pour être en mesure de traiter des vraies données en provenance de plusieurs télescopes efficacement, et il est absolument nécessaire de réunir un plus grand nombre de développeurs.

Les outils scientifiques, détaillés dans la section 2.5.4, apparaissent déjà en bonne forme, mais pour l'essentiel ont été testés sur des données des expériences existantes et des simulations simplifiées de CTA. Vérifier ces outils sur les données de *commissioning* des premiers télescopes est sans doute la prochaine étape importante. Par ailleurs, un travail non négligeable reste à accomplir pour rendre les outils vraiment utilisables par la communauté d'astronomes, hors experts en astronomie gamma.

## 2.10 Travaux en perspective

Pour clore ce chapitre sur CTA, je donnerai ici quelques éléments sur la façon dont je vois mon implication dans le projet ces prochaines années.

Tout d'abord, je viens d'être élu par le consortium comme co–coordinateur du groupe ASWG *Analysis and Simulation Working Group* avec un mandat débutant au 1er janvier 2019 et durant 2 ans. Outre la coordination du groupe, je vais maintenir mon implication dans la production des simulations et dans un certain nombre de projets auxquels j'ai déjà contribué, notamment l'étude de l'impact de l'état de l'atmosphère sur les performances de CTA et l'étude approfondie des modes de pointé divergent qui pourraient permettre d'élargir significativement le champ de vue.

Je vais aussi maintenir mon implication dans le projet de développement de `CTADIRAC` avec le but d'obtenir d'ici les deux prochaines années un système performant capable de traiter les vraies données et suffisament abouti pour être livrable à l'observatoire. Cela nécessitera cependant de renforcer le duo que je forme avec L. Arrabito, soit via le recrutement espéré d'un ingénieur de recherche en développement soit via l'implication de personnes d'autres laboratoires. Réaliser en parallèle la production des simulations et le développement du logiciel est devenu difficile en raison d'une part du volume croissant de simulations et du niveau de complexité plus élevé des composants restant à développer.

J'espère en outre pouvoir m'investir sur l'analyse des données du premier prototype de NectarCam, peut–être dès cet hiver en participant aux tests à Berlin, ou l'été prochain lorsqu'une caméra entière sera équipée ou encore en 2020 lorsque le prototype de MST-N sera installé à La Palma. Ce travail devrait me permettre de me familiariser avec le pipeline de traitement des données et de participer éventuellement à son développement. J'aurai aussi une chance de rentabiliser cet investissement en participant aussi à l'analyse des données du LST 1, qui pourrait être le premier télescope de CTA a répondre aux alertes de sursauts gamma dès l'année prochaine.

Enfin, un projet qui me tient à cœur et auquel j'espère pouvoir continuer de contribuer est celui du LIDAR Raman. Si tout se passe bien, l'intégration sera réalisée cet hiver, le faire fonctionner et en mesurer les performances sera un véritable défi.

# Chapitre 3

# Électrons cosmiques

## 3.1 Contexte

L'étude du spectre des électrons et positrons cosmiques de haute énergie procure un regard unique sur la nature des sources de rayons cosmiques ainsi que sur les phénomènes d'accélération et de propagation dans le milieu–interstellaire local. En effet, les électrons cosmiques de plus de 100 GeV perdent rapidement leur énergie ($-\frac{dE}{dt} \propto E^{-2}$) par rayonnement synchrotron dans le champ magnétique galactique, et par diffusion Compton inverse sur le champ de rayonnement interstellaire. Typiquement, un électron cosmique d'1 TeV perd la moitié de son énergie totale sur une distance de 300 à 400 pc lorsque celui–ci se propage à environ 1 kpc du Soleil : les électrons cosmiques de haute énergie sont donc forcément produits et/ou accélérés localement, par des sources proches et donc potentiellement identifiables.

Les électrons et positrons cosmiques peuvent être créés par divers processus dans notre galaxie (voire un bref résumé dans [63]). D'abord, les restes de supernovæ sont des sources bien identifiées de rayons cosmiques, et il est maintenant avéré qu'ils accélèrent au moins dans certains cas des leptons. Les processus d'accélération ont lieu au niveau des zones de chocs via des processus diffusifs, et peuvent accélérer les électrons jusqu'à plusieurs centaines de TeV. Dans le milieu concerné, les électrons sont largement majoritaires par rapport aux positrons. En revanche, les nébuleuses à vent de pulsar (PWNs) produisent et accélèrent des électrons et positrons en même quantité, et ceux–ci sont injectés dans la galaxie lorsque la zone de choc définissant la nébuleuse commence à se briser, généralement 40000 à 50000 ans après sa formation. Il y a donc un effet temporel très important à prendre en compte pour bien évaluer la contribution des PWNs à la population d'électrons et positrons cosmiques voyageant dans la galaxie. La dernière contribution majeure est celle des électrons et positrons secondaires, produits par l'interaction des rayons cosmiques primaires de très haute énergie sur les noyaux du milieu interstellaire : ces électrons sont produits avec un spectre plus mou que celui des protons primaires qui est déjà en $E^{-2.7}$, on s'attend donc à une faible contribution au TeV.

Une mesure précise du spectre des électrons cosmiques de haute énergie peut donc permettre spécifiquement de révéler une ou plusieurs sources et/ou accélérateurs de rayons cosmiques, et de caractériser le coefficient de diffusion dans le milieu interstellaire. Avant 2008, le spectre des électrons n'avait été mesuré que par des expériences en ballon et par une seule mission spatiale (AMS–01 [64]). Les mesures de flux différaient d'un facteur 2 à 3 d'une expérience à l'autre, et bien que ces mesures constituaient une avancée sur l'inconnu, les contraintes que l'on pouvait en extraire restaient très faibles [65]. En 2008, une série de nouvelles mesures réalisées par les 4 expériences ATIC [66], PPB-BETS [67], H.E.S.S. [68]

et PAMELA [69] ont renouvelé l'intérêt scientifique porté à la mesure du spectre des électrons. En particulier, comme cela est présentée sur la figure 3.1, l'expérience ATIC avait mesuré un spectre associant à la fois un indice spectral très dur et la présence d'une coupure spectrale très forte autour du TeV. L'augmentation inattendue de la fraction de positrons $(\frac{e^+}{e^+ + e^-})$ jusqu'à 100 GeV mesurée par PAMELA était difficilement conciliable avec les modèles de diffusion admis alors. Ces mesures indiquaient donc à minima une forte déviation par rapport au spectre le plus simple prévu par les modèles de propagation, et avec plus d'optimisme déjà la présence d'une source proche d'électrons et de positrons responsable de l'excès de particules. Deux types de source étaient évoquées, issues d'une littérature déjà ancienne, avec d'une part les pulsars proches et d'autre part l'annihilation de particules de matière noire dans le halo galactique.

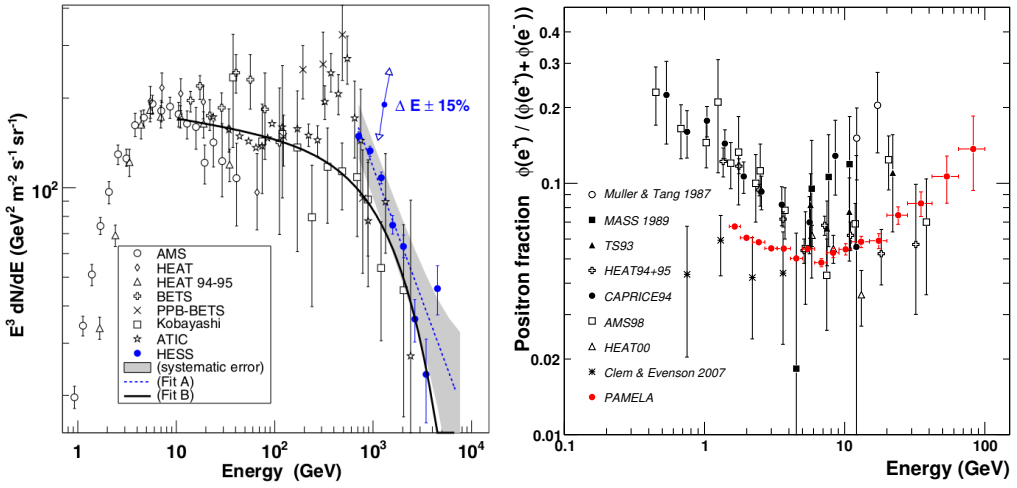


FIGURE 3.1 – A gauche : mesures du spectre des électrons cosmiques de haute énergie en 2008. A droite : mesure de la fraction de positrons par PAMELA en 2008.

Sur la figure 3.1, on ne peut que constater cependant que la qualité des nouvelles mesures tant en terme d'incertitudes statistiques que systématiques étaient de nouveau trop limitée pour tirer des conclusions solides quant aux désaccords présents. Dans ce contexte, la première mesure du spectre des électrons cosmiques par *Fermi* étaient alors très attendue par la communauté.

## 3.2 Mesures avec Fermi

Je me suis intéressé à la mesure du spectre des électrons cosmiques dès l'époque des campagnes de tests sous faisceau. L'objectif initial du groupe était la mesure du spectre en énergie des électrons cosmiques de 20 GeV jusqu'au TeV. Le LAT étant construit pour la mesure des photons $\gamma$ de 20 MeV à 300 GeV, le problème posé a nécessité une analyse nouvelle hors des sentiers battus.

Le groupe de Pise, au sein duquel j'étais postdoc, s'est occupé des problèmes liés à la détermination des coupures pour sélectionner les électrons et à l'utilisation des données des tests sous faisceau pour comprendre l'impact des différences systématiques observées entre donnée et simulation, sur cette sélection et sur la reconstruction du spectre des électrons

primaires. Mon expérience en matière d'analyse des données faisceau, de simulation Monte Carlo et de contrôle de la qualité des données prises en orbite m'a permis de contribuer significativement à ces travaux.

### 3.2.1 Les capacités du LAT

Le LAT est un instrument pensé pour avoir un large champ de vue et une acceptance maximale (voir section 1.1) pour un volume et une masse limités par la taille du lanceur. L'instrument propose ainsi un ratio hauteur sur largeur faible (inférieur 1) qui lui permet de détecter correctement les particules jusqu'à un angle zénithal de 70°, et de présenter un facteur d'acceptance géométrique de plus de 2 $m^2$ sr pour les photons (voir figure 1.42)). Ces caractéristiques sont en fait aussi optimales pour faire du LAT un excellent spectromètre à électrons, si ce n'est cependant la présence du détecteur d'anti–coincidence dont le rôle principal est de rejeter les particules chargées.

Fort heureusement, comme cela a été décrit dans la section 1.1.5, le LAT dispose d'un filtre logiciel embarqué qui permet une pré–sélection grossière des évènements afin d'optimiser l'envoi d'évènements vers le sol. Ce filtre, implémenté dans le logiciel de vol, possède deux caractéristiques essentielles qui ont permis la mesure des électrons cosmiques :

- le filtre `HI-PASS`, haute-énergie, qui laisse passer tous les évènements pour lesquels l'énergie mesurée dans le calorimètre est supérieur à 20 GeV,
- le filtre `DGN`, pensé pour le diagnostic du filtre `GAMMA`, qui laisse passer une fraction non–biaisée ($\frac{1}{250}$) de tous les évènements qui déclenchent l'acquisition.

Les électrons de haute énergie sont donc envoyés au sol via le filtre `HI-PASS` et les électrons de basse énergie via le filtre `DGN`. Pour le travail que j'ai réalisé dans le cadre du groupe *Calibration & Analysis*, j'ai fourni un effort conséquent permettant la compréhension et la bonne utilisation du filtre embarqué, tant pour les photons que pour les électrons, en produisant et en analysant notamment les simulations pour différentes configurations du LAT.

L'analyse des électrons, tout comme celle des photons gamma, s'appuie très fortement sur les simulations Monte–Carlo complètes du détecteur dans son environnement. Les simulations sont effet utilisées d'abord pour établir la sélection des évènements candidats électrons, puis pour dériver les fonctions de réponse, notamment la résolution en énergie et la surface effective, et enfin pour estimer la fraction de fond hadronique résiduel. Deux points importants sont ici à considérer. D'une part, la connaissance de l'estimateur de l'énergie (biais et résolution) est critique pour une bonne reconstruction du spectre : si le biais en énergie n'est pas contrôlé sur toute la gamme ou si la résolution en énergie est surestimée, l'impact sur la forme du spectre peut rapidement devenir majeur. D'autre part, contrairement aux photons gamma, le fond hadronique résiduel compte jusqu'à 20 à 30% du signal (à haute énergie) et son estimation n'est possible que via les simulations : il ne peut être soustrait *a posteriori* via l'information spatiale, car fond hadronique et électrons ont des distributions uniformes sur le ciel.

La réalisation d'une mesure s'appuyant aussi fortement sur les simulations était difficilement comprise à l'époque, notamment parce que certaines expériences en ballon pouvaient utiliser directement des données de tests sous faisceau plutôt que des simulations. De forts doutes étaient émis à la fois sur notre capacité à évaluer (et donc à soustraire) correctement le fond hadronique à haute énergie, et sur la possibilité effective de mesurer correctement l'énergie jusqu'au TeV avec un instrument de moins de 10 longueurs de radiation électromagnétique. Une importante partie du travail a donc consisté à s'assurer et à convaincre que les simulations étaient en bon accord avec les données tant pour les électrons que pour

les hadrons. Nous nous sommes pour cela appuyés sur les données acquises sous faisceau (voir la section 1.2), non pour dériver directement la réponse du détecteur aux électrons et aux protons, mais pour valider de manière à la fois globale et spécifique la simulation.

Comme premier exemple, la figure 3.2 montre le bon accord entre données et simulation, pour des électrons de 196 GeV et des protons de 100 GeV, pour deux quantités importantes pour la sélection des électrons, extraites de la reconstruction dans le trajectographe : *Fractional TKR extra clusters* se réfère au nombre de clusters autour de la trace principale, et *TKR average time over threshold (MIPS)* au temps passé au–dessus du seuil normalisé.

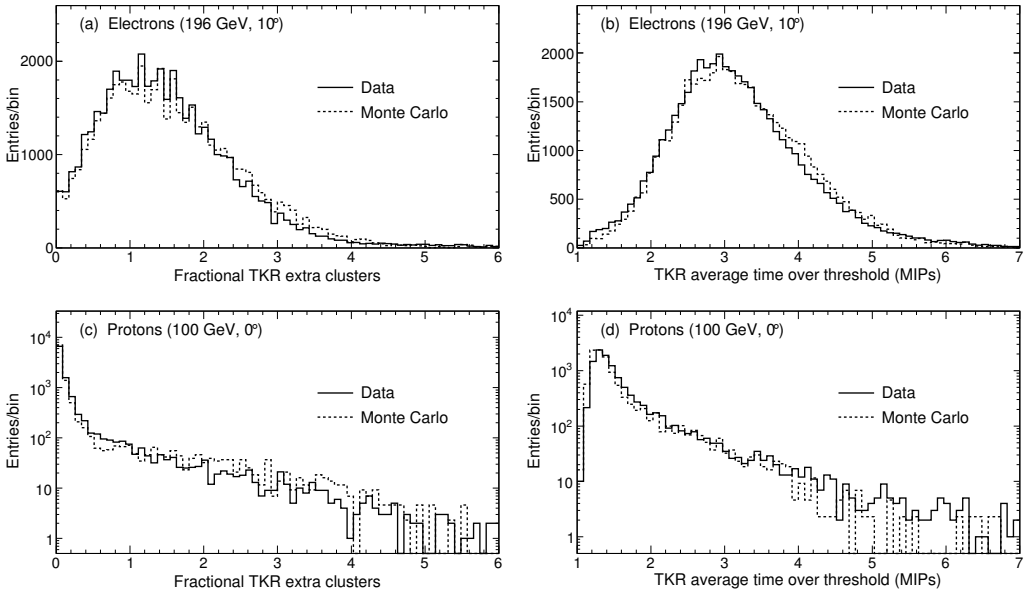


FIGURE 3.2 – Comparaison entre données et simulation pour des quantités du trajectographe pour des données des tests faisceau de 2008 au CERN, extrait de [70].

Ensuite, la figure 3.3 montre l'énergie brute mesurée dans le calorimètre, ainsi que l'énergie reconstruite par les algorithmes pour des énergies de faisceau d'électrons allant de 20 GeV à 282 GeV, et des angles d'incidence de 30° et 60°. A faible angle d'incidence, plus l'energie du faisceau augmente, plus la fraction d'énergie effectivement mesurée est faible, à peine la moitié à 282 GeV, mais l'algorithme de reconstruction démontre sa capacité à estimer une énergie quasiment non–biaisée et avec une résolution de l'ordre de 8%. A fort angle d'incidence, le calorimètre est effectivement plus épais et collecte donc une plus grande partie de l'énergie, ce qui améliore la résolution d'un facteur 2 à 282 GeV. Comme cela a été vu dans la section 1.4.3, nous avons aussi montré que si l'échelle absolue en énergie n'était alors pas parfaitement maîtrisée, la résolution en énergie extraite des tests sous faisceau était parfaitement en accord avec les attentes des simulations sur toute la gamme accessible.

### 3.2.2 Premières mesures *Pass 6* de 2009 et 2010

La première mesure du spectre a été réalisée moins d'un an après le lancement, et s'appuyait donc sur la reconstruction *Pass 6* développée pour les photons. A partir des informations disponibles, nous avons pu développer une sélection ad–hoc de candidats

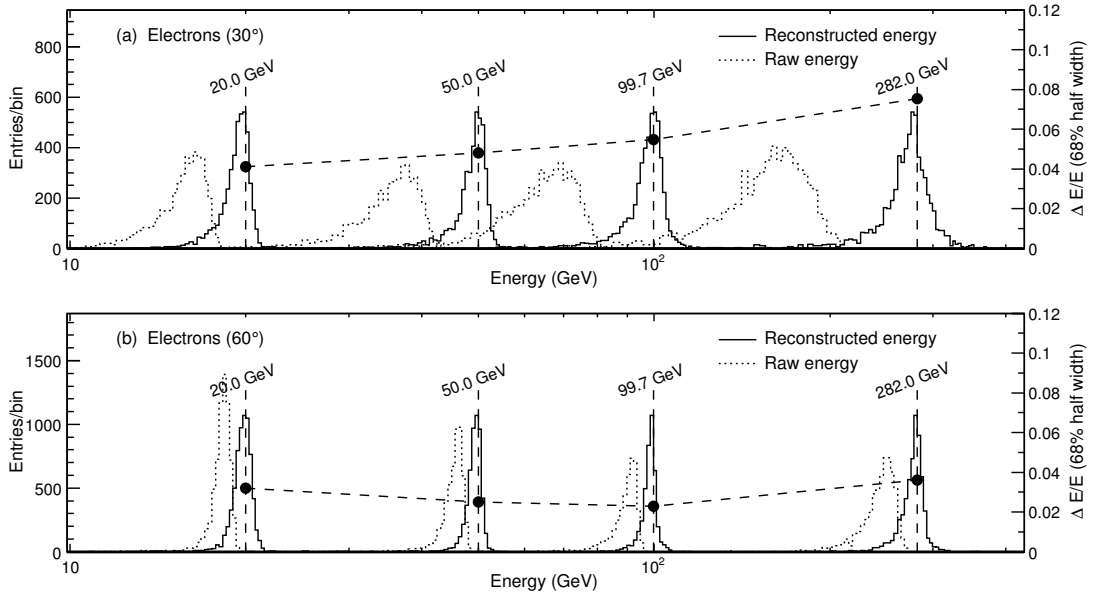


FIGURE 3.3 – Energie brute (pointillée) et reconstruite (ligne pleine) pour différentes énergies de faisceau d'électrons, acquises à un angle de 30° en haut et de 60° en bas. Extrait de [70].

électrons. La toute première mesure publiée en 2009 [71] couvrait une gamme d'énergie de 20 GeV à 1 TeV, mais la seconde de 2010 [70] débutait à 7 GeV. Compte tenu des différences notables des processus physiques en jeux et sur la nature du fond hadronique, deux sélections ont donc été développées : une basse énergie de $\sim 7$ GeV à 80 GeV, et une pour la haute énergie de 20 GeV à 1 TeV. Le recouvrement en énergie des deux sélections nous a permis d'une part de vérifier leur cohérence, et d'autre part de faire une transition douce entre basse et haute énergie pour limiter les erreurs systématiques.

Pour développer la sélection, nous avons suivi la démarche initiale adoptée pour celle des photons, en commençant par appliquer un certain nombre de coupures fiduciaires pour s'assurer notamment de partir d'un lot d'évènements bien reconstruits. Pour la sélection basse énergie, cela se traduit par la demande d'au moins une trace reconstruite dans le trajectographe, et un signal minimal (5 MeV) déposé dans le calorimètre. Pour la sélection haute énergie, la contrainte est plus forte puisqu'en plus d'une trace reconstruite, un dépôt d'énergie de plus d'1 GeV est demandé dans le calorimètre et la cascade électromagnétique doit avoir traversé au moins 7 longueurs de radiation. Les photons de l'albedo terrestre sont par ailleurs rejetés via une simple coupure sur l'angle zénithal, et les photons dans le champ de vue sont rejetés en inversant simplement les coupures sur le détecteur d'anti–coincidence développées pour les photons.

Une série de coupures a ensuite été développée pour supprimer l'essentiel du fond hadronique, voir figure 3.4. Dans le trajectographe, en raison de la présence des couches de tungstène, les électrons génèrent une pré–cascade électromagnétique, ce qui se traduit par la production d'électrons de basse énergie le long de la trace principale, et donc par la présence de pistes allumées proches de cette trace, mais n'appartenant pas à la trace : sur les distributions de fraction de pistes touchées supplémentaires présentées à gauche de la figure 3.2, on observe que pour les protons cette fraction est généralement très faible alors qu'elle est en générale supérieure à 1 pour les électrons. Dans le calorimètre, l'observable

la plus discriminante est bien sûr la largeur de la cascade électromagnétique, notoirement plus étroite pour les leptons que pour les hadrons. Enfin, des combinaisons d'observables sur les tuiles d'ACD ayant déclenchés, les dépôts d'énergie dans chaque tuile en association avec la direction reconstruite de la particule permettent aussi de caractériser la topologie des évènements et de rejeter une fraction des hadrons.

Pour atteindre le pouvoir de rejet final, nous avons ensuite utilisé, comme pour les photons gamma, des arbres de classification. Pour la première étude de 2009, deux classificateurs ont été construits, l'un basé sur les observables liées au calorimètre, l'autre pour les observables liées au trajectographe. Ces deux classificateurs ne sont évidemment pas complètement indépendants, cependant par rapport à la technologie utilisée alors, de meilleures performances étaient obtenues par la combinaison *a posteriori* des classificateurs plutôt qu'en créant qu'un seul, et l'utilisation de deux classificateurs a rendu plus fiable l'étude des incertitudes systématiques. Pour l'étude de 2010, incluant aussi la basse énergie, les classificateurs ont été construits séparément à basse et à haute énergie, mais ceux–ci incluaient des observables des 3 sous–détecteurs. Comme le montre la figure 3.4, le classificateur n'a pas la même utilité sur toute la gamme en énergie, nous avons donc développé une coupure sur le classificateur qui dépend de l'énergie : en particulier, celle–ci devient de plus en plus forte à mesure que l'énergie augmente pour limiter la contamination hadronique : le spectre des protons étant en $\sim E^{-2.7}$ alors que celui des électrons est en $\sim E^{-3}$.

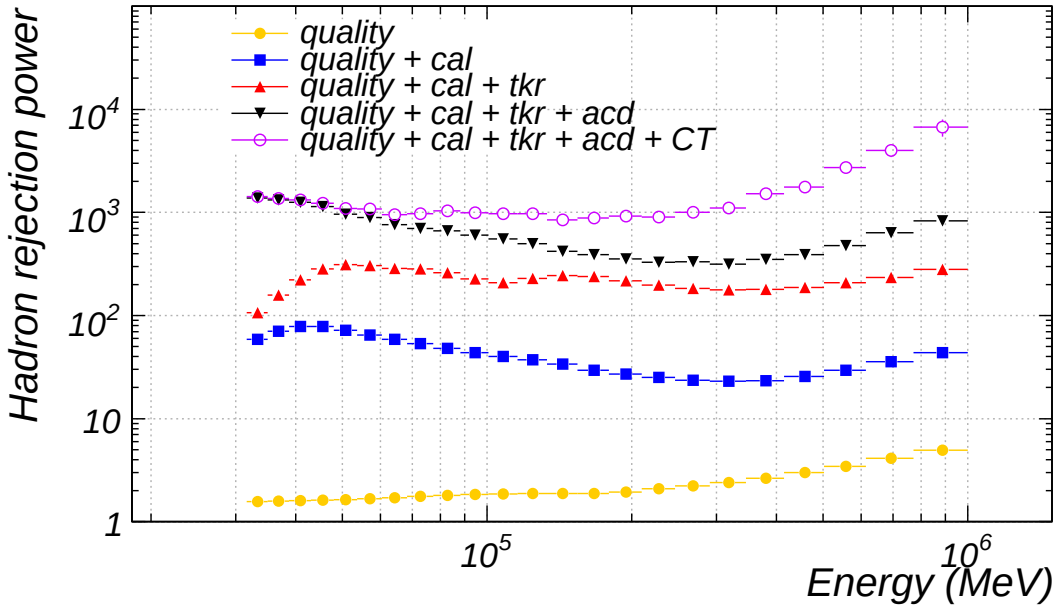


FIGURE 3.4 – Pouvoir de rejet des hadrons après divers niveaux de sélection.

Lors du développement de la sélection, une attention particulière a de nouveau été apportée au contrôle de l'accord entre données et simulation à divers niveaux de coupures. La figure 3.5 présente par exemple la distribution de la largeur du dépôt d'énergie dans le calorimètre, qui est l'observable avec le pouvoir de séparation le plus élevé. L'accord global est bon, on note cependant une légère différence de largeur de distribution, notamment dans l'encadré (d), là où les coupures sont les plus fortes. Nous avons parfois trouvé des quantités avec un pouvoir de séparation intéressant mais présentant un mauvais accord

données/simulations : les coupures directes sur ces observables ont été limitées, et les quantités n'ont pas été incluses dans les arbres de classification. Certaines quantités n'ont été utilisées qu'à basse énergie par exemple.

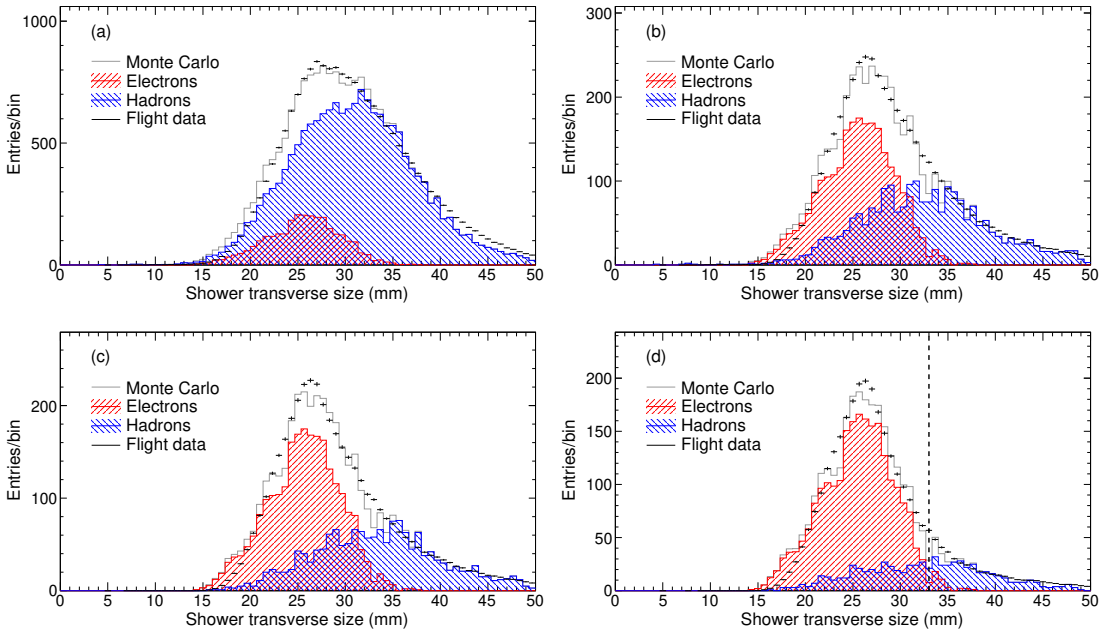


FIGURE 3.5 – Distribution de la largeur du dépôt d'énergie dans le calorimètre à divers stades de coupure pour une énergie reconstruite entre 133 GeV et 210 GeV : (a) après coupure sur les observables du calorimètre sauf celle représentée, (b) addition des coupures sur le trajectographe, (c) sur l'ACD, (d) sur les classificateurs. On observe à tous les stades un bon accord global entre données et simulations. Extrait de [70].

En effet, la justesse de la simulation dépend aussi souvent de l'énergie. Le travail de vérification a donc été réalisé dans chaque intervalle en énergie, comme cela est montré pour les classificateurs sur la figure 3.6 pour quatre intervalle de 5 GeV à 1 TeV. A chaque fois, la barre verticale en trait interrompu représente la valeur de coupure choisie pour conserver un maximum d'électrons et rejeter un maximum de protons. A 100 GeV, les distributions sont bien séparées et le fond hadronique résiduel est déjà limité par les coupures directes. Au TeV, la séparation devient clairement difficile, car le recouvrement des distributions est important et il y a autant de protons que d'électrons dans le lot de données.

Comme cela a été mentionné dans la section 3.2.1, une mesure propre et comprise de l'énergie est indispensable pour une reconstruction fiable du spectre. Dans le cadre de la reconstruction *Pass 6*, 3 méthodes de reconstruction de l'énergie étaient utilisées, comme cela a été expliqué dans la section 1.5.2. Un arbre de classification permet ensuite de choisir la meilleure reconstruction pour construire un estimateur inclusif et efficace. Nous avons étudié la résolution en énergie pour la sélection des électrons en suivant le modèle adopté pour les photons. La résolution est définie comme la moitié de la largeur de la distribution après ajustement par une fonction log–normale, comme cela est montré à gauche de la figure 3.7. A droite de cette figure, la résolution en énergie à 68% et 95% de contenu des évènements est présentée pour la sélection haute énergie, ainsi que pour les données et simulations des tests faisceaux, démontrant de nouveau que nous avions de bonnes raisons de croire en nos simulations. La résolution en énergie était globalement déjà remarquable,

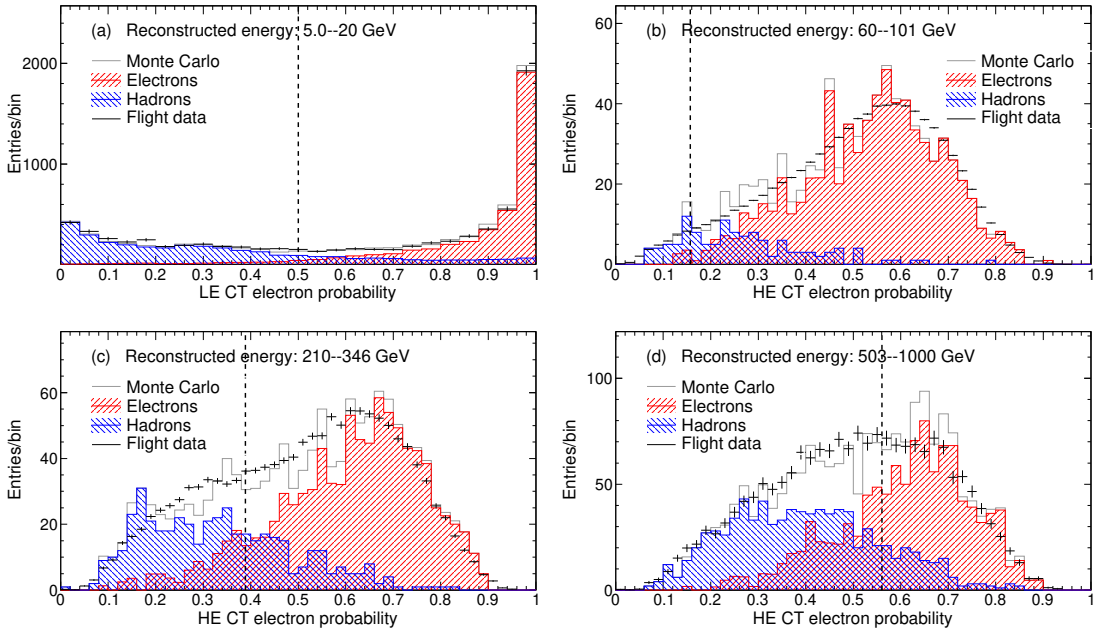


FIGURE 3.6 – Accord données simulations pour les observables issues des arbres de classification dans 4 intervalles en énergie. Extrait de [70].

restant en–dessous de 20% au TeV pour seulement 10 longueurs de radiation sur l'axe.

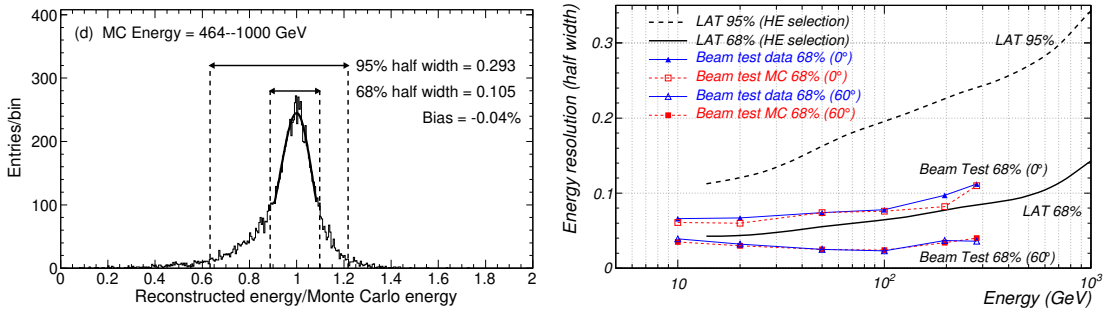


FIGURE 3.7 – A gauche, définition de la résolution en énergie. A droite, résolution en énergie pour la sélection haute énergie : simulation du LAT en orbite en noir, données des tests faisceaux en bleu et simulation des tests faisceaux en rouge. Extrait de [70].

Pour pouvoir reconstruire le flux des électrons de manière absolue, nous avons ensuite dérivé le facteur géométrique effectif caractérisant la réponse de l'instrument après sélection des électrons. Pour les photons, la surface effective est paramétrée en fonction des angles sphériques dans le référentiel du détecteur. Pour les électrons, comme ceux–ci sont isotropes, il est suffisant de dériver la réponse comme le produit de la surface effective par le champ de vue. Comme pour les photons, cette efficacité de réponse est estimée à partir de simulation d'électrons illuminant le détecteur sur $2\pi$.sr. Le facteur géométrique effectif est présenté à gauche de la figure 3.8. Pour la sélection haute énergie, celui–ci atteint 2.8 $m^2$.sr et l'on voit clairement l'effet du filtre `Hi-Pass` en–dessous de 50 GeV d'énergie reconstruite. Pour la sélection basse énergie, le facteur est ici multiplié par 250 pour compenser l'effi-

cacité du filtre de diagnostic et on observe que l'efficacité de la sélection diminue à mesure que l'énergie augmente.

La figure 3.8 montre aussi le taux de fond hadronique résiduel dérivé des simulations. Comme cela a déjà été évoqué, il s'agit de l'un des problèmes critiques à résoudre pour la reconstruction du spectre des électrons. L'étude de ce problème spécifique est gourmande en simulations Monte Carlo adaptées [72] ; j'ai pris la responsabilité de fournir les simulations nécessaires au groupe, ce qui m'a amené notamment à développer de nouveaux outils pour l'utilisation du code de simulation de *Fermi* sur la grille de calcul européenne. Cette initiative a mis à disposition d'importantes ressources de calculs supplémentaires pour le groupe, permettant d'accélérer significativement l'analyse des données. Afin de générer les simulations nécessaires, j'ai dû faire tourner pas moins de 400 processeurs pendant 80 jours.

Par ailleurs, la contamination hadronique était évaluée initialement à partir de simulations Monte–Carlo reproduisant le flux de hadrons correspondant aux modèles et dont le spectre en énergie suit une loi de puissance en $E^{-2.75}$. J'ai développé une nouvelle méthode utilisant des simulations de protons isotropes dont le spectre en énergie est en $E^{-1}$. Sous certaines hypothèses, j'ai pu estimer le flux de hadrons passant les coupures des électrons après re–normalisation pour l'indice spectral. Les simulations en $E^{-1}$ favorisent la simulation des évènements haute énergie par rapport aux simulations en $E^{-2.75}$. Cette nouvelle méthode s'est révélée particulièrement intéressante pour contrôler les résultats obtenus à haute énergie et pour estimer facilement les incertitudes systématiques dues à l'incertitude sur l'indice spectrale du spectre des protons cosmiques primaires. Nous avons au final choisi de limiter la contamination en–dessous de 10% sur la majeure partie de la gamme d'énergie, et à 20% dans le dernier intervalle au TeV : forcer les coupures limite la statistique du signal et augmente le risque de biais systématique, mais une contamination trop importante induit le risque d'erreurs systématiques dues à l'imprécision des modèles d'interaction hadronique utilisés dans les simulations.

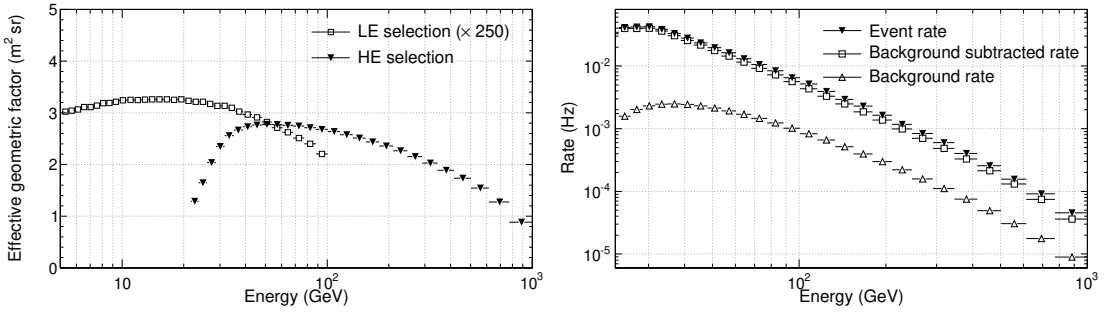


FIGURE 3.8 – A gauche, facteur géométrique effectif pour les sélections haute et basse énergie en fonction de l'énergie vraie. A droite, taux de fond hadronique résiduel en fonction de l'énergie vraie. Extrait de [70].

La sélection basse énergie a requis une analyse spécifique pour la prise en compte d'une part du filtre de diagnostic et d'autre part du champ géomagnétique. Pour le filtre de diagnostic, il a simplement fallu s'assurer de la bonne configuration des simulations pour répliquer correctement le comportement du filtre embarqué dans le logiciel de vol, en réalisant des simulations avec différents facteurs d'échantillonnage (1 ou $\frac{1}{250}$). Pour prendre en compte la coupure géomagnétique, nous avons dû réalisé l'analyse en divers intervalles de valeur de champ géomagnétique, caractérisé par la quantité McIlwain L, dont une carte correspondant à l'altitude de *Fermi* est représenté à gauche de la figure 3.9.

Les spectres reconstruits des électrons de basse énergie dans divers intervalles de facteur McIlwain L sont représentés à gauche de cette même figure. Chaque spectre est ajusté par une formule empirique, provenant des modèles de spectre de rayons cosmiques utilisée pour les simulations et qui donne la valeur de l'énergie de la coupure, soit avec $s$ pour les électrons secondaires, $p$ les électrons primaires :

$$\frac{dN}{dE} = c_s E^{\Gamma_s} + \frac{c_p E^{\Gamma_p}}{1 + \left(\frac{E}{E_c}\right)^6} \tag{3.1}$$

A partir des diverses sélections en intervalle de McIlwain L, nous avons pu reconstruire le spectre jusqu'à une énergie de 7 GeV.

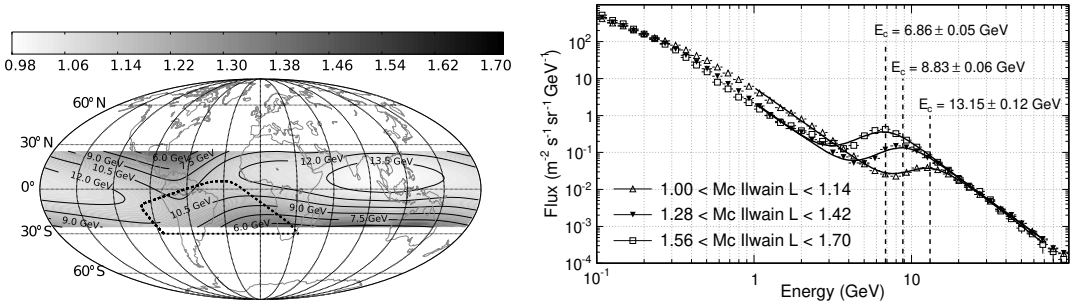


FIGURE 3.9 – A gauche, valeurs du paramètre McIlwain L caractérisant le champ géomagnétique. A droite, spectre des électrons cosmiques pour différents intervalles de McIlwain L. Extrait de [70].

Le calcul de l'estimation du flux d'électrons est relativement directe : il suffit de prendre le taux de candidats électrons issus des données, de soustraire le taux attendu de fond résiduel hadronique, puis de diviser le taux obtenu par le facteur géométrique effectif. Une étape supplémentaire a permis de s'assurer que la résolution en énergie limitée de notre détecteur n'induisait pas de déformation significative du spectre. Nous avons pour cela appliqué une analyse bayésienne permettant de prendre en compte la matrice de réponse en énergie, soit la migration possible des évènements d'un intervalle en énergie à l'autre. Cette technique, appelée *unfolding* [73], est appliquée sur le taux d'évènements après soustraction du fond hadronique. Les corrections observées sur le spectre reconstruit restent globalement inférieures à 5%.

Les sources d'incertitudes systématiques dans ce genre d'analyse sont relativement bien connues. Comme évoqué un peu plus haut, l'incertitude sur le fond hadronique résiduel qui provient à la fois de l'imprécision des modèles de cascade hadronique et des modèles de flux de rayons cosmiques, est limité par le fait que ce fond est réduit à moins de 10% du signal sur la majeure partie de la gamme d'énergie : même si l'erreur est d'un facteur 2, on ne déforme pas significativement le spectre. L'incertitude sur l'acceptance géométrique a elle un impact direct sur le flux reconstruit, puisque la détermination du spectre vient d'une simple division par ce facteur. L'étude extensive de l'accord entre données et simulations pour toutes les variables de la sélection a permis de limiter l'introduction de biais. Nous avons en outre étudié la contribution potentielle de chaque coupure en appliquant la procédure empirique suivante, illustrée par la figure 3.10 :

- pour chaque variable de la sélection et pour chaque intervalle d'énergie :

- échantillonnage de la valeur de coupure, en partant d'une valeur pour laquelle la coupure ne joue aucun rôle, jusqu'à la valeur choisie ;
- on constate que globalement la valeur du flux reconstruit varie linéairement avec la valeur de la coupure ;
- par extrapolation, en faisant l'hypothèse de la dépendance linéaire, on estime quelle serait la valeur du flux si la variable n'était pas utilisée ;
- l'écart de cette valeur à la valeur nominale donne l'ordre de grandeur de l'incertitude systématique.

- pour chaque intervalle en énergie les incertitudes positives d'un côté et négatives de l'autre sont sommées en quadrature.

Cette procédure relativement conservative nous a finalement permis d'obtenir des erreurs systématiques contenues, de l'ordre de quelques pourcents au cœur de la gamme d'énergie jusqu'à 20% au TeV. Une erreur supplémentaire de l'ordre de +10% à basse énergie a été ajoutée pour prendre en compte la présence des évènements multiples dans le détecteur (voir section 1.5.1). La troisième source d'incertitude provient de l'étalonnage absolu en énergie du LAT. A priori, cette incertitude influence la normalisation du spectre mais n'influence pas sa forme. A partir des études sous faisceau et en orbite, l'incertitude sur la valeur absolue de l'énergie a été estimée à (+5%, -10%).

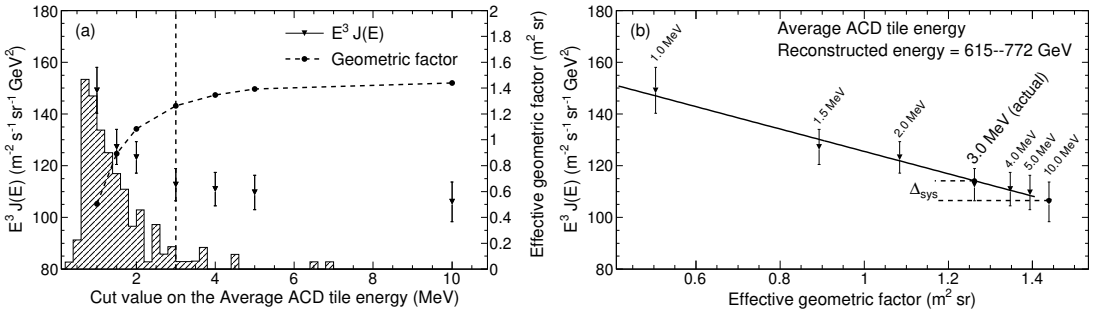


FIGURE 3.10 – A gauche, distributions de l'énergie déposée dans l'ACD, valeurs de coupure, facteur géométrique et flux multiplié par $E^3$ correspondants. A droite, évolution du flux avec la valeur de coupure et extrapolation. Extrait de [70].

En plus de cette étude systématique des coupures, nous avions aussi à l'époque réalisé un ensemble de vérifications via la séparation du lot de données en sous lots en fonction d'observable n'ayant *a priori* pas d'impact sur le spectre, comme par exemple le point d'impact dans le détecteur (+x/-x). Puis pour essayer spécifiquement d'adresser les remarques sur la résolution limitée en énergie, nous avons aussi développé une sélection des évènements dont la trajectoire reconstruite traverse une plus grande quantité d'absorbeur (simplement via leur grand angle d'incidence dans le détecteur). Cette sélection est illustrée à gauche de la figure 3.11 : pour la sélection standard, les particules traversent autours de 11 longueurs de radiation, alors que pour la sélection spécifique celles–ci en traversent 15. La statistique du nombre d'évènement est divisée par 5 environ, mais comme montré à droite de la figure 3.11, la résolution en énergie est améliorée d'un facteur 2. Le spectre obtenu avec ces évènements à grande profondeur est compatible avec le spectre de référence, cependant les conclusions à tirer de cette expérience sont limitées par le fait que les incertitudes systématiques se sont avérées être grande pour cette sélection spécifique.

Historiquement, la premier spectre en énergie des électrons cosmiques a été publié par la collaboration *Fermi*-LAT dans la revue *Physical Review Letter* dès Mai 2009, et ne cou-

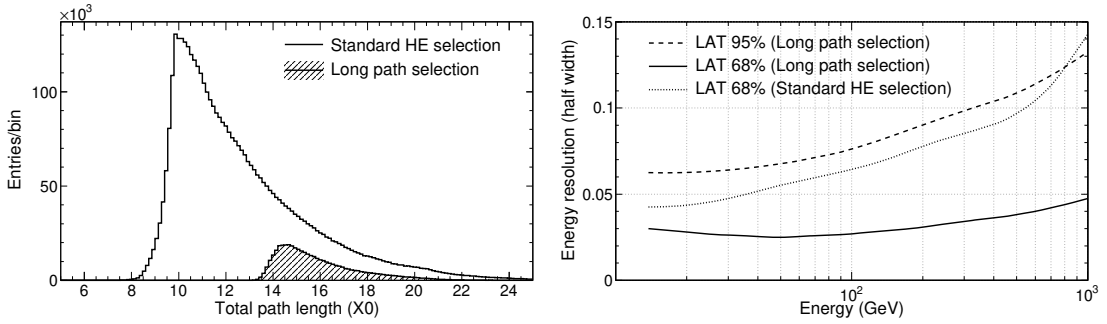


FIGURE 3.11 – A gauche, distributions de longueur de radiation pour la sélection standard et à grande profondeur. A droite, résolution en énergie pour la sélection à grande profondeur de calorimètre. Extrait de [70].

vrait que la gamme d'énergie allant de 20 GeV à 1 TeV. Les données étaient d'une qualité sans précédent et les barres d'erreur dominées pour la première fois par les incertitudes systématiques [71]. Le spectre publié est présenté sur la figure 3.12 et montre le changement d'échelle de précision par rapport aux mesures alors existantes. Cet article a eu un impact scientifique significatif, et reste encore aujourd'hui l'article de la collaboration *Fermi* le plus cité. J'ai eu personnellement l'avantage de pouvoir présenter ce résultat le jour de la parution de l'article dans *Physical Review Letter* à la conférence TANGO in Paris *. La mesure publiée a d'une part écarté la présence de fortes irrégularités (contrairement à la mesure de l'expérience ATIC [66]) et d'autre part soulevé de nombreuses interrogations quant à l'existence d'une composante additionnelle, dont l'origine pourrait être astrophysique ou plus exotique comme la matière noire, pour 60% des publications citant alors notre résultat. La collaboration *Fermi*–LAT a aussi publié un papier d'interprétation du spectre dans lequel les hypothèses d'émission par une population de pulsars et par l'annihilation de particules de matière noire étaient mises en avant [74].

La seconde publication, parue en 2010, nous a permis d'étendre la mesure à basse énergie et donc de présenter une mesure du spectre des électrons et positrons cosmiques de 7 GeV à 1 TeV en fournissant en outre tous les détails de l'analyse, y compris les vérifications réalisées sur les données prises sous faisceau [70], et que j'ai résumées ci–dessus. La figure 3.13 montre la mesure du spectre des électrons cosmiques de 7 GeV à 1 TeV réalisée par *Fermi* en 2010 : l'ajout de la mesure basse énergie a permis de mieux ancrer la partie basse du spectre sur les modèles de diffusion et de renforcer l'hypothèse de la présence d'une composante additionnelle ou pour le moins d'un spectre plus dur que prévu à haute énergie. La présence de la composante additionnelle trouvait cependant aussi un fort appui dans la mesure de la fraction de positrons jusqu'à 100 GeV publiée par l'expérience PAMELA dès 2009 [69] : en l'absence de source proche, les positrons ne sont que des produits secondaires, donc avec un spectre très mou, et la fraction de positrons doit donc décroître avec l'énergie. Comme le montrent les mesures présentées sur la figure 3.14, la fraction de positrons croît au contraire jusqu'à plusieurs centaine de GeV.

Pour faire suite aux mesures du spectre des électrons et positrons ensembles, un effort a été initié par le groupe de Pise pour essayer de mesurer séparément les deux spectres, ainsi que la fraction de positrons pour confirmer les résultats de PAMELA. La mesure a été possible en utilisant le champ géomagnétique terrestre pour séparer électrons et positrons :

∗. TANGO in Paris - Testing Astroparticle with the New GeV/TeV Observations Positrons And electRons : Identifying the Sources, Institut d'Astrophysique de Paris, Paris, France, May $4^{th}$–$6^{th}$, 2009

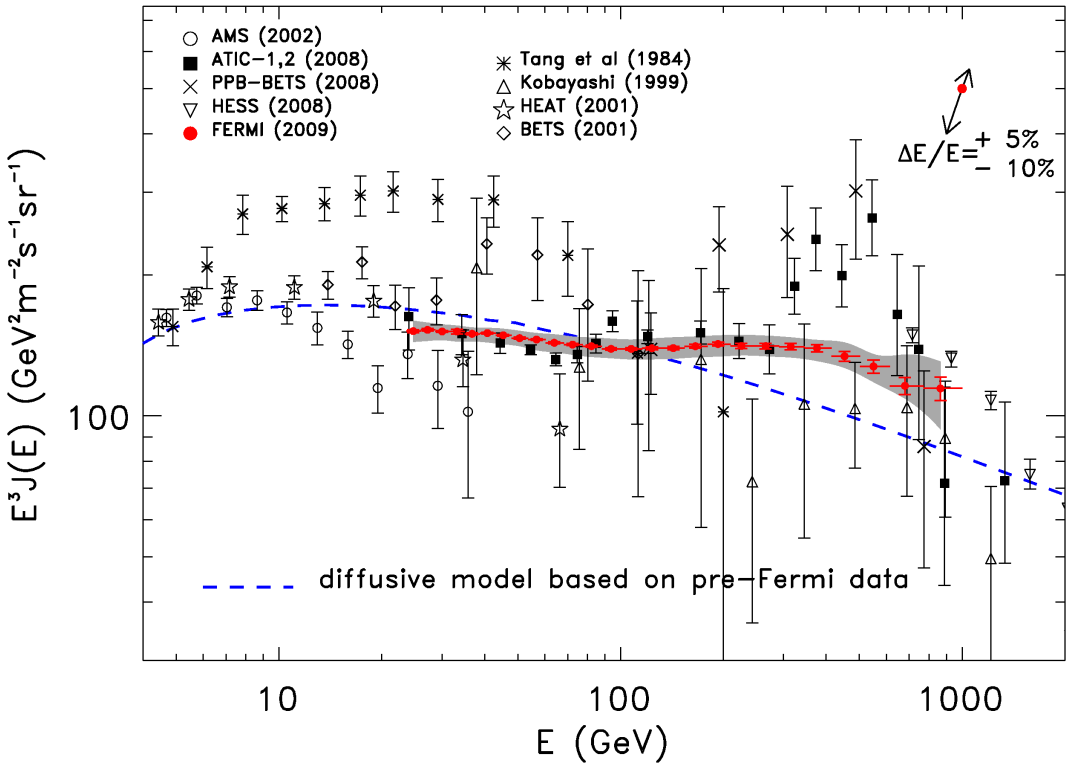


FIGURE 3.12 – Mesure du spectre des électrons cosmiques de haute énergie par *Fermi* publié dans PRL en 2009 [71].

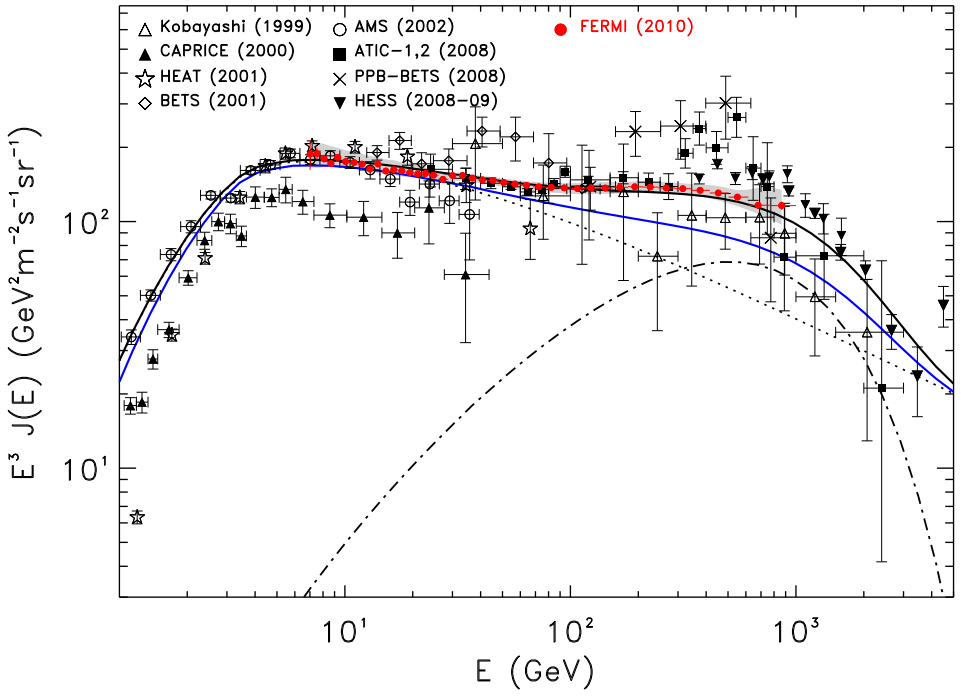


FIGURE 3.13 – Mesure du spectre des électrons cosmiques de 7 GeV à 1 TeV par *Fermi* publié dans *Phyisical Review D* en 2010 [70]. La ligne en pointillés correspond à la composante diffuse, a ligne en trait interrompu court correspond à la composante additionnelle nécessaire pour ajuster le spectre avec des paramètres classiques de diffusion, et la ligne pleine noire à la somme de ces deux composantes. La ligne pleine bleue correspond à un modèle sans composante additionnelle mais ajoutant un processus de ré–accélération.

grâce à un modèle de champ géomagnétique et un code de rétro–traçage des rayons cosmiques dans ce champ, il est en effet possible de déterminer pour chaque évènement de quel côté de la Terre il est arrivé et donc sa charge, c'est–à–dire d'utiliser la Terre comme spectromètre. J'ai contribué en partie à ce travail, mais il a été mené pour l'essentiel par Carmleo Sgró alors postdoc à l'INFN de Pise. Les résultats sont présentés sur la figure 3.14, et ont permis d'étendre la mesure de PAMELA jusqu'à 200 GeV.

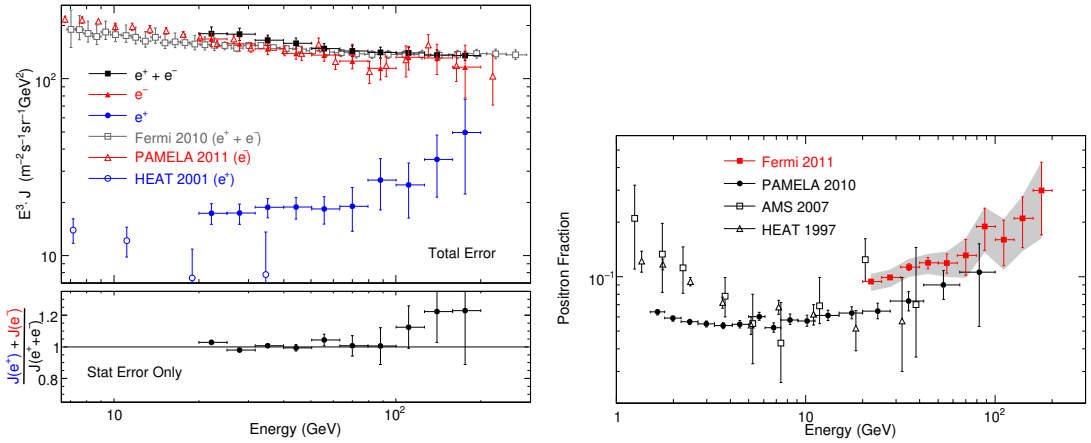


FIGURE 3.14 – Mesures séparées des spectres des électrons et positrons cosmiques, ainsi que de la fraction de positrons par *Fermi*, publiés dans PRL en 2012 [75].

Je mentionnerai ici pour finir le travail publié sur la recherche d'anisotropies dans le flux d'électrons et positrons à partir de l'analyse de 2010. Des contraintes déjà fortes étaient imposées sur les anisotropies de type dipolaire qui auraient été induites par une contribution très forte d'un pulsar proche en particulier [76].

### 3.2.3 Mesures *Pass 8* de 2017

Mes activités sur l'étude des électrons cosmiques avec *Fermi* se sont globablement arrêtées avec mon départ de l'INFN de Pise en 2013. Ma contribution essentielle aux dernières mesures se retrouve simplement dans le travail initial que j'ai fourni pour le développement de la reconstruction *Pass 8*. Il n'y a en effet pas eu de nouvelles mesures publiées par la collaboration *Fermi*–LAT sur les électrons cosmiques après 2012 pendant 5 ans. Ceci est dû d'une part à la publication d'une mesure très précise du spectre des électrons et des positrons en 2014 par AMS-02 [77] [78] qui a limité l'intérêt de la publication d'une mesure de moindre précision, et d'autre part au temps nécessaire au développement d'une analyse pointue basée sur *Pass 8*.

Pour rappel, plusieurs éléments important de la reconstruction *Pass 8* sont fondamentaux pour l'amélioration de la mesure du spectre des électrons. La mise à jour du code de simulation a permis l'amélioration de l'accord entre données et simulations, avec en particulier l'ajout détaillé des signaux rémanents dus aux évènements hors–temps, très importants pour les basses énergies. Le développement d'un ajustement en 3–dimensions (cristal par cristal) du dépôt d'énergie dans le calorimètre a permis à la fois d'améliorer globalement la précision des paramètres reconstruits et de fournir de nouvelles observables discriminantes. En association à cela, la reconstruction en énergie a pu être améliorée significativement [22], et la mesure étendue jusqu'à 3 TeV grâce notamment à la prise en compte

des canaux saturés. Le développement d'un algorithme de trajectrographie plus robuste a permis d'augmenter significativement l'acceptance à haute énergie.

Au–delà de la simple utilisation des évènements reconstruits avec *Pass 8*, une analyse bien plus avancée que celle de 2009 a été développée dans le but explicite de limiter au maximum les erreurs systématiques sur la mesure du spectre. Les détails de l'analyse et le spectre obtenu ont été publié par la collaboration *Fermi*–LAT en 2018 dans l'*Astrophysical Journal* [63], j'en donnerai ici un bref aperçu.

En premier lieu, les pré–coupures fiduciaires ont été simplifiées en s'appuyant de manière fondamentale sur les nouvelles observables de la reconstruction *Pass 8*, avec notamment à haute énergie une coupure directe sur la qualité de l'ajustement en 3D de la cascade dans le calorimètre. Cette seule coupure permet à la fois de rejeter les évènements mal reconstruits et une bonne partie des cascades hadroniques. Ensuite, toujours pour la partie haute énergie, un travail plus important a été réalisé sur la construction des arbres de décisions, d'une part en faisant appel à des arbres de décision *boostés* et d'autre part en construisant des arbres par intervalle en énergie et donc permettant de mieux prendre en compte l'évolution des processus physiques entre 10 GeV et 10 TeV.

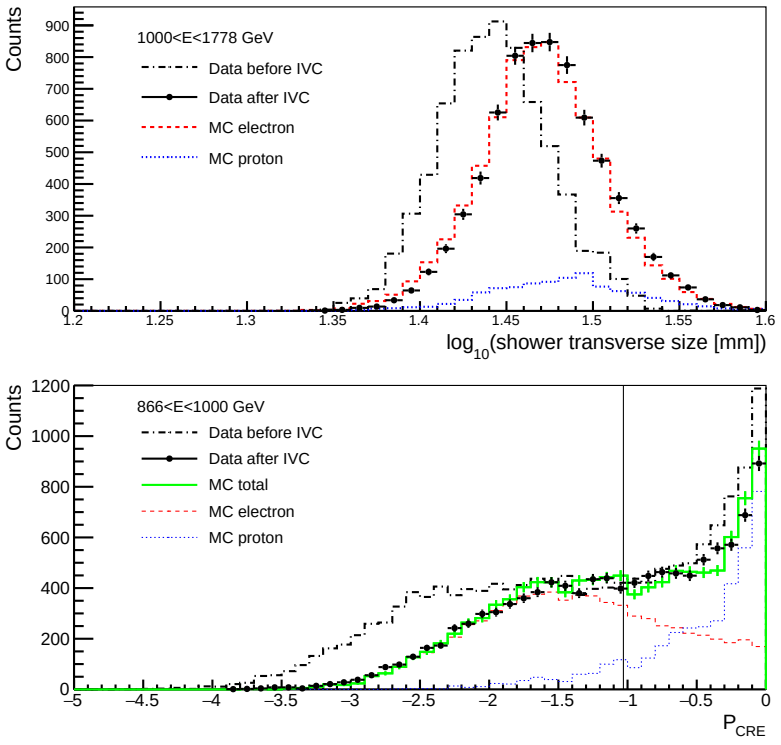


FIGURE 3.15 – En haut, correction de la largeur transverse de la cascade dans le calorimètre à très haute énergie. En bas, ajustement des patrons électrons et protons pour reconstruire la distribution de l'observable produite par un arbre de décision (après correction des variables sous–jacentes), et évaluer le fond hadronique résiduel. Extrait de [63].

Dans l'optique de limiter les erreurs systématiques, un travail de précision a été mené pour vérifier l'accord entre données et simulations pour toutes les observables utilisées pour chaque intervalle en énergie et chaque intervalle en angle zénithal. Ce travail a montré que certaines observables fondamentales ne sont plus très bien reproduites, à très haute énergie, notamment, il a donc été décidé d'appliquer pour ces observables un facteur de correction

ad–hoc pour que les distributions correspondant aux cascades électromagnétiques soit parfaitement reproduites, voire la figure 3.15. L'application de ces corrections a en outre permis d'utiliser une méthode de template pour ajuster les distributions observées dans chaque intervalle en énergie et donner une estimation plus précise du signal et de la contamination hadronique résiduelle. Ces corrections ont aussi été utiles pour développer une nouvelle méthode d'estimation des incertitudes systématiques dues aux différences résiduelles entre données et simulations.

Pour l'analyse basse énergie, l'amélioration la plus significative de l'analyse a été une meilleure prise en compte du champ magnétique terrestre. En plus de la coupure nette du spectre à basse énergie, entre 7 GeV et 15 GeV, le champ géomagnétique a un effet d'écrantage du flux d'électrons qui est sensible jusqu'à près de 30 GeV. Un facteur de correction a été dérivé pour chaque intervalle de paramètre géomagnétique McIlwain L en utilisant des simulations d'électrons et un code de rétro–traçage des rayons cosmiques dans le champ magnétique terrestre faisant appel au modèle global IGRF. La procédure est similaire à celle appliquée pour extraire le spectre des positrons cosmiques, et pour dériver l'échelle absolue en énergie. Grâce à ce travail minutieux, la mesure du spectre avec le LAT à basse énergie est aujourd'hui compatible aux mesures publiées par AMS–02 en 2014. Par rapport à l'analyse précédente qui présentait une différence de l'ordre de 30% entre les deux analyses, la prise en compte des évènements hors–temps dans les simulations a permis de gagner 15%, et la correction pour l'écrantage géomagnétique 15%. Le spectre obtenu par l'analyse *Pass 8* est confronté aux résultats de 2010 sur la figure 3.16.

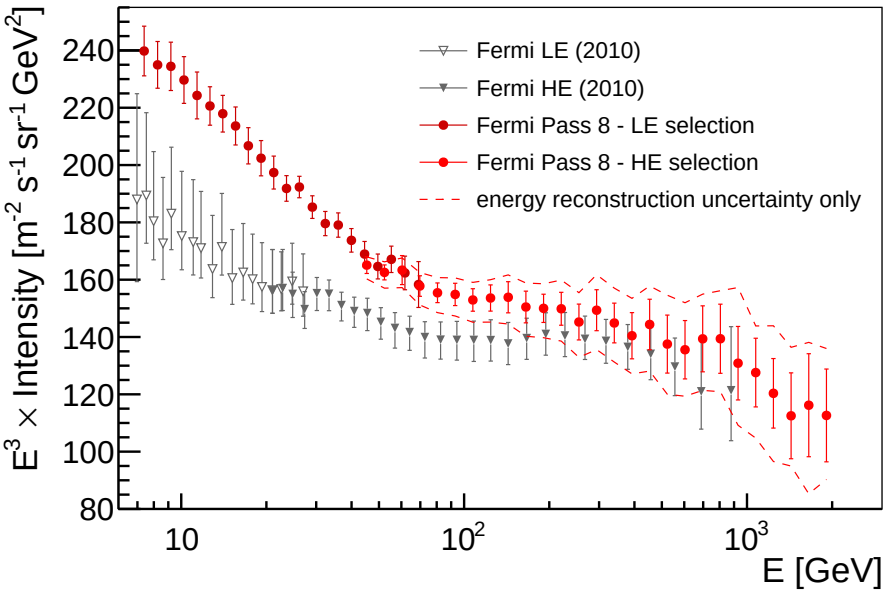


FIGURE 3.16 – Mesures *Pass 8* du spectre des électrons et positrons cosmiques par la collaboration *Fermi*–LAT. Extrait de [79].

Outre la mesure du spectre, des publications compagnons ont été produites par des groupes de la collaboration *Fermi*–LAT dans l'optique d'obtenir une vue aussi complète que possible des informations récoltées. Tout d'abord, un travail d'interprétation relativement exhaustif [63] a permis de montrer comment les données *Fermi* associées aux données récentes des autres instruments permettaient de contraindre les divers types de sources et les coefficients de diffusion. Un exemple d'ajustement du spectre est présentée sur la fig-

ure 3.17, et montre l'intérêt potentiel de considérer séparément les contributions des restes de supernovæ proches ($< 7$ kpc) et lointaines pour mieux reproduire la forme spectrale aux extrémités de la bande d'énergie.

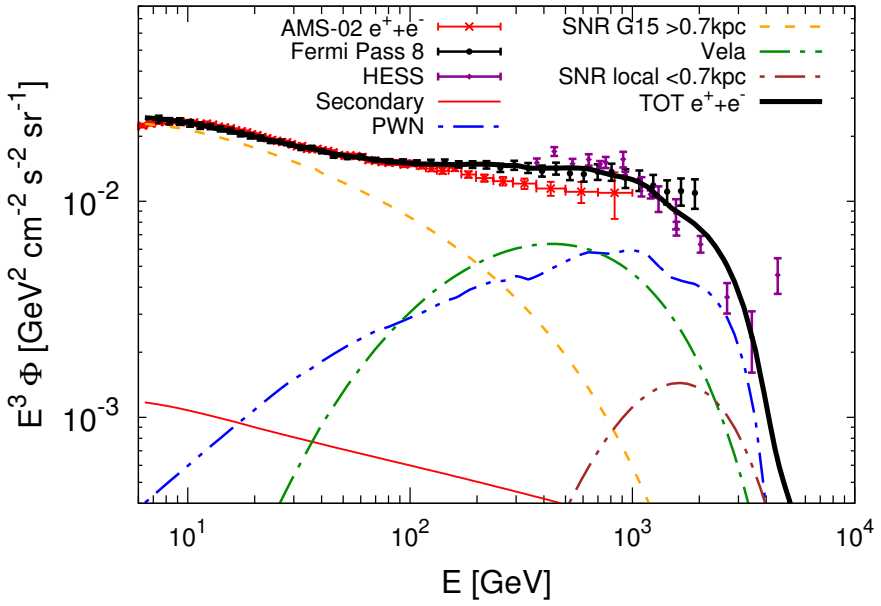


FIGURE 3.17 – Meilleur ajustement (ligne noire) du spectre *Fermi*–LAT des $e^+ + e^-$ obtenu pour une distribution de restes de supernovæ constituée d'une composante proche et d'une composante lointaine (coupure à 0.7 kpc), avec une coupure à 1 TeV du spectre d'injection. Les données *Fermi*–LAT sont en noir, les données AMS–02 en rouge et les données H.E.S.S. en violet. La ligne orange représente la contribution des électrons des SNRs lointaines, la ligne bleue la contribution des électrons et positrons des PWNe et la ligne rouge celle des positrons secondaires. La ligne verte représente la contribution de Vela et la ligne pourpre la contribution haute énergie des SNRs proches. Extrait de [63].

Ensuite, une nouvelle étude approfondie des anisotropies a été réalisée [79] pour profiter de la grande statistique, à haute énergie notamment, apportée à la fois par la reconstruction *Pass 8* et par un lot de données couvrant quasiment 8 années. La figure 3.18 montre les résultats obtenus en terme de degré d'anisotropie dipolaire à gauche, et traduits en contributions maximales des deux sources proches potentielles que sont les pulsars Monogem et Vela. Les limites déterminées sont maintenant très contraignantes, l'anisotropie dipolaire est inférieure au pourcent à 100 GeV et ne dépasse pas quelques pourcents au TeV. Il reste cependant possible d'expliquer la forme du spectre des électrons et positrons, ainsi que l'augmentation de la fraction de positrons, en invoquant la somme des contributions de Monogem et Vela.

Enfin, un travail systématique a été réalisé pour la recherche de caractéristiques spectrales spécifiques signatures potentielles de l'annihilation directe de particules de matière noire en paires électron–positron [80]. La figure 3.19 présente deux résultats importants obtenus d'une part sur la présence potentielle de raie spectrale et d'autre part sur les valeurs maximales de la section efficace d'annihilation pour les modèles considérés. Sous ces hypothèses, les contraintes obtenues via le spectre des électrons sont tout à fait compétitives avec les résultats obtenus par l'analyse des sources gamma avec *Fermi*.

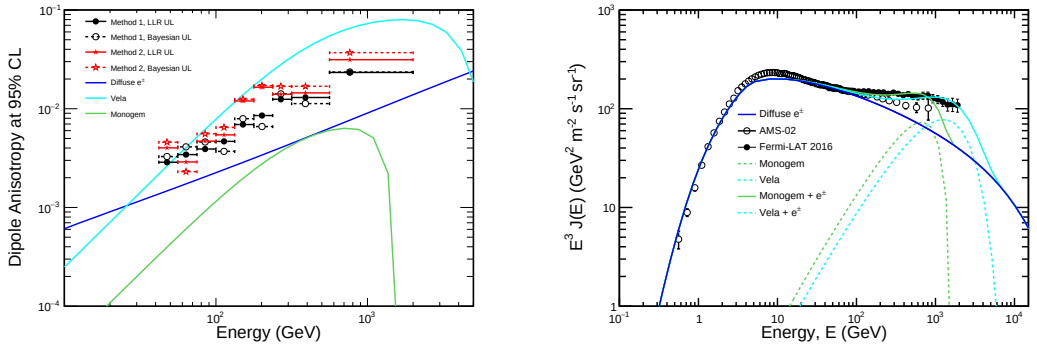


FIGURE 3.18 – Contraintes sur l'anisotropie de la distribution spatiale des électrons et positrons cosmiques avec le *Fermi*–LAT. A gauche, limite supérieure sur le degré d'anisotropie dipolaire. A droite, contributions possibles des pulsars Vela et Monogem à la forme spectrale du flux d'électrons cosmiques. Extrait de [79].

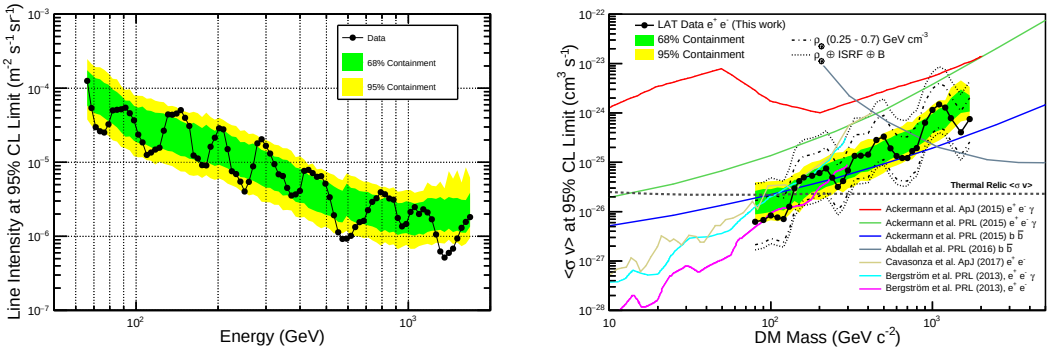


FIGURE 3.19 – Limites supérieures sur la présence de signatures spectrales spécifiques dans le spectre des électrons et positrons cosmiques. A gauche, limite supérieure sur l'intensité d'une raie spectrale très fine. A droite, sections efficaces maximales pour l'annihilation de particules de matière noire en paires électron–positron. Extrait de [80].

## 3.3 État des lieux : H.E.S.S., VERITAS, AMS, DAMPE, CALET

Alors qu'à la fin des années 2000, seules quelques expériences étaient en mesure de mesurer le flux d'électrons et positrons cosmiques jusqu'au TeV, la situation est aujourd'hui bien différente avec notamment les trois instruments spatiaux dédiés à la mesure des rayons cosmiques que sont AMS–02 (*Alpha Magnetic Spectrometer*), CALET (*Calorimetric Electron Telescope*) et DAMPE (*Dark Matter Particle Explorer*). La figure 3.20 montre les mesures du spectre des électrons cosmiques jusqu'à 5 TeV publiées par DAMPE en 2017 [81] et CALET en 2018 [82], ainsi que, pour référence, les mesures d'AMS–02 publiées en 2014 [77] [78]. Si les mesures d'AMS–02 montrent un spectre très régulier sans caractéristique spectrale apparente, la mesure publiée par DAMPE en 2017 a suscité un intérêt certain en raison de la présence d'une raie spectrale à 1.4 TeV, potentielle signature de l'annihilation de particules de matière noire. Cependant, cette raie spectrale a été exclue à la fois par les mesures de CALET publiée en 2018, et par l'analyse systématique réalisée sur les données de *Fermi*, voir figure 3.19. De manière grossière, la coupure prévue par la théorie au–delà du TeV est mesurée par toutes les expériences même s'il n'est pas possible de trancher entre une vraie coupure spectrale ou un simple changement d'indice du spectre.

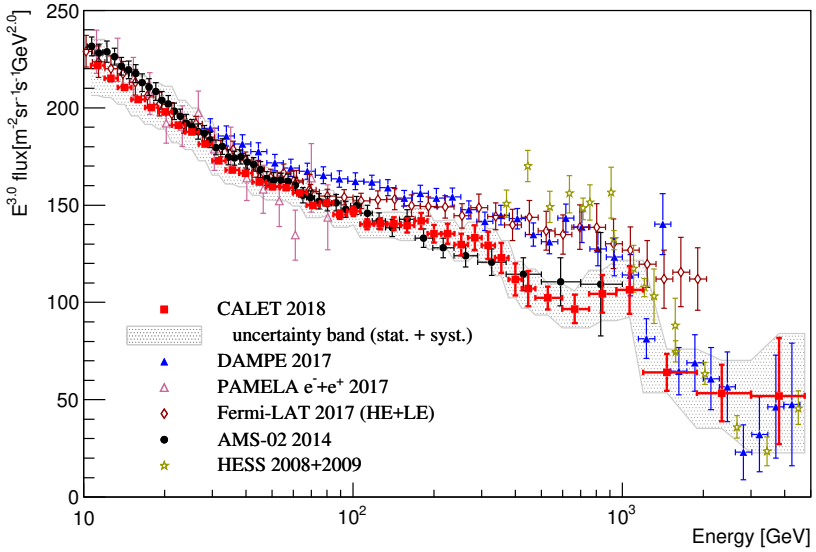


FIGURE 3.20 – Mesure du spectre des électrons cosmiques jusqu'à 5 TeV par les expériences CALET [82] et DAMPE [81], en plus de celles déjà présentées pour PAMELA, *Fermi*, AMS–02 et H.E.S.S. .

Malgré les progrès réalisés, on observe sur la figure 3.20 que la mesure du spectre au–dessus du TeV reste difficile. Si ul'instrument CALET dispose d'un calorimètre de plus de 30 longueurs de radiation, ce qui permet d'envisager une mesure précise de l'énergie des électrons jusqu'à bien plus de 10 TeV, la présence de la brisure spectrale autour du TeV et le fait que les instruments spatiaux ont des dimensions limitées font que dans l'espace la faible statistique des évènements de très haute énergie reste le verrou principal. Au–delà du TeV, les télescopes Cherenkov au sol comme H.E.S.S. et VERITAS [83] peuvent

cependant prendre le relais, avec des mesures limitées cette fois–ci par l'incertitude sur l'échelle absolue en énergie et les incertitudes systématiques sur l'estimation des fonds gamma et hadroniques résiduels. La figure 3.21 présente la dernière mesure publiée par l'expérience H.E.S.S. à l'automne 2017. Le spectre des électrons cosmiques est mesuré de 300 GeV jusqu'à 20 TeV et s'appuie sur plus de 10 années de prise de données, ce qui résulte en des erreurs statistiques très réduites. Cette mesure est tout à fait représentative de ce que l'on peut espérer réaliser avec CTA d'ici quelques années.

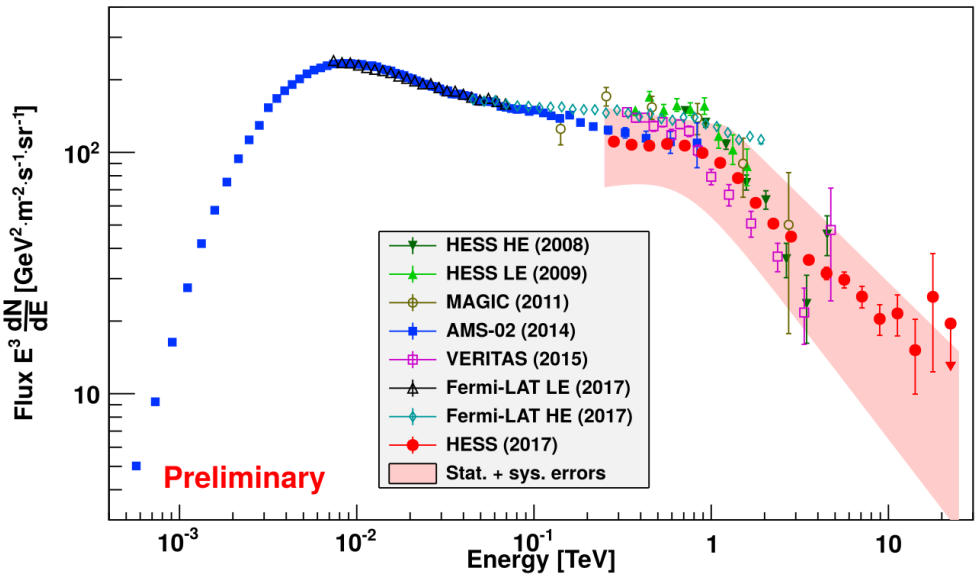


FIGURE 3.21 – Mesures du spectres des électrons cosmiques jusqu'à 20 TeV par H.E.S.S. présentée en 2017, voir H.E.S.S. *Source of the Month* de septembre 2017.

## 3.4 Mesures possible avec CTA

La mesure du spectre des électrons et positrons cosmiques avec CTA fait partie de l'un des *Key Science Project* du consortium, et est décrit brièvement dans le document *Science with CTA* [35]. Les avantages de CTA sur la génération actuelle de télescope Cherenkov sont multiples.

La surface effective augmentée de plus d'un ordre de grandeur permettra d'obtenir une grande statistique en très peu de temps, il a été estimé qu'une mesure brute du spectre entre 100 GeV et 1 TeV pourrait être réalisée en une dizaine de minutes. Ceci permettrait par exemple d'utiliser la mesure du flux d'électrons comme référence pour un étalonnage relatif de la surface effective de l'instrument. Le champ de vue plus grand des télescopes permettra une meilleure estimation du fond diffus gamma, réduisant ainsi les incertitudes systématiques. L'estimation du fond hadronique résiduel sera améliorée par l'utilisation de modèles plus récents d'interaction hadronique, modèles qui sont actuellement en développement et se basent notamment sur les données LHC du CERN.

Le travail sur la mesure de l'état de l'atmosphère, via l'utilisation de LIDAR, sera un autre moyen de réduire les incertitudes systématiques à la fois sur la mesure absolue du flux mais aussi sur la résolution en énergie, cette dernière devant être significativement

meilleure pour CTA que pour les instruments actuels. L'échelle absolue en énergie pourrait par ailleurs être fixée via une mesure à haute statistique de la valeur de coupure du spectre autour du TeV : si CALET continue de prendre des données ces prochaines années, on peut espérer disposer d'une mesure très précise de la valeur de coupure pouvant servir de référence d'étalonnage.

Globalement donc, CTA devrait pouvoir fournir une mesure à la fois d'une précision inégalée à partir de 100 GeV et jusqu'à 100 TeV, comme cela est montré sur la figure 3.22. L'accès au domaine des dizaines de TeV augmente les chances de mise en évidence de la présence, si ce n'est d'identification, d'une ou plusieurs sources proches que la plupart des modèles phénoménologiques évoquent pour expliquer à la fois la forme du spectre au TeV et la fraction de positrons. Il est de plus à noter que CTA devrait être le seul instrument capable de mesurer le spectre des électrons dans ce domaine d'énergie.

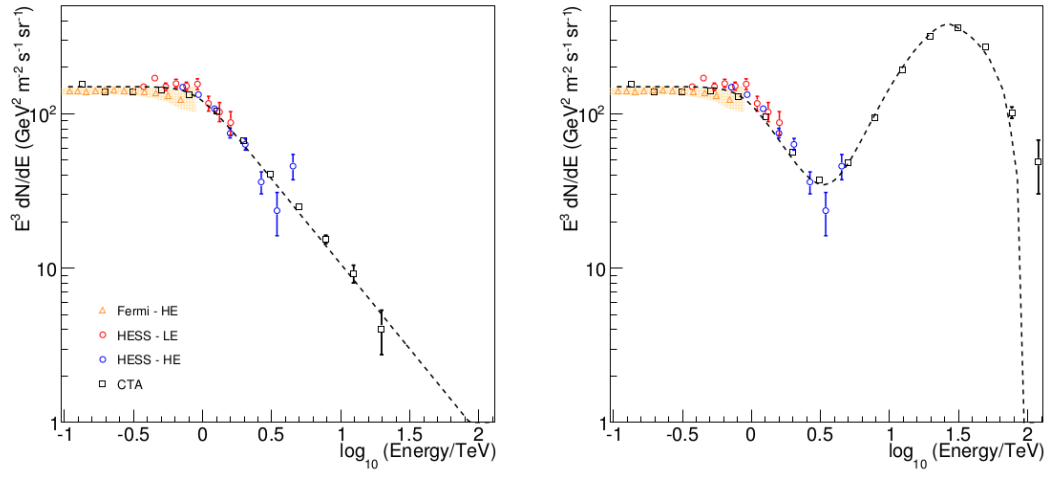


FIGURE 3.22 – Mesures attendues du spectre des électrons cosmiques avec CTA. A gauche, spectre attendu en l'absence de source locale. A droite, spectre attendu en cas de présence de sources locales proches et intense injectant des paires d'électrons et de positrons dans notre galaxie. Extrait de [35].

.

J'espère pour ma part contribuer à l'effort nécessaire pour mener à bien cette mesure. Mes contributions actuelles tant sur les mesures de précision de l'atmosphère via un LIDAR Raman, ainsi qu'à l'effort global de caractérisation de l'instrument via les simulations Monte–Carlo ne sont qu'un début. Clairement, un effort devra être mené pour réaliser une analyse innovante à la pointe de la technique pour réaliser une mesure aussi propre que possible. Compte tenu de la complexité du problème et du nombre de paramètres, les techniques d'apprentissage automatique approfondi actuellement très en vogue ont selon moi un rôle à jouer, et c'est donc sans doute dans cette direction que j'orienterai mes travaux à moyen terme.

# Chapitre 4

# Sursauts gamma

## 4.1 Observations, progéniteurs et physique du jet

Les sursauts gamma comptent parmi les évènements les plus violents de l'univers, et se traduisent par des bouffées très intenses de photons gamma pour une durée allant de quelques secondes à quelques minutes. Les sursauts ont été découvert dès 1967 par la constellation américaine de satellites militaire Vela en charge de la surveillance des essais nucléaires sur la planète : l'information n'a cependant été déclassifiée et publiée qu'en 1973. Il a ensuite fallu attendre 1991 avec le lancement du *Compton Gamma–ray Observatory* embarquant le détecteur BATSE *Burst and Transient Source Explorer* pour obtenir un échantillon suffisamment large de sursauts permettant de une caractérisation systématique du phénomène.

Les données de BATSE, soit au total 1637 sursauts dans le dernier catalogue, ont en effet permis d'assurer la nature extra–galactique des sursauts, d'identifier deux groupes de sursauts, courts d'une durée de l'ordre de la seconde et longs d'une durée de l'ordre de la minute, de qualifier leur variabilité extrême avec des variations de flux de plus d'un ordre de grandeur sur des échelles de temps bien inférieures à la seconde, et de mesurer leur spectre, bien décrit par la loi empirique de Band [84] (deux lois de puissance jointes par une forme exponentielle).

Depuis la fin des années 2000, les observatoires *Fermi* et *Swift* ont permis d'obtenir de nouvelles données d'une qualité inégalée sur les sursauts gamma. *Swift* est un observatoire dédié aux sursauts gamma, qui embarque à son bord trois instruments : le *Burst Alert Telescope* (BAT, 15 – 150 keV), instrument grand champ pour découvrir les sursauts, le *X-ray Telescope* (XRT, 0.3 – 10 keV), télescope X pour identifier et déterminer la position des sursauts, et le *UV/Optical Telescope* (UVOT, 170 – 600 nm), télescope optique permettant la mesure du *redshift* et l'identification de la galaxie hôte. L'apport de *Fermi* aux sursauts sera décrit dans les sections suivantes, on notera ici sa contribution à la mesure de l'émission haute énergie (> GeV) tant durant l'émission prompte que rémanente.

L'observation des deux classes de sursauts, courts et longs, est une indication de l'existence probable de deux classes de progéniteur. Historiquement, quelques sursauts longs ont été associés à des supernovæ (type Ib, Ic) et les sursauts courts étaient *probablement* associés à la fusion de deux objets compacts, ce qui a été confirmé de manière brillante par la détection d'un signal d'onde gravitationnelle par l'observatoire EGO en août 2017 [85]. La recherche des progéniteurs est cependant loin d'être terminée, et les objets comme les magnétars jouent certainement un rôle pour une partie des sursauts gamma.

Depuis leur découverte, l'une des caractéristiques les plus surprenantes des sursauts est l'incroyable quantité d'énergie isotropique libérée, typiquement $10^{51}$ à $10^{54}$ erg, soit

100 fois plus que les supernovæ, sous l'hypothèse d'une émission isotrope. Cette énergie apparente trouve une explication raisonnable dans la formation d'un jet très collimaté ayant un fort facteur de Lorentz, ce qui présuppose la présence d'un objet compact à l'origine du phénomène. L'un des modèles maintenant classiques pour expliquer les sursauts est celui de la boule de feu [86], qui est schématisé sur la figure 4.1 : une étoile massive en rotation s'effondre sur elle même, ou deux étoiles à neutrons se fondent en un trou noir, une boule de feu est créée, soit une densité extrême d'énergie en rotation, qui forme un jet rapide et collimaté. Les instabilités du moteur interne génèrent des chocs dans le jet qui expliquent la grande variabilité de l'émission prompte, puis lorsque le jet heurte le milieu interstellaire, il y crée une zone de choc étendue responsable de l'émission rémanente.

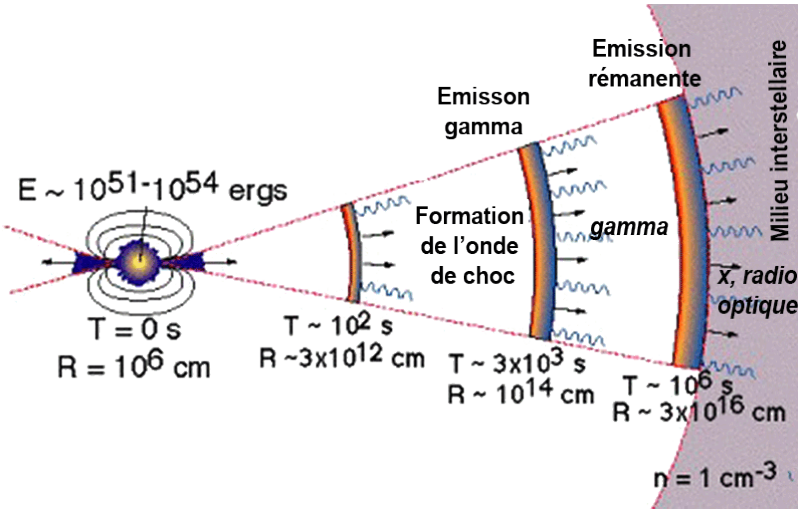


FIGURE 4.1 – Modèle de la boule de feu. Crédits NASA/wikipedia.

Dans cette vision simplifiée, la physique du jet reste cependant très variée. Le jet peut être plutôt magnétique ou emporter des leptons ou des hadrons : aucun modèle ne réussit à expliquer l'ensemble des observations. Durant l'émission prompte, les modèles de chocs internes liés à des processus d'émission synchrotron des électrons du jet expliquent très bien la forte variabilité au keV–MeV, alors que la composante au GeV serait due à des processus de type self–synchrotron–Compton, cependant les indices spectraux observés pour la formule empirique de Band sont peu compatibles avec ce type d'émission. Les modèles accélérant plutôt des protons dans le jet peinent à reproduire à la fois la variabilité et à respecter le bilan énergétique global, mais expliquent bien l'excès d'émission à 10 keV et le délai de l'émission au GeV.

Avant le lancement de *Swift* et *Fermi*, les meilleures données disponibles provenaient de CGRO, comme le montrent les observations présentées sur la figure 4.2. Si la partie basse énergie était bien mesurée, au–dessus d'une centaine de MeV, les mesures réalisables avec EGRET restaient plus que limitées par la sa surface effective et la conception même de l'instrument.

## 4.2 Résultats obtenus avec Fermi

Je me suis intéressé aux sursauts gamma peu après le lancement de *Fermi* en 2008. J'ai initié mon travail au sein du groupe d'étude des sursauts gamma en apportant ma

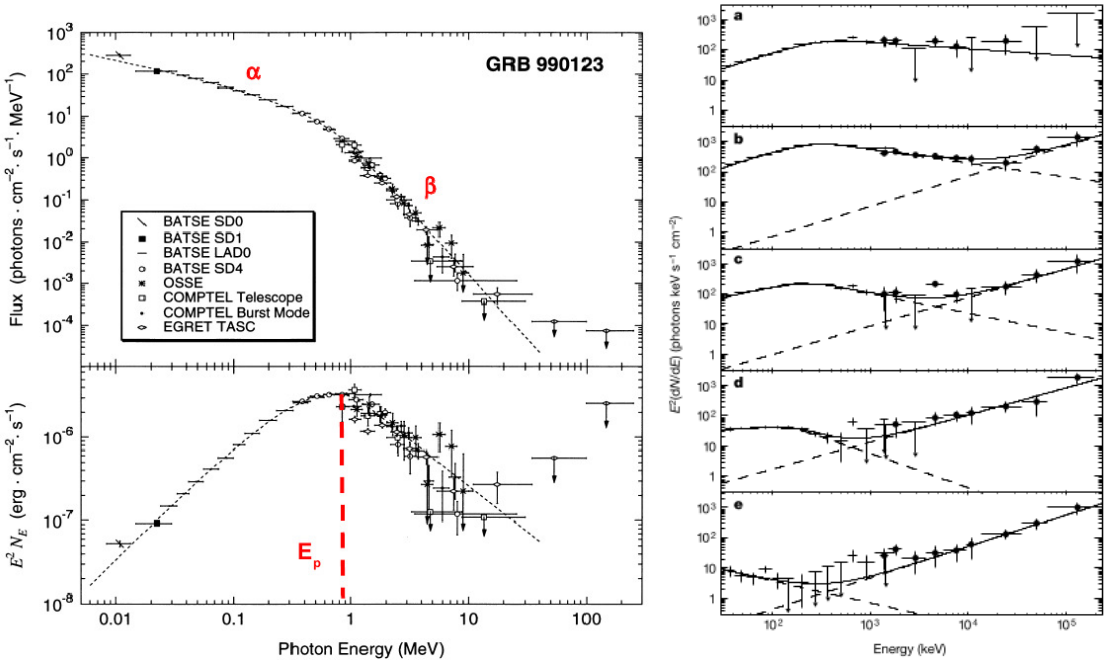


FIGURE 4.2 – Mesure de spectres de sursauts par les instruments BATSE et EGRET à bord de CGRO. A gauche : spectre et densité d'énergie spectrale du GRB 990123. A droite, évolution temporelle de la densité spectrale d'énergie entre −18 s et +211 s pour GRB 941017. Extrait de la revue [87].

connaissance de l'instrument et du contrôle de la qualité des données, en particulier avec une étude détaillée des conditions en orbite, comme pour GRB 080916C [88] (que j'ai découvert, voir 1.18), afin de mieux estimer les sources potentielles d'incertitudes systématiques.

Dans le même ordre d'idée, j'ai participé au développement et à la validation d'une nouvelle méthode pour la production des courbes de lumière et l'analyse spectrale des sursauts, orientée vers les basses énergie ($\sim$ 20 MeV). Cet méthode appelée LLE, pour *LAT Low Energy*, consiste à sélectionner de manière très lâche les évènements durant la phase prompte des sursauts (environ 40% des évènements qui déclenchent le LAT sont conservés), puis à utiliser des simulations Monte Carlo dédiées pour obtenir la réponse de l'instrument au cas par cas. C'est la seule technique permettant un bon recouvrement en énergie entre les données du GBM jusqu'à 40 MeV et les données du LAT jusqu'à 10 MeV. J'ai participé à la validation de la méthode et à l'étude des incertitudes systématiques par la reconstruction du spectre bien connu du pulsar Vela, la phase du pulsar étant utilisée pour augmenter le rapport signal sur bruit. Suite à cette validation, les données LLE ont pu être utilisées de manière routinière pour tous les sursauts de *Fermi*, et même fournies publiquement pour chaque nouveau sursaut.

J'ai enfin été amené à étudier en profondeur deux sursauts brillants GRB 090926A et GRB 110731A. Pour ces deux sursauts, j'ai à la fois coordonné le travail d'analyse et de publication des résultats, ce que je vais détailler dans les deux sections suivantes.

### 4.2.1 GRB 090926, la première coupure haute énergie

Le sursaut GRB 090926 [89] a été détecté par le GBM, embarqué sur *Fermi*, le 26 septembre 2009, et était suffisamment brillant pour déclencher un repointé automatique du satellite : la localisation à bord du sursaut par le GBM ne le positionnait qu'à un angle

de 52° dans le champ de vue du LAT. Cependant, les conditions sur la position de la Terre par rapport au satellite ont empêché un repointé immédiat pendant 500 s, puis le sursaut a disparu sous l'horizon. Le satellite a cependant été repointé dès que possible à partir de 3000 s et jusqu'à 18000 s. Tout comme les quelques autres sursauts très brillants, GRB 090926A a généré des taux de déclenchement élevés dans le LAT et a donc produit des effets visibles directement sur les quantités suivies par le système de contrôle de la qualité des données (voir la figure 1.18 pour GRB 080916C). Suite à l'annonce de la détection du sursaut par le LAT, fournissant une position précise à 0.07°, le satellite *Swift* a pointé ses deux instruments de précision pour acquérir des mesures dans l'X et le visible. Grâce à la position affinée de *Swift*, c'est le *Very Large Telescope* (VLT) qui a pu pointer le sursaut avec l'instrument *X–shooter* et déterminer un *redshift* élevé, $z = 2.1062$.

**émission prompte**

La courbe de lumière de l'émission prompte de GRB 090926A représentée sur la figure 4.3 est remarquable par divers aspects. On note tout d'abord la brillance du sursaut à haute énergie avec plus de 200 candidats photons mesurés au–dessus de 100 MeV, et le photon de plus haute énergie durant la phase prompte mesuré à une énergie de 19.6 GeV à 25 s. On note ensuite que l'émission haute énergie mesurée dans le LAT débute environ 3 s après le déclenchement du GBM, ce délai de l'émission haute énergie a depuis été mise en évidence comme une caractéristique récurrente des sursauts courts et longs. La courbe de lumière de ce sursaut présente enfin un pic de flux très étroit (0.7 s) et très intense (coups $\times \sim 3$) clairement visible dans le GBM et le LAT, de 10 keV à 100 MeV : ce type de pic a des conséquences importantes sur les modèles d'émission via de simples arguments de causalité. La courbe de lumière a été découpé en 4 intervalles (a, b, c, d) via un algorithme de blocs Bayésiens afin de réaliser une analyse spectrale résolue en temps.

L'analyse spectrale a tout d'abord été réalisée sur l'ensemble de l'émission prompte dans le LAT, soit de 3 s à 21.6 s, dans le but de caractériser au mieux l'émission haute énergie. Ainsi en ajustant les données LAT au–dessus de 100 MeV avec une simple loi de puissance pour le sursaut et un fond résiduel synthétique uniforme, l'indice spectral obtenu est -2.29±0.09. Puis en ajustant l'ensemble des données GBM et LAT de manière conjointe par une loi de Band pour la partie basse énergie ($< 1$ MeV) à laquelle on ajoute une composante haute énergie en loi de puissance, l'indice spectral haute énergie déterminé est de -1.79±0.02. Fixer la loi de puissance sur les données basse énergie permet donc de mieux contraindre l'indice spectral, ce qui met en évidence la présence potentielle d'une coupure à haute énergie qui expliquerait l'indice plus mou estimé à partir des données haute énergie uniquement. Pour mieux caractériser la forme du spectre à haute énergie, l'ensemble des données a été ajustée en ajoutant une coupure exponentielle sur la composante haute énergie comme indiqué sur l'équation 4.1 dans laquelle $B$ est la norme en unité de photons $\mathrm{s}^{-1}$ $\mathrm{cm}^{-2}$ $\mathrm{keV}^{-1}$, $E_{\mathrm{piv}}$ est l'énergie de pivot fixée à 1 GeV, $E_F$ est l'énergie de coupure et $\lambda$ l'indice photonique de la loi de puissance.

$$f(E) = B \left( \frac{E}{E_{\mathrm{piv}}} \right)^{\lambda} \exp\left( -\frac{E}{E_F} \right). \tag{4.1}$$

Les ajustements conjoints des données LAT et GBM sont réalisés avec l'outil *rmfit* [90] développé par la collaboration du GBM. La qualité de l'ajustement est traduite en terme de statistique de Castor (C–STAT) qui permet de prendre en compte le faible nombre de coups à haute énergie. La statistique de Castor est similaire à la statistique de Cash [91] à une constante près qui dépend de chaque lot de données. Ce genre d'outils fonctionne

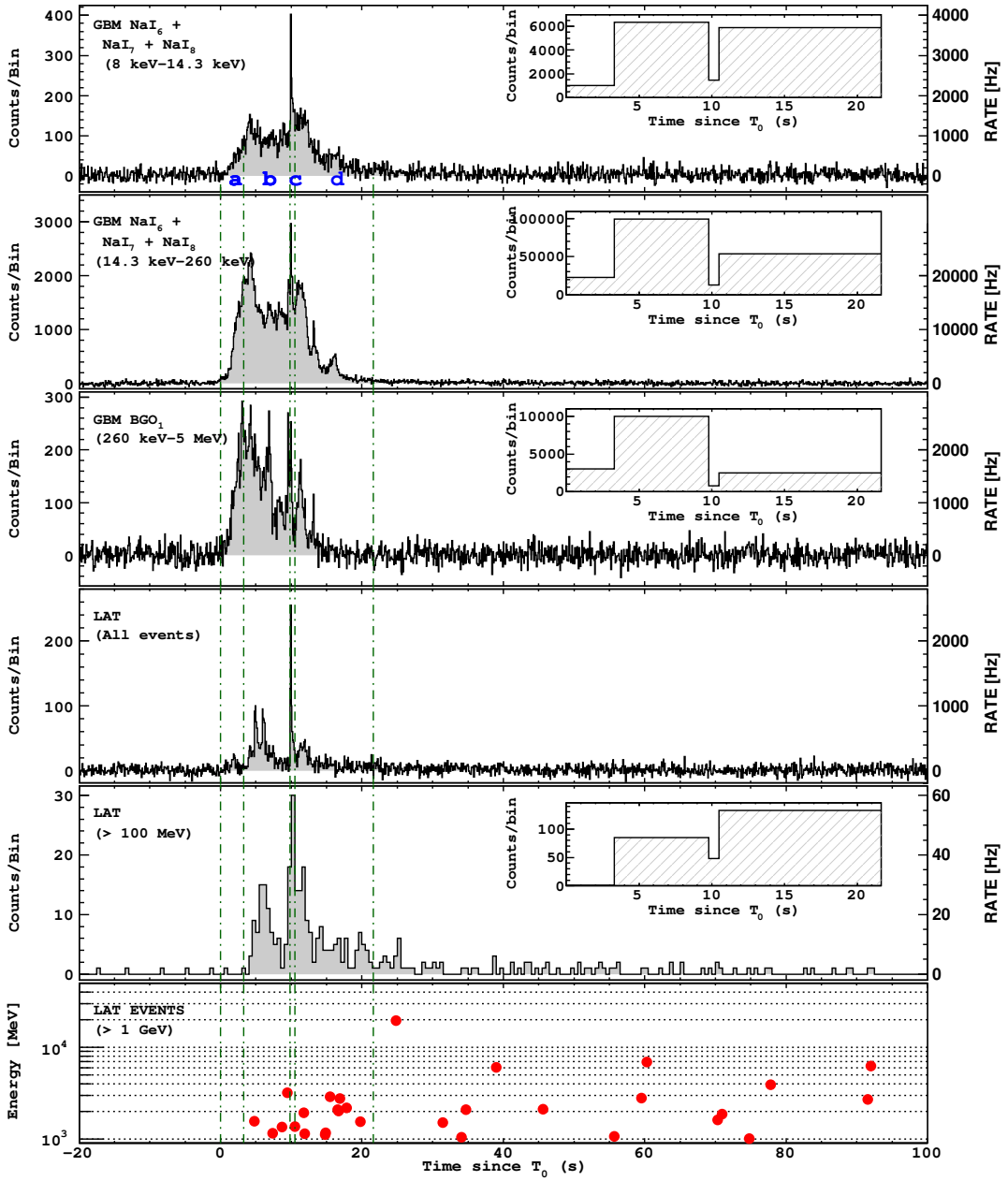


FIGURE 4.3 – Courbes de lumière de GRB 090926A pour les instruments LAT et GBM à bord de *Fermi*. Le pic de flux commun à toutes les bandes d'énergie correspond à l'intervalle 'b' et dure de 9.8 s à 10.5 s : le nombre de coups est multiplié par 2 ou 3. Les encarts correspondent aux intervalles de significance Bayésienne. Extrait de [89].

correctement pour comparer des modèles lorsque ceux-ci sont imbriqués : ce qui est le cas ici, puisqu'à partir du modèle de Band, on ajoute une loi de puissance haute énergie, puis une coupure sur cette loi de puissance. La probabilité correspondant à une variation de C-STAT est estimée via des simulations Monte–Carlo d'observations (via les matrices de réponses des instruments) de sursauts synthétique dont le spectre d'émission suit les modèles considérés paramétrisés par les intervalles de valeur obtenus via les ajustements. Pour ce cas précis, le variation de C-STAT produit par l'ajout de la coupure haute énergie est de 40, et les simulations montrent que la probabilité que cela soit un évènement fortuit est bien inférieur à $5 \times 10^{-5}$ ($\sim 4\ \sigma$) : spécifiquement, pour les 20000 simulations qui ont tourné le C-STAT maximum obtenu n'était que de 16.7. La valeur de l'énergie de coupure est $E_F = 1.41^{+0.22}_{-0.42}\ stat. \pm 0.30\ syst.$ GeV, alors que l'indice photonique de sous la coupure est $\lambda \simeq -1.72^{+0.10}_{-0.02}\ stat. \pm 0.01\ syst.$, ce qui est un peu plus dur que pour le modèle sans coupure.

GRB 090926A est ainsi le premier sursaut gamma de *Fermi* pour lequel une détection ferme de l'existence d'une coupure dans la composante haute énergie du spectre a été révélée. Le modèle obtenu est présenté sur le graphe $\nu F\nu$ en haut de la figure 4.4. La même procédure d'analyse a été réalisée sur les 4 intervalles de temps de la phase prompte, et les modèles obtenus sont présentées en bas de la figure 4.4. Dans les intervalles 'a' et 'b', l'émission observée dans le LAT est clairement faible, et même insuffisante pour que la composante haute énergie soit réellement significative. Celle–ci n'apparait qu'à partir du pic de flux de l'intervalle 'c' et reste clairement présente dans l'intervalle 'd'. Dans cet intervalle 'c', la coupure dans la composante haute énergie est largement significative avec une énergie de coupure déterminée à $E_F = 0.40^{+0.13}_{-0.06}\ stat. \pm 0.05\ syst.$ GeV. Dans l'intervalle 'd' la coupure a une significativité limitée à $4\sigma$ environ, et l'énergie de coupure correspondante est $E_F = 2.21^{+0.92}_{-0.69}$ GeV. Ces chiffres sont donc indicatifs d'une possible évolution de l'énergie de coupure dans le temps.

**émission rémanente**

Si l'émission n'est observable à basse énergie dans le GBM que durant quelques dizaines de secondes (voir la figure 4.3), l'émission dite rémanente est mesurée dans le LAT jusqu'à une heure environ après le début du sursaut. L'analyse de l'émission rémanente observée par le LAT est réalisée avec les outils scientifiques de *Fermi* (*ScienceTools*), utilisés alors dans le cadre logiciel du paquet *GRBAnalysis* développé par la collaboration *Fermi*–LAT pour orchestrer et automatiser une large partie des analyses. Le sursaut est modélisé par une simple loi de puissance et les fonds résiduels hadroniques et la composante galactique (faible car le sursaut est loin du plan) sont pris en comptes via les modèles synthétiques standards : l'ajustement est réalisée par la minimisation du maximum de vraisemblance. Pour le début du sursaut, les intervalles 'a' à 'd' prédéfinis sont utilisés, ensuite une procédure est appliquée pour essayer d'optimiser la détection et la résolution temporelle de la courbe de lumière. Pour chaque nouvel intervalle temporel, au moins 5 candidats photons sont requis, puis les évènements sont ajoutés un par un jusqu'à ce que la significativité devienne supérieure à 5 $\sigma$. L'évolution temporelle de l'émission rémanente représentée par les flux et indices spectraux des lois de puissance ajustés sur chaque intervalle est traduite sur la figure 4.5. Après la fin de la phase prompte à 21.6 s, on observe que l'indice photonique se stabilise entre -1.5 et -1.9, et que le flux décroit régulièrement suivant une loi de puissance d'indice -1.7, décroissance observée dans de nombreux sursauts.

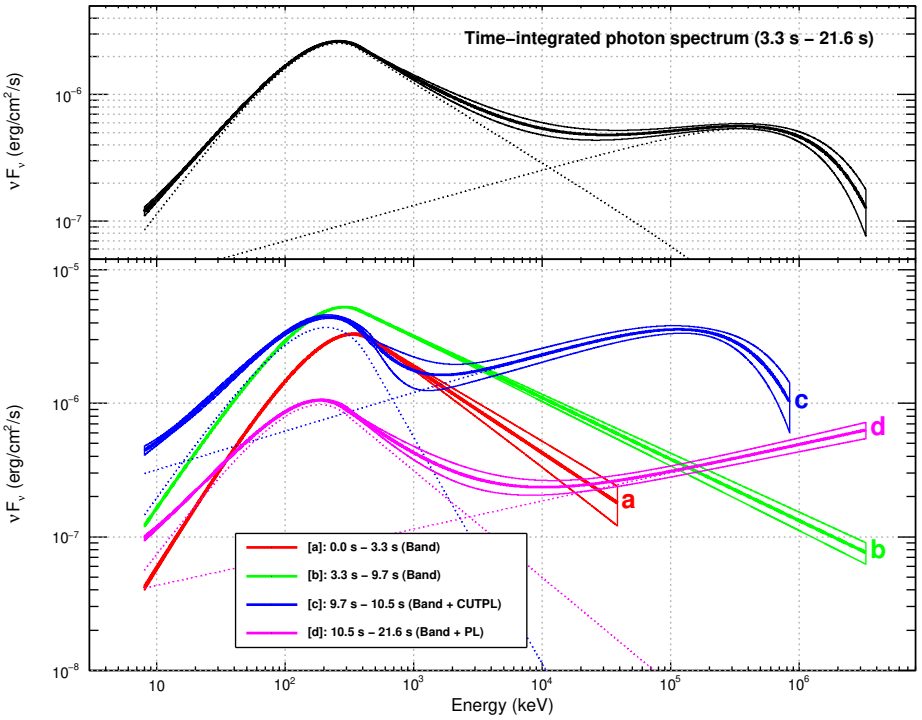


FIGURE 4.4 – Modèlisation spectrale résolue en temps de GRB 090926A : dans l'intervalle couvrant l'ensemble de la phase prompte en haut, puis dans les intervalles 'a' à 'd' en bas. Pour la première fois, une coupure de la composante haute énergie du spectre a été mesurée avec une grande significativité dans le spectre intégré en temps de la phase prompte en haut, et dans l'intervalle 'c' du pic de flux. Extrait de [89].

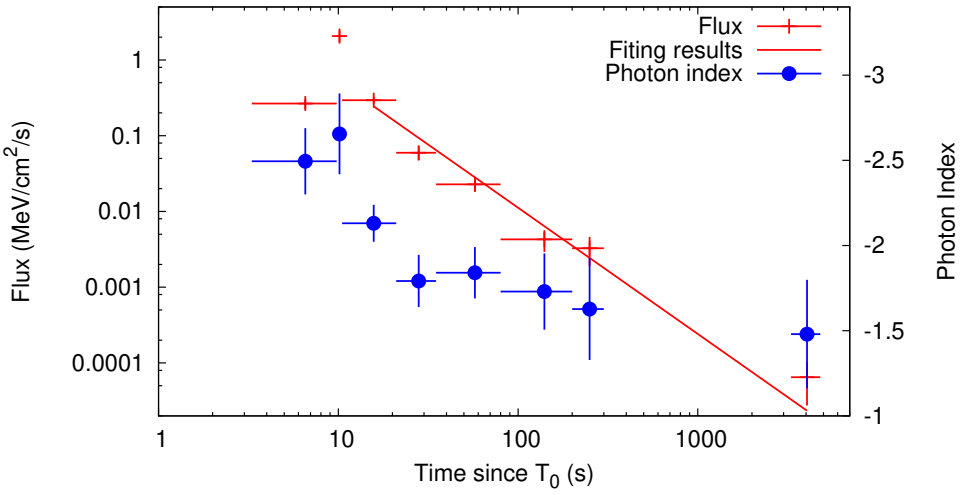


FIGURE 4.5 – Flux et indice photonique de l'émission rémanente du sursaut GRB 090926A. La décroissance du flux est ajustée par une loi de puissance d'indice photonique -1.7. Extrait de [89].

**interprétation**

Le délai entre le début du sursaut et l'observation de la composante haute énergie est commun à une majorité des sursauts les plus brillants. Plusieurs causes sont possibles : une augmentation du flux ou un durcissement de la composante de Band, une augmentation du flux de la composante haute énergie ou une augmentation de l'énergie de coupure de cette composante. Ce sursaut présente cependant aussi la particularité d'une courbe de lumière montrant un pic de flux très étroit s'étalant sur toute la bande d'énergie, ce qui implique un lieu d'émission très localisé et des processus d'émission liés.

Dans le cadre des modèles dans lesquels l'émission provient du choc vers l'avant, le délai correspond naturellement au temps nécessaire au jet pour disperser le matériel présent et devenir plus brillant. Cependant la variabilité très rapide observée pour ce sursaut est difficile à expliquer dans ce type de modèles, à moins de faire l'hypothèse d'un milieu de propagation du choc très in-homogène. Pour les modèles de choc interne qu'ils soit leptonique ou hadronique, l'émission haute énergie est produite par processus Compton inverse des particules générant l'émission correspondante à la loi de Band, ce qui explique là aussi naturellement le délai observé. Cependant, si l'on considère que l'émission est générée par des processus synchrotron puis synchrotron–self–Compton, l'indice photonique à basse énergie devrait être proche de -1.5, alors que l'on observe ici plutôt -0.5. Et si l'on considère que des hadrons sont accélérés, les facteurs de *boost* de Lorentz du jet nécessaires sont généralement supérieurs à 1000, alors qu'ici la coupure spectrale nous indique des valeurs plutôt autour de 500. Dans tous les cas donc, les modèles doivent être ajustés de manière fine pour pouvoir reproduire toutes les caractéristiques spectro–temporelles de l'émission.

La présence de la coupure dans la composante haute énergie peut avoir diverses origines. Celle–ci peut tout d'abord être intrinsèque au lot de particules accélérés, mais ceci est complexe à vérifier. L'absorption par production de paire des photons de la lumière diffuse extra–galactique pourrait aussi produire une coupure des photons à haute énergie, cependant pour un décalage vers le rouge de 2.1, la plupart des modèles ne prévoient une absorption significative qu'à partir de plusieurs dizaines de GeV. L'absorption par production de paire est aussi prédite théoriquement depuis longtemps au sein du jet même, en raison de la très forte densité de photons. La coupure est produite par un phénomène d'opacité optique par création de paire, et l'effet est contrebalancé par la vitesse du jet. Il est ainsi possible d'estimer le facteur de Lorentz du jet à partir de la mesure de la variabilité de l'émission (ici de l'ordre de $\sim 0.15$ s) qui permet de contraindre la dimension de la zone d'émission (donc la densité de photon), et la valeur de l'énergie de coupure (ici $\sim 400$ MeV). Une modélisation simple permet d'estimer un facteur de Lorentz $\Gamma = 720 \pm 76$, alors que les modèles multi–zones avec évolution temporelle (voir [92][93]) donnent des valeurs de $\Gamma \sim 200$.

L'émission rémanente est observée pendant une durée bien plus longue dans la bande d'énergie du LAT que dans celle du GBM, et dès la fin de la phase prompte, le flux de photons haute énergie décroit de manière régulière selon une loi de puissance d'indice -1.7. Ces observations trouvent une explication relativement simple dans les modèles dits de choc externe vers l'avant, soit le choc du jet sur le milieu inter–stellaire. Dans ce cadre, la décélération précoce du jet, mesurée via la décroissance de l'émission due au choc sur le milieu inter–stellaire, permet de mettre une limite inférieure sur le facteur de Lorentz de la coquille juste avant que celle–ci n'amorce sa décélération. Pour GRB 090926A, on estime que le facteur de Lorentz de la coquille était supérieure à 300, ce qui est tout à fait compatible avec l'estimation via l'opacité du jet durant la phase prompte. L'estimation robuste d'une valeur modérée de la vitesse du jet pour GRB 090926A, par rapport aux

limites inférieures déterminées pour les sursauts les plus brillants observés par le LAT, qui sont généralement supérieures à 1000, indiquent que les facteurs de Lorentz des jets des sursauts se distribuent probablement sur une large gamme de valeurs allant de ∼100 à ∼2000.

**conclusions**

Pour ce sursaut, j'ai réalisé l'analyse détaillée des courbes de lumière dans les divers détecteurs du GBM *Gamma-ray Burst Monitor* et dans le LAT : définition des intervalles de temps pour l'analyse spectrale, délai de 3.3 s entre l'émission observée dans le GBM à basse énergie et dans le LAT à plus de 100 MeV, caractérisation du pic de flux très court ($< 0.6$ s) 10 s après le début du sursaut et commun à tous les détecteurs, premières analyses d'inter-corrélation entre les courbes de lumière. J'ai ensuite rapidement pris la direction de la rédaction du papier qui a été publié dans l'*Astrophysical Journal* en Mars 2011 [89]. Pour la première fois, nous avons pu mettre en évidence la présence d'une coupure dans la composante en loi de puissance du spectre en énergie venant s'ajouter à la traditionnelle loi de Band. La caractérisation de cette coupure, très significative ($> 4\sigma$) dans l'intervalle de temps correspondant au pic de flux, a nécessité de nombreuses vérifications, des simulations appropriées ainsi qu'une étude détaillée des incertitudes systématiques provenant des fonctions de réponse de l'instrument. En faisant l'hypothèse que cette coupure soit due à un phénomène d'absorption de paires $\gamma\gamma$, nous avons estimé le facteur de Lorentz du jet, $\Gamma_{jet}$ =300–600 selon les modèles d'émission considérés (zone unique ou multi–zone).

Par la suite, l'existence d'une coupure spectrale sur la composante additionnelle a pu être mise en évidence dans quelques autres sursauts ; GRB 090926A reste cependant particulier à cause de la présence de cette coupure en coincidence avec un pic de flux très bref dans tous les détecteurs. L'étude de ce sursaut avec les données *Pass 8* a fait l'objet de la thèse de Manal Yassine de 2013 à 2016 sous la direction de F. Piron, thèse qui a débuté au LUPM alors que je venais tout juste d'intégré le laboratoire. J'ai accompagné Manal au début de sa thèse pour la prise en main des outils scientifiques d'analyse des données de Fermi, et pour l'initier aux subtilités de l'analyse des données *Pass 8*. La richesse des nouvelles données a notamment permis de montrer l'évolution de la coupure spectrale sur la composante haute énergie dans les intervalles 'c' et 'd' (voir figure 4.6), imposant des contraintes intéressantes sur les modèles de choc interne [94].

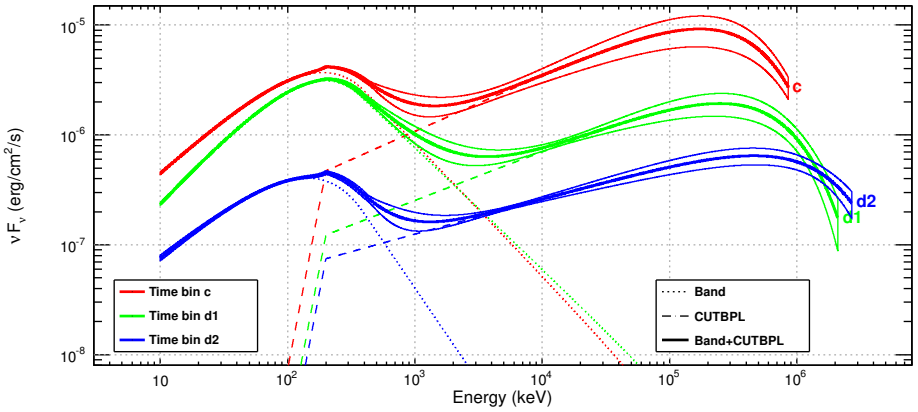


FIGURE 4.6 – Modélisation du spectre du sursaut GRB 090926A durant la phase prompte montrant l'évolution de la coupure sur la composante haute énergie. Extrait de [94].

### 4.2.2 GRB 110731A, un exemple d'étude multi-longueur d'onde

GRB 110731A est un sursaut long et brillant qui a bénéficié d'une couverture d'observations multi–longueurs d'onde sans équivalent dès le début de la phase prompte et pendant plus de 2 heures durant la phase rémanente. En effet, le GBM a déclenché sur le sursaut à cause d'un fort pic de flux le 31 juillet 2011 à 11 : 09 : 29.94 (UT), à cet instant le sursaut n'était que 3° hors–axe du champ de vue du LAT, et le repointer automatique du satellite a permis de conserver le sursaut dans le champ de vue pendant 1400 s jusqu'au premier passage dans la SAA. Le sursaut a ensuite été bien suivi dans le champ de vue du LAT entre 4000 s et 7400 s. L'instrument BAT à bord de *Swift* a aussi déclenché sur le sursaut moins d'une demi–seconde après le GBM, et le satellite a pu repointer XRT et UVOT seulement 56 s plus tard pour des observations approfondies permettant notamment une localisation précise. *Swift* a ensuite repointé régulièrement le sursaut pendant près de 24 jours. La localisation a permis le suivi au sol par un certain nombre d'instruments. Les télescopes Gemini Nord sur le Mauna Kea à Hawaii ont pu observer la galaxie hôte et déterminer le *redshift* du sursaut z=2.83. Le télescope *Microlensing Observations in Astrophysics* (MOA) du *Mt. John University Observatory* en Nouvelle Zélande a observé le sursaut 3.3 minutes après le déclenchement de *Swift*, fournissant des images dans les bandes $I$ et $V$ pendant près de 2 heures. L'instrument *Gamma-ray Burst Optical/Near-Infrared Detector* (GROND) monté sur un télescope de l'ESO de 2.2 m à La Silla au Chili a enfin pu acquérir 2 images profondes (∼30 minutes d'exposition) dans les bandes *g'r'i'z'* et *JHK*, 2.7 jours après le sursaut. Cette richesse de données multi–longueur d'onde, obtenues qui plus est dès le début de la phase prompte, était sans précédent à l'époque et a permis de montrer qu'une forte collaboration entre équipes de différents instruments amenait nécessairement, mais non sans effort, à une meilleure compréhension des sursauts.

#### émission prompte

La courbe de lumière de l'émission prompte de GRB 110731A est représentée sur la figure 4.7 et l'on y retrouvera tout d'abord deux caractéristiques très similaires à GRB 090926A : l'émission haute énergie observée dans le LAT est retardée d'environ 2.5 s par rapport à l'émission basse énergie observée dans le GBM, et un pic plus intense à 5.5 s très clair dans les données du LAT semble être aussi présent dans les taux de comptage des détecteurs NaI et BGO du GBM. La courbe de lumière de GRB 110731A montre aussi une poignée de photons d'énergie supérieure au GeV, le plus énergétique étant mesuré à 2 GeV à 8.27 s. Il est assez clair cependant que ce sursaut est bien moins brillant que GRB 090926A présenté précédemment. Le pic de flux à 5.5 s n'est pas forcément évident aux plus basses énergies dans les courbes de lumière des détecteurs NaI, cependant une analyse via une fonction d'inter–corrélation entre les courbes de lumière des NaI et celle du LAT–LLE a permis de vérifier que ces deux courbes de lumière sont statistiquement bien corrélées autour du pic de flux.

L'analyse par bloc Bayésiens de la courbe de lumière LAT–LLE a permis de déterminer 4 intervalles temporels distincts, labellés de 'a' à 'd', comme montré sur la figure 4.7. L'analyse spectrale conjointe des données LAT et GBM a tout d'abord été menée sur l'ensemble de la phase prompte, soit l'ensemble des 4 intervalles, et a permis de mettre en évidence, avec une significativité d'environ 3 $\sigma$, une composante à haute énergie additionnelle à la loi de Band modélisant les données basses énergie. Pour mieux étudier cette composante potentielle, l'analyse spectrale a été réalisée sur un intervalle rassemblant 'b' et 'c', et correspondant au maximum du flux dans les deux instruments. Dans cet intervalle de 3.0 s à 7.6 s, la loi de puissance additionnelle est significative à plus de 5 $\sigma$, et la présence d'une

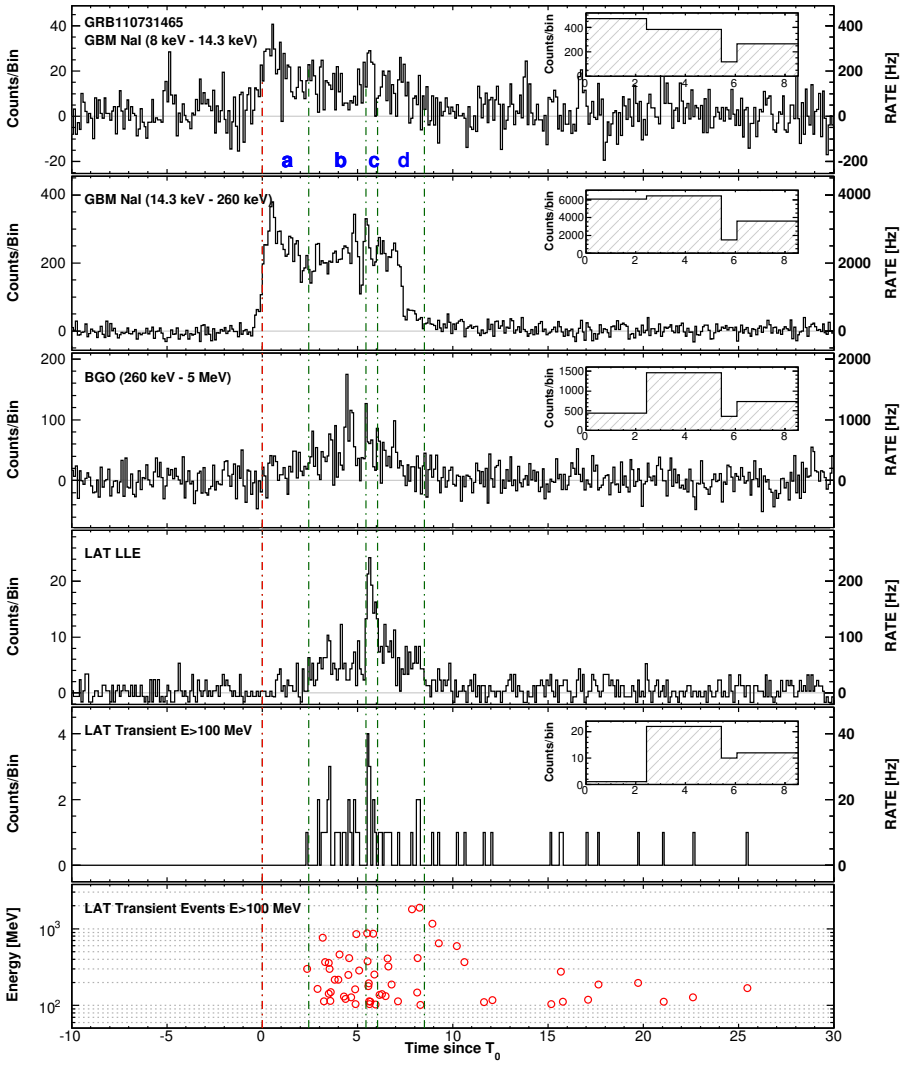


FIGURE 4.7 – Courbes de lumière de GRB 110731A pour les instruments LAT et GBM à bord de *Fermi*. Extrait de [95].

coupure à haute énergie autour de 400 MeV (similaire à celle observée précédemment pour GRB 090926A) est révélée avec une significativité d'un peu moins de 4 $\sigma$. La figure 4.8 représente la modélisation $\nu F_\nu$ de la phase prompte du sursaut, avec en haut la loi de puissance additionnelle mis en évidence durant l'intervalle 'b'+'c' qui s'étend jusqu'aux plus basses énergies. L'analyse spectrale résolue en temps sur les intervalles 'a', 'b', 'c', 'd' n'a pu déterminer de manière certaine la présence de la loi de puissance additionnelle sous–jacente, ou encore de la coupure haute énergie : dans ces intervalles, le modèle de Band reste donc le plus probable. Par comparaison au sursaut GRB 090926A, on comprend ici l'importance de travailler sur des sursauts très brillants pour avoir une statistique de photons suffisante pour détecter de façon fiable les différentes composantes et leur évolution. Clairement, pour obtenir des courbes de lumière à haute statistique, il faut soit se limiter aux quelques sursauts extrêmement brillants, soit disposer d'un détecteur avec une très grande surface effective.

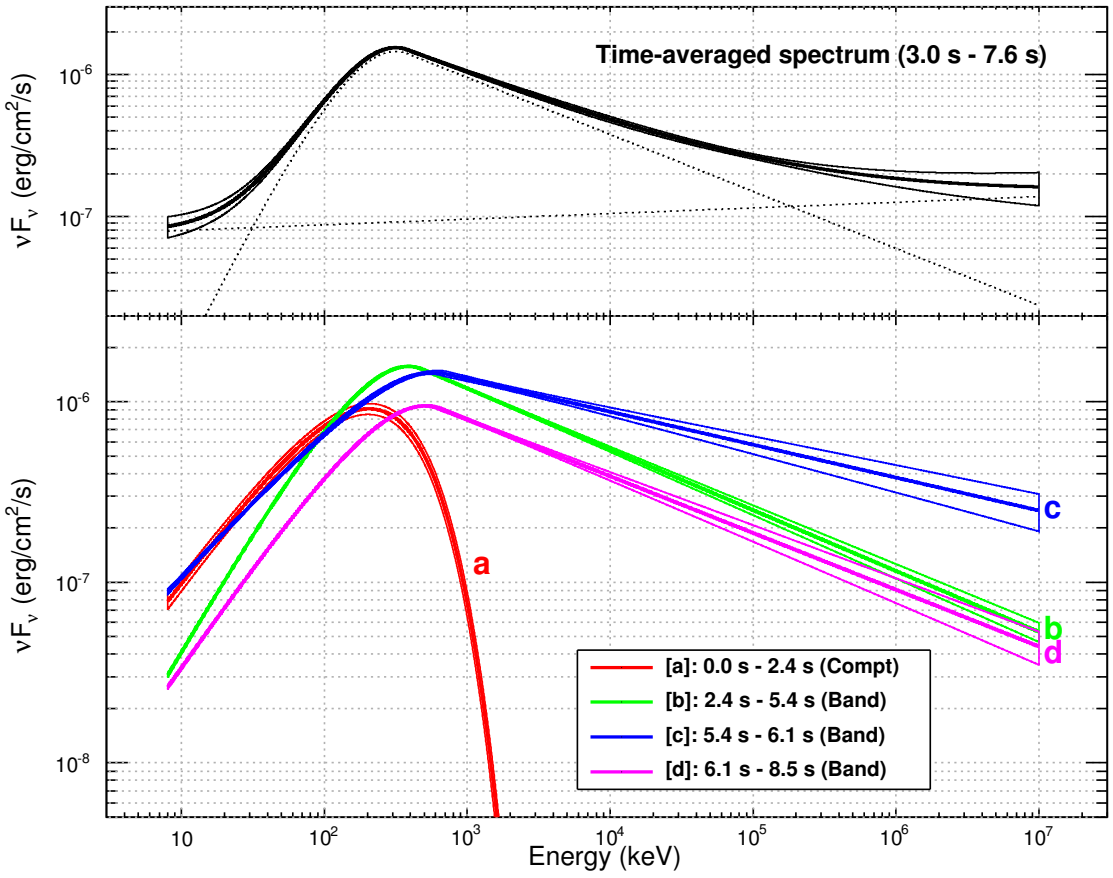


FIGURE 4.8 – Modélisation résolue en temps du spectre de GRB 110731A, présenté dans un diagramme $\nu F_\nu$ : dans l'intervalle couvrant l'ensemble de la phase prompte en haut, puis dans les intervalles 'a' à 'd' en bas. En intégrant l'ensemble de la phase prompte, on détecte significativement une loi de puissance additionnelle à haute énergie. Extrait de [95].

**émission rémanente**

La courbe de lumière multi–longueur d'ondes de GRB 110731a représentée sur la figure 4.9 montre les données prises par 7 instruments, LAT, GBM, XRT, BAT, UVOT, MOA et GROND pendant une durée de près de 3 jours. L'analyse temporelle des données

du LAT pour l'émission rémanente est réalisée de la même manière que pour le sursaut GRB 090926A, et l'on observe similairement que dès la fin de la phase prompte, le flux haute énergie décroit de manière régulière selon une loi de puissance d'indice $\alpha = 1.55 \pm 0.20$. Le dernier intervalle avec une détection univoque dans les données du LAT va de 227.0 s à 853.9 s. Dans la bande X, les données XRT et BAT montrent des variations fortes de flux de 50 s à 80 s, suivies d'une décroissance régulière du flux en loi de puissance avant une cassure apparente à 4600 s. Le flux extrait des données XRT est en effet bien ajustée par une loi de puissance cassée pour les paramètre suivant : $\alpha_{X,1}$=1.10±0.02, $\alpha_{X,2}$=1.32±0.03 avec une cassure à $t_{bk}$=$4.6^{+2.6}_{-1.6}$ ks. Dans l'optique, la courbe de lumière des données UVOT et MOA, considérées ensemble, est en revanche bien ajustée par une unique loi de puissance d'indice $\alpha_{\rm opt} = 1.37 \pm 0.03$, soit une décroissance très similaire à celle des données haute énergie.

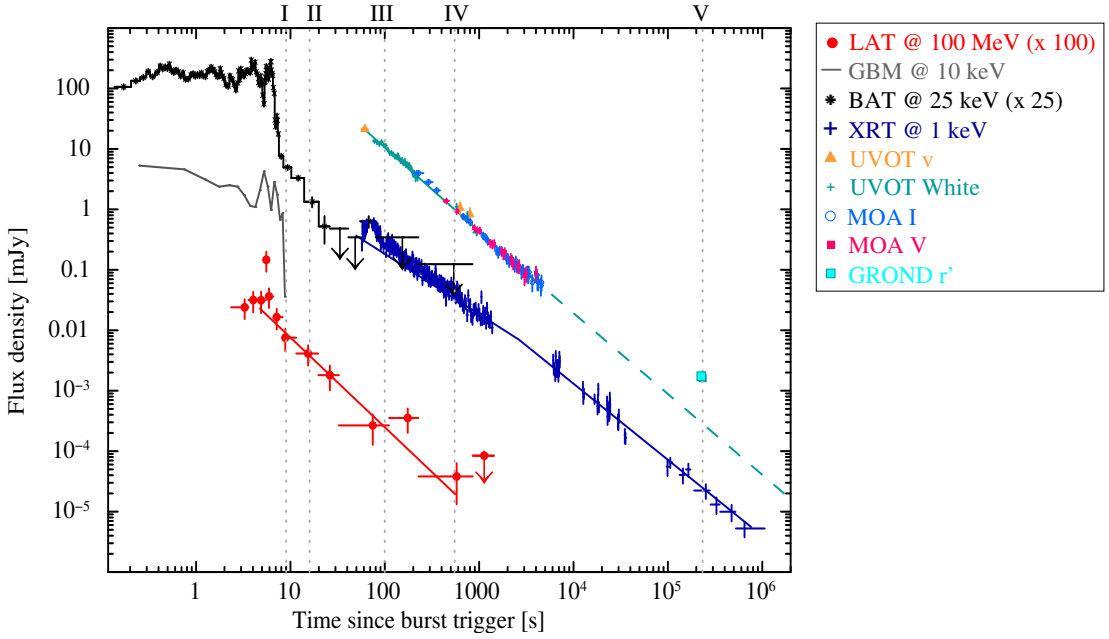


FIGURE 4.9 – Courbe de lumière multi–longueurs d'onde de GRB 110731A. Les lignes verticales définissent les intervalles sur lesquels ont été ajustées les densités spectrales d'énergie avec des indices de I à V. Extrait de [95].

Les densités spectrales d'énergie ont été ajustées, de l'optique au gamma, sur 5 époques durant la phase d'émission rémanente : 9 s (I), 16 s (II), 100 s (III), 550 s (IV), et 2.74 jours (V). Ces époques ont été définies simplement pour maximiser la couverture des données et minimiser les interpolations. Le résultat des ajustements est représenté sur la figure 4.10.

Les époques I et II ont été ajustées de manière indépendante, et sont bien modélisées par une loi de puissance en énergie prenant en compte l'absorption optique : pour l'époque I, l'indice photonique est de $1.87^{+0.07}_{-0.11}$ et pour l'époque II, il est de $1.95^{+0.07}_{-0.11}$. Les époques IV et V ont été ajustées de manière simultanée en imposant des contraintes temporelles sur l'évolution du spectre, mais l'époque III, qui est plus complexe à modéliser en raison de la présence des fortes variations de flux dans l'X, n'est utilisée que comme zone de contrôle. Le modèle d'émission adoptée pour ces 3 époques est défini par l'équation 4.2, il s'agit d'une loi de puissance en énergie avec une courbure $s = 0.8$, une énergie de cassure $E_{break}$

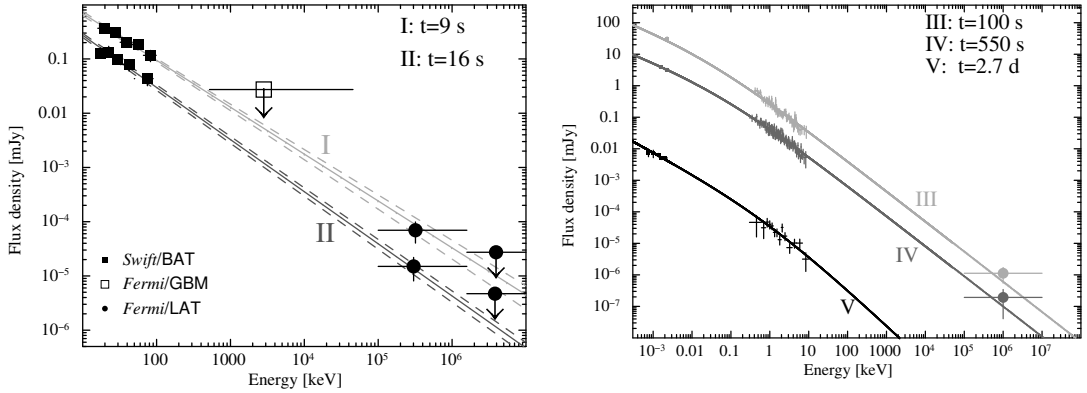


FIGURE 4.10 – A gauche, les densités spectrales d'énergie des époques I et II, bien ajustées par des lois de puissance d'indice photonique $1.87^{+0.07}_{-0.11}$ et $1.95^{+0.07}_{-0.11}$. A droite, densités spectrales d'énergie pour les époques III, IV et V. Pour les époques III et IV, les spectres sont construits à partir des donnée UVOT, XRT et LAT. Pour l'époque V, seules les données GROND et XRT sont disponibles. Extraits de [95].

dépendant du temps en $\sim t^{0.5}$ et des indices spectraux liés $\beta_{opt} = \beta_X + 0.5$.

$$F_\nu \propto \left[(E/E_{bk})^{-s\beta_{opt}} + (E/E_{bk})^{-s\beta_X}\right]^{-1/s} \tag{4.2}$$

**interprétation**

La phase prompte de GRB 110731A est très similaire à celle GRB 090926A, elle présente une forte variabilité des flux et un délai de la composante haute énergie de quelques secondes. A partir des caractéristiques spectrales et de la variabilité typique observée, une limite inférieure peut être dérivée sur le facteur de Lorentz du jet soit $\Gamma_{\rm min} \sim 600$, pour une absorption $\tau_{\gamma\gamma} < 1$ dans le cadre d'un modèle à une zone et d'une distribution homogène de photons. Si, de nouveau, on considère que la coupure haute énergie est significative dans l'intervalle couvrant l'ensemble de la phase prompte, soit 3.0 s à 7.6 s, la valeur du facteur de Lorentz obtenu est $\Gamma_{jet} = 530 \pm 10$ pour une coupure à $320^{+220}_{-120}$ MeV et une variabilité estimée $\Delta t = 0.43 \pm 0.02$ s.

L'étude de l'émission rémanente est particulièrement intéressante en raison de la quantité et de la qualité des données disponibles. Tout d'abord le fait que les données du LAT et du BAT à 9 s et 16 s puissent être ajustées par de simples lois de puissance d'indices spectraux très similaires, et quasi–identiques aux spectres en X mesuré sur les périodes suivantes, est une forte indication que le début de l'émission rémanente arrive très tôt dans le sursaut, probablement avant les 8 s. Plus tard, lors de l'époque IV, on observe que le flux optique décroît plus vite que le flux en X d'une part, et d'autre part que l'évolution des flux est bien modélisée par une loi de puissance cassée autour de 4600 s, deux caractéristiques qui favorisent un jet qui se propage dans un environnement de vent stellaire plutôt que dans le milieu inter–stellaire [96] [97]. La cassure spectrale de l'époque IV peut être interprétée directement par le refroidissement des électrons [98] [99]. Globalement donc, l'émission rémanente de GRB 110731A se modélise de manière cohérente par un début d'émission précoce et un jet se propageant dans le vent stellaire. Dans ce cadre là, les paramètres micro–physiques du jet donnent $\epsilon_e \sim 3 \times 10^{-3}$ et $\epsilon_B \sim 10^{-2}$, ce qui suggère une densité magnétique d'énergie supérieure à celle des électrons dans le choc vers l'avant. Le facteur de Lorentz correspondant a une valeur $\Gamma_{jet} \sim 500$, valeur déduite du temps

de décélération de la coquille, comme pour GRB 090926A, mais avec une justification du modèle bien plus solide.

**conclusion**

En août 2011, j'ai pris en charge la coordination l'étude multi–longueurs d'onde du sursaut GRB 110731A : un sursaut long et intense, qui a bénéficié, c'était une première à l'époque, d'observations conjointes par *Swift* et *Fermi* dès sa détection et pour une durée de 800 s. L'objectif du travail était notamment la confrontation des prévisions du modèle classique d'émission rémanente [86] avec les données multi–longueurs d'onde : outre les données de *Swift* et *Fermi*, nous avons aussi utilisé les données de GROND (Gamma-Ray Burst Optical/Near-Infrared Detector) et MOA (Microlensing Observations in Astrophysics), qui ont observé le sursaut avec leur télescope optique.

Ma contribution au travail d'analyse a porté sur la construction et l'étude des courbes de lumière de la phase prompte ainsi que sur l'analyse spectrale résolue en temps de la phase rémanente pour les données du LAT. Pour la phase prompte nous avons pu mettre en évidence, comme pour GRB 090926A, la présence significative d'une composante spectrale additionnelle en loi de puissance avec une coupure apparente à $\sim$400 MeV. Les résultats de l'étude de l'émission rémanente dans 5 intervalles temporels favorisent un modèle d'émission rémanente de type choc vers l'avant dans le vent stellaire, et montrent que l'émission rémanente au GeV est bien expliquée par une simple extension à haute énergie du modèle. De manière remarquable, l'analyse de la coupure spectrale durant la phase prompte et le modèle d'émission de la phase rémanente convergent vers une valeur similaire du facteur de Lorentz du jet $\Gamma_{\rm jet} \sim 500$.

J'ai coordonné le travail d'une dizaine de personnes tant internes qu'externes à la collaboration *Fermi* durant 18 mois, et l'article a été publié dans l'*Astrophysical Journal* en février 2013 [95]. J'ai en outre présenté les résultats obtenus sur ce sursaut au symposium *Fermi–Swift* de 2012, *Gamma-Ray Bursts 2012 Conference*, et publié les actes de conférence correspondants [100].

Par ailleurs, ce sursaut n'a pas fait l'objet de nouvelle analyse spécifique par la collaboration *Fermi*–LAT, mais des travaux intéressants ont été publiés en 2017 par Lü et al [101]. L'analyse des données *Fermi*–LAT, utilisant les données *Pass 8*, donnent des résultats très similaires à ceux rappelés ci–dessus, j'ai cependant noté que la gamme d'énergie considérée pour l'analyse semble démarrer à 100 MeV, ce qui limite fortement la possibilité de caractériser proprement une coupure potentielle dans le spectre. La publication mentionne en revanche des observations intéressantes réalisées avec le spectromètre *Low Resolution Imaging Spectrometer* monté sur le télescope Kek I de 10 m en juin 2015, et qui ont révélé une potentielle galaxie hôte. Sur la base d'une modélisation approfondie de l'émission, et notamment un jet fortement magnétisé, les auteurs suggèrent que le sursaut GRB 110731A montre des caractéristiques tout à fait compatibles avec ce que l'on attend de la fusion d'étoiles à neutronss.

## 4.3 Etat des connaissances actuelles

### 4.3.1 Physique des sursauts

Les satellites *Fermi* et *Swift* ont tout d'abord permis de confirmer l'existence des deux populations sursauts, courts (quelques secondes) et longs (une minute), et les observations de *Fermi* démontrent que la proportion de sursauts courts par rapport aux sursauts long est la même au–dessus de 100 MeV qu'à 1 MeV, et tourne autour de 15 à 20 %.

La revue des deux sursauts présentés dans les sections précédentes donne les grandes lignes de ce que *Fermi* nous a appris sur les sursauts [87] [102] [103] :

- durant la phase prompte, l'émission est très variable, à l'échelle de $\sim 10$ ms, du keV à $\sim 100$ MeV, et cette variabilité est parfois corrélée sur toute la bande d'énergie,
- l'émission basse énergie est en général bien représentée par la loi empirique de Band, mais le spectre de certains sursauts présentent une 'épaule' autour de $\sim 100$ keV qui est interprétée comme de l'émission thermique du jet attendue lorsque le plasma du jet devient transparent : on parle d'émission photosphérique,
- l'émission haute énergie ($> 100$ MeV) est retardée par rapport à l'émission au keV–MeV, et ce délai est probablement dû à une évolution du spectre qui est plutôt mou au tout début du sursaut puis qui se durcit au bout de quelques secondes,
- la majeure partie des sursauts très brillants présente une composante additionnelle à haute énergie sous la forme d'unr simple loi de puissance assez dure qui s'étend parfois à basse énergie, sous la loi de Band, pour être de nouveau significative au keV [104],
- cette composante haute énergie révèle parfois une coupure spectrale à haute énergie autour du GeV, qui peut être interprétée comme l'absorption $\gamma\gamma$ au sein du milieu hautement dense du jet,
- la distribution des facteurs de Lorentz des jets des sursauts courts et longs, voir figure 4.11, mesurés durant l'émission prompte via la coupure spectrale sous hypothèse d'absorption $\gamma\gamma$ et/ou par modélisation de l'émission rémanente, semble être très large de $\sim 100$ à plus de 1000 pour les modèles à une zone,
- l'émission rémanente à haute énergie peut durer pendant plusieurs heures et le flux $> 100$ MeV décroît selon une loi de puissance d'indice $\sim 1.5$.

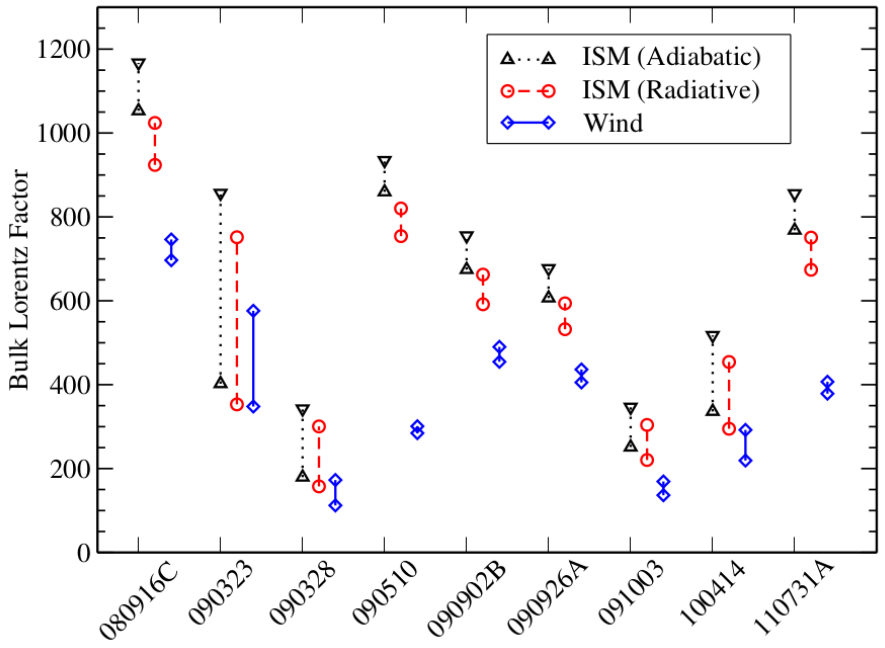


FIGURE 4.11 – Facteurs de Lorentz des jets des sursauts observés par le *Fermi*–LAT. Extrait du premier catalogue des sursauts du LAT [105].

Les observations de *Swift* en X ont en outre permis d'étudier en profondeur l'émission

rémanente dans le domaine des X, caractérisée d'une part par la présence d'épisodes de variabilités fortes difficiles à interpréter, et d'autre part par un flux qui décroit selon une loi de puissance d'indice à peine supérieur à 1. Un autre résultat important de *Swift* est la confirmation de la connexion entre les sursauts longs et les surpernovæ, voir la revue de N.Gherels en 2013 [106].

Du point de vue de la modélisation, la moisson de données acquises par *Fermi* et *Swift* a imposé des contraintes fortes, si bien qu'aujourd'hui aucun modèle qu'il soit de chocs internes ou externes, à composante leptonique ou hadronique, ne permet de reproduire correctement l'ensemble des caractéristiques observées. Les modèles leptoniques de chocs internes reproduisent bien le phénomène de variabilité corrélée keV–MeV mais nécessitent d'être ajustés pour générer un délai de quelques secondes dans l'apparition de la composante haute énergie. Les modèles hadroniques et/ou de chocs externes génèrent naturellement un délai de l'émission haute énergie mais pas la variabilité corrélée à l'échelle du dixième de milliseconde, et requièrent de plus des facteurs de Lorentz plus élevés que ce qui est observé pour éviter de dépasser le budget énergétique disponible. Les modèles d'émission synchrotron générée dans le choc vers l'avant du jet sur le milieu circum–stellaire sont mis à mal par les mesures de photons de très haute énergie durant la phase prompte des sursauts les plus brillants, dont GRB 130427A [107] [108], le sursaut le plus brillant mesuré par *Fermi*.

### 4.3.2 Physique fondamentale

L'étude des sursauts est intéressante en soi pour mieux comprendre leur origine, les mécanismes d'émission et leur rôle dans l'univers, et permet en outre de vérifier certaines lois de physique fondamentale et principes cosmologiques.

Tout d'abord, l'observation des sursauts gamma à haute énergie permet de mettre des contraintes sur certains modèles de gravité quantique qui violent l'invariance de Lorentz et prévoient que la vitesse des photons dépendent de leur énergie : $\nu_{ph}(E_{ph}) \neq c$. Le LAT est essentiellement sensible aux perturbations d'ordre 1 à l'échelle de Planck, et l'on peut alors écrire le temps d'arrivée des photons en fonction de leur énergie, selon l'équation 4.3 dans laquelle $H_0, \Omega_m$ et $\Omega_\lambda$ correspondent aux paramètres d'une cosmologie standard ($\Lambda$CDM).

$$\Delta t = \frac{(1+n)}{2H_0} \frac{E_h^n - E_l^n}{(M_{QG,n}c^2)^n} \int_0^z \frac{(1+z')^n}{\sqrt{\Omega_m(1+z')^3 + \Omega_\lambda}} dz' \tag{4.3}$$

Dans ce cadre, un photon de haute énergie $E_h$ peut arriver après (cas sub-luminal :$\nu_{ph} < c, S_n = +1$), ou avant (cas super-luminal :$\nu_{ph} > c, S_n = -1$) un photon de basse énergie $E_l$ émis au même instant. Initialement, le travail a consisté à considérer simplement que les photons de plus haute énergie n'ont pas été émis avant le début du sursaut ou avant le pic d'émission le plus proche. Pour le sursaut gamma GRB 090510, sursaut court ($< 2\,\mathrm{s}$) à $z = 0.9$ et montrant un évènement de 31 GeV (intervalle de confiance à $1\sigma$ : 27.97 – 36.32 GeV) à $T_0 + 829$ ms, une limite très contraignante sur une possible dépendance linéaire de la vitesse de la lumière avec l'énergie a pu être publiée dans la revue *Nature* [109] : $\frac{M_{\mathrm{QG},1}}{M_{\mathrm{Planck}}} > 1.22$. Par ailleurs, comme cela a été montré, figure 4.3, les courbes de lumière des sursauts présentent des pics d'émission très étroits et corrélés du keV au GeV. Un travail approfondi [110] a donc été mené pour exploiter au mieux statistiquement cette variabilité corrélée et faire des hypothèses plus forte sur les temps d'émission des photons de haute et de basse énergie. Dans ce cadre, des contraintes fortes ont pu être émises pour différents scenarii pour des perturbations à l'ordre 1 et à l'ordre 2.

Du point de vue de la cosmologie, plusieurs sursauts ont été observés à $z > 1$ par *Fermi*, (*Swift* a mesuré des sursauts jusqu'à $z = 9$) et leur émission haute énergie permet de

contraindre les modèles d'évolution de l'univers via des limites supérieures sur l'absorption extrinsèque $\gamma\gamma$ de ces photons avec ceux du fond diffus extra–galactique. De nouveau, il suffit d'un sursaut énergétique à haut *redshift* pour imposer des contraintes fortes, ce qui a été le cas initialement du photon de 33 GeV observé en provenance du sursaut GRB 090902B à $z = 1.82$, qui a permis à lui seul d'écarter les modèles les plus optiquement épais alors encore proposés. En composant les données des sursauts gamma mais aussi celles des noyaux actifs de galaxie observés par *Fermi*, des contraintes encore plus solides ont été obtenues [25] comme cela a déjà été évoqué dans la section 1.5.4, figure 1.40.

### 4.3.3 Fusion d'étoiles à neutrons

Le résultat le plus spectaculaire de ces dernières années sur les sursauts gamma est sans aucun doute l'association d'un sursaut gamma et d'une onde gravitationnelle générée par la coalescence de deux étoiles à neutrons. La figure 4.12 présente les observations multi–messagers de l'onde gravitationnelle GW 170817 [85] [111] [112], détectée le 17 août 2017.

Cet évènement est exceptionnel pour deux raisons. Tout d'abord, d'un point de vue astrophysique, il s'agit de l'identification univoque d'un progéniteur des sursauts gamma : on sait maintenant de façon certaine que la coalescence de deux étoiles à neutrons peut générer un sursaut gamma, court en l'occurrence. Évidemment, cela ne signifie pas que toutes les coalescences d'étoiles à neutrons génèrent des sursauts gamma (courts), ni que réciproquement tous les sursauts gamma courts soient générés par la coalescence d'étoiles à neutrons. Toute fois, cela résout quand même une question de plusieurs décennies sur les progéniteurs possibles des sursauts gamma courts.

Ensuite, d'un point de vue observationnel, il s'agit sans doute de l'une des plus grandes campagnes multi–messagers et multi–longueurs d'onde jamais entreprise [85] : plus de 70 instruments au sol et dans l'espace ont contribué aux observations sur toute la bande électromagnétique des ondes radio jusqu'au TeV, à la recherche de neutrinos et de rayons cosmiques d'ultra–haute énergie. Cette collaboration internationale pré–organisée, mais restant tout de même spontanée à l'annonce de l'évènement, est remarquable, tout comme le sont les résultats obtenus.

L'observation de l'onde gravitationnelle permet d'identifier les masses des étoiles coalescentes et la géométrie du système. L'association avec un sursaut gamma court est, de nouveau, inédite. Le suivi en ultraviolet, optique et infrarouge a permis de mettre en évidence une kilonova et d'identifier la galaxie hôte. Le suivi de l'émission rémanente en X et en radio donne des informations sur l'environnement du système binaire. Les observations, non suivies de détection, au GeV, au TeV, et pour les neutrinos et rayons cosmiques d'ultra–haute énergie, permettent aussi de contraindre à la fois l'enveloppe énergétique du phénomène et les modèles d'accélérations des particules.

La mesure d'ondes gravitationnelles ouvre donc clairement une nouvelle fenêtre pour l'étude des sursauts gamma, en particulier car les informations obtenues permettent de contraindre relativement fortement la géométrie du système et l'énergie initiale disponible, deux paramètres jusqu'à présent estimés avec une grande marge d'incertitude. Connaître la géométrie du système binaire permet notamment de contraindre l'angle d'émission du jet du sursaut par rapport aux observations, angle qui est évidemment important pour évaluer la vitesse 'réelle' du jet.

La prochaine campagne d'observation `O3` sera lancée au printemps 2019, et devrait voir les 3 interféromètres d'EGO disposant d'une sensibilité encore accrue fonctionner de concert : plusieurs nouvelles détections d'ondes gravitationnelles devraient être associées à

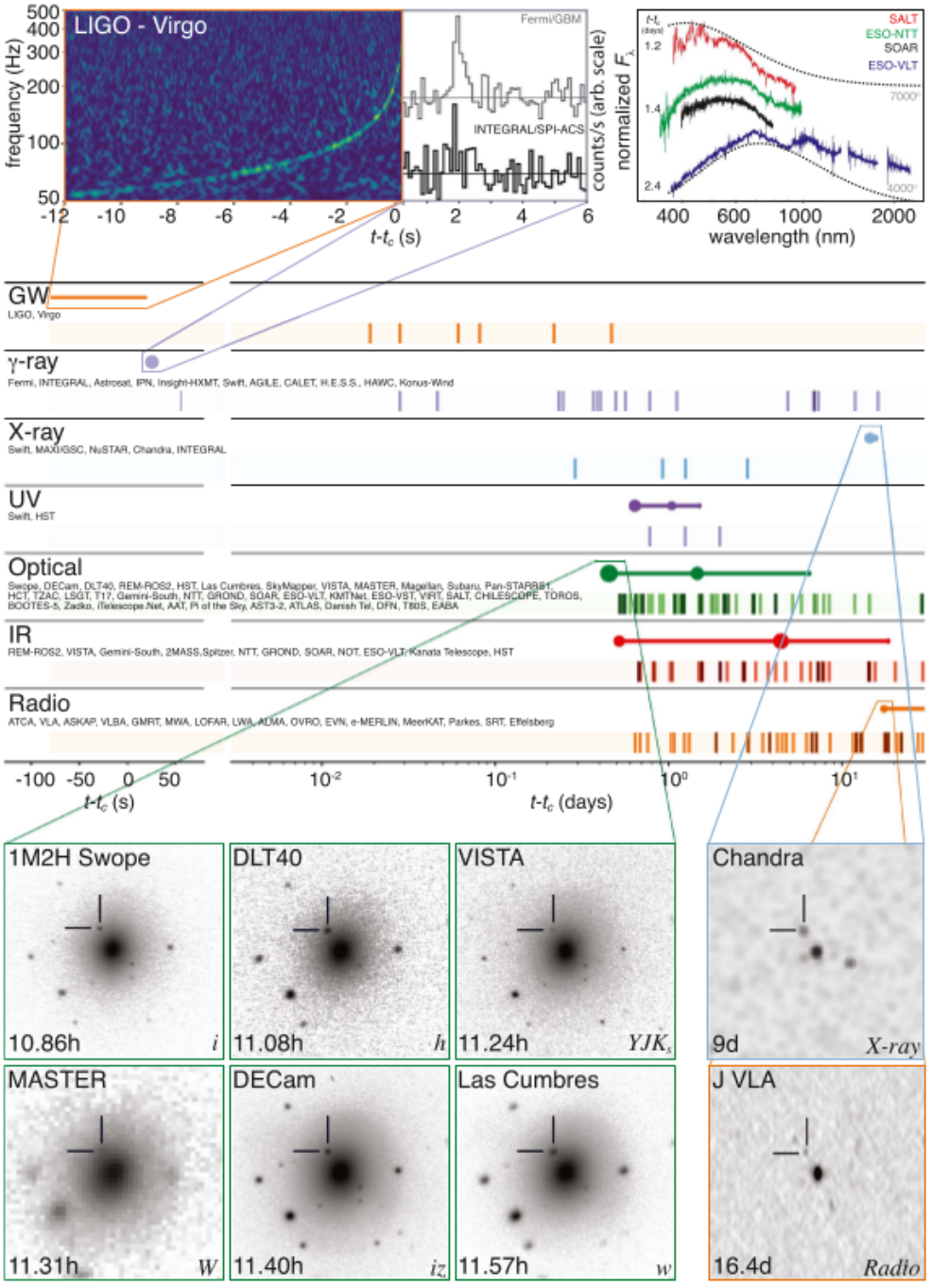


FIGURE 4.12 – Observations multi–messagers de l'onde gravitationnelle GW 170817. Extrait de [85].

des sursauts gamma. Dans ce cadre, j'ai contribué à l'effort français d'organisation de la communauté autour de l'étude des phénomènes transitoires en participant à la tenue de l'atelier de travail *Transient Sky 2020*† à Montpellier en Juin 2018. Outre une réflexion sur la préparation de la campagne `O3`, l'un des objectifs de l'atelier était de penser les outils nécessaires pour le traitement efficace des données liées aux phénomènes transitoires qui arriveront de la prochaine génération d'instrument, dont le *Large Synoptic Survey Telescope*.

†. https://ts2020ll.sciencesconf.org/

## 4.4 Perspectives et synergies pour CTA

### 4.4.1 Observabilité et prédictions

Plusieurs sursauts observés par *Fermi* indiquent que l'observation à très haute énergie des sursauts est possible par les télescopes Cherenkov au sol. GRB 090902B [104] est l'un des sursauts très lumineux observé par *Fermi* et présente deux caractéristiques intéressantes : la présence d'une composante additionnelle à la loi de Band sous forme d'une loi de puissance d'indice spectral très dur $\sim 1.9$, et l'observation d'un photon de 33.4 GeV, 80 s après le début du sursaut, pour un *redshift* relativement élevé $z = 1.8$. L'analyse systématique des sursauts observés par le LAT durant les 3 premières années en orbite montre qu'au moins 5 sursauts ont une composante d'émission en loi de puissance qui s'étend à haute énergie, et que l'émission rémanente peut durer plusieurs heures [105]. De manière simple et directe, les photons de haute énergie en provenance de sursauts mesurés par *Fermi* durant ces 10 premières année d'opération sont représentés sur la figure 4.13 : on y observe près d'une dizaine de photons de plus de 20 GeV, notamment durant la phase de l'émission rémanente des sursauts, après une centaine de secondes.

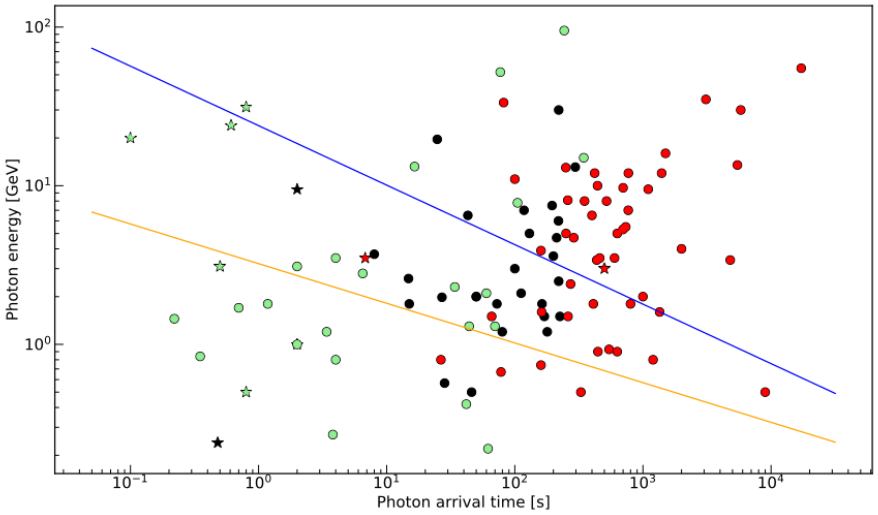


FIGURE 4.13 – Photons de haute énergie associés aux sursauts détectés par le *Fermi*–LAT. Les points vers, noirs et rouges correspondent respectivement aux photons arrivant durant, vers la fin et bien après la phase prompte. Extrait de [103].

Il est important ici de considérer l'immense écart de surface effective entre le LAT, environ 1 $m^2$ et les télescopes Cherenkov au sol, environ $10^5$ $m^2$ pour CTA : grossièrement, quand le LAT observe 1 photon à 30 GeV, il est raisonnable de penser que CTA pourra en détecter plusieurs centaines, et jusqu'à des énergies bien plus élevées. Pour essayer de quantifier cela, j'avais réalisé en 2011 une étude très préliminaire à partir d'une simulation du GRB 110731A. Comme présenté sur la figure 4.10 lors de l'intervalle 'IV' de l'émission rémanente de GRB 110731A, entre 227 s et 840 s après le début du sursaut, la modélisation de la densité spectrale d'énergie prévoit une extension de l'émission synchrotron du domaine des X au domaine du TeV, selon un indice relativement dur. La figure 4.14 présente une simulation de l'observation par CTA de ce sursaut pour ce même intervalle temporel en faisant l'hypothèse d'une émission en loi de puissance d'indice spectral -1.7. Cette simulation ne prenait pas en compte l'absorption par la lumière diffuse extra–galactique qui

génèrerait une coupure entre 100 et 200 GeV ($z = 2.83$), mais il reste clair que le signal en provenance du sursaut est largement au–dessus du fond résiduel hadronique attendu.

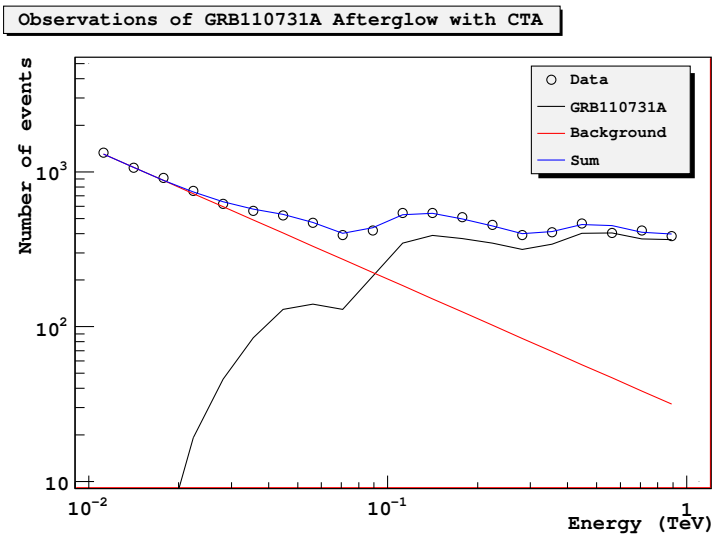


FIGURE 4.14 – Simulation d'observation de GRB 110731A durant l'intervalle IV, en utilisant la mesure du LAT comme source (loi de puissance d'indice spectral -1.7, étendue à haute énergie sans prendre en compte l'absorption par le fond diffus extra-galactique) et une réponse standard de CTA pour un temps d'intégration de 10 min.

Au sol, pourtant, la génération actuelle de télescope Cherenkov n'a permis d'établir aucune détection significative, ceci en dépit de programmes de repointé sérieux des instruments Veritas, MAGIC et H.E.S.S. . Même le grand télescope de 28 m de H.E.S.S. II, qui a pourtant démontré brillamment ses capacités à basse énergie avec la détection du pulsar Vela [113], n'a pu obtenir que des limites supérieures sur les flux en provenance des sursauts repointés [114]. CTA aura toutefois l'avantage d'une plus grande surface effective (sans doute de près d'un ordre de grandeur), notamment grâce à ses 4 grands télescopes de 23 m de diamètre dont le déclenchement sera stéréoscopique et qui disposeront de plus d'une rapidité de repointé inférieure à 20 s. Compte tenu de la diminution rapide du flux haute énergie avec le temps dès la fin de la phase prompte, voir par exemple la figure 4.9, il est indispensable de repointer le plus tôt possible pour espérer détecter un sursaut.

Les prévisions de détection de sursauts pour CTA ne sont globalement pas très optimistes. Les différentes études réalisées [115] [116] [117] [35] convergent sur le fait que dans le meilleur des cas, CTA ne détectera pas plus de 2 ou 3 sursauts par an selon le type de satellite en orbite capable d'envoyer au sol des alertes rapides et précises quant à la position du sursaut, et selon que la composante haute énergie observée par *Fermi* s'étend ou non à plusieurs dizaines de GeV. Toujours pour rester optimiste, on peut remarquer que les sursauts les plus brillants sont les mieux localisés et sont aussi ceux qui sont plus aptes à émettre à très haute énergie.

*Peu de temps après l'écriture de ce manuscrit, MAGIC a annoncé la détection du sursaut GRB 190114C à $T_0 + 50$ s avec un seuil en énergie supérieur à 300 GeV (ATEL #12390), et H.E.S.S. a annoncé la détection du sursaut GRB 180720B grâce à 2 heures d'observations menées 10 heures après le début du sursaut, et avec un seuil bas énergie à 100 GeV. Ces observations sont évidemment de bon augure pour CTA.*

### 4.4.2 Intérêt des mesures à très haute énergie

Bien que la statistique de sursauts effectivement détectés soit faible, l'observation d'un seul sursaut par un instrument Cherenkov au sol pourrait apporter des informations d'une grande importance. En particulier, si le sursaut est observé dès la phase prompte, les données pourraient être de qualité suffisante pour caractériser la variabilité à très haute énergie. La figure 4.15 représente une courbe de lumière correspondant à la simulation de l'observation par CTA d'un sursaut gamma similaire à GRB 080916C, seulement 30 s après le début du sursaut. La statistique serait suffisante pour mesurer une variabilité sur des intervalles temporels bien inférieurs à la seconde. Comme cela a déjà été évoqué, dans la section 4.3.1, les modèles d'émission ont des prédictions différentes quant au degré de variabilité attendu et de telles mesures pourraient avoir un impact considérable sur certaines classes de modèles. De même, la production d'un spectre jusqu'aux plus hautes énergies durant la phase prompte permettrait aussi de comprendre si la composante additionnelle haute énergie s'étend en simple loi de puissance ou bien montre une coupure, comme c'est le cas pour GRB 090926A : dans un cas idéal avec la surface effective disponible, on peut imagine mesurer l'évolution temporelle d'une coupure spectrale haute énergie correspondant à l'évolution du facteur de Lorentz du jet.

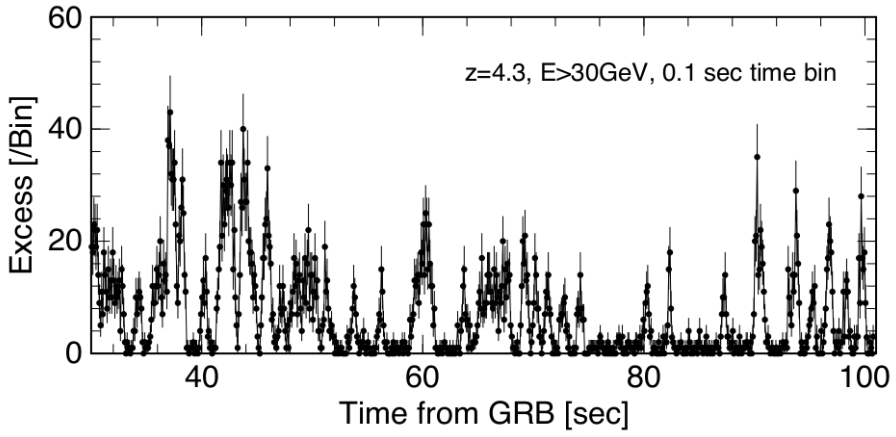


FIGURE 4.15 – Simulation de l'observation par CTA du sursaut GRB 080916C. La courbe de lumière commence à $T_0 + 30$ s. Extrait de [116].

L'observation de l'émission rémanente avec CTA est particulièrement attractive, car celle-ci commence généralement une minute après le début du sursaut et peut durer plusieurs heures pour certains sursauts observés par le LAT. CTA permettra de sonder la composante rémanente haute énergie : est-ce une simple loi de puissance ? jusqu'à quelle énergie s'étend-elle ? la forme du spectre est-elle compatible avec des processus self–synchrotron–Compton ou Compton inverse sur un champ externe de photons [118] ? Le modèle classique dit d'émission rémanente [119] prédit la forme du spectre en énergie de l'émission rémanente sur plus de 10 ordres de grandeur, de l'émission radio à l'émission au GeV, en fonction d'hypothèses sur le facteur de Lorentz du jet et sur l'environnement circum–stellaire. Ce modèle d'émission rémanente a été confronté avec succès aux observations multi–longueurs d'onde réalisées par *Swift* et *Fermi* pour GRB 090510 [120], mais aussi plus récemment pour GRB 110731A [95]. Si l'on reprend la simulation d'observation de GRB 110731A montrée sur la figure 4.14, donc dans un cas simple où l'on a plus de 3 minutes pour repointer, puis 10 minutes d'observation, il est clair que CTA devrait permettre d'obtenir

d'excellentes mesures autour de 50 GeV. Ajouter une mesure du flux de 50 GeV à 200 GeV avec une incertitude statistique réduite permettrait de comprendre si le spectre synchrotron s'étend vraiment à très haute énergie ou s'il y a une coupure, ou au contraire une autre composante plus dure due à des processus Compton inverse (Synchrotron–self–Compton ou sur un champ externe de photons) [121].

Par ailleurs, on notera qu'il suffit d'un sursaut et de quelques photons de très haute énergie pour potentiellement améliorer largement les contraintes à la fois sur les tests de violation de l'invariance de Lorentz et de transparence de l'univers (densité du fond diffus extragalactique). Ce type de travail est d'ailleurs déjà réalisé avec les télescopes Cherenkov au sol via l'observation de noyaux actifs de galaxie [122] [123] [124].

### 4.4.3 Stratégie et synergies

La probabilité qu'un sursaut gamma apparaisse dans le champ de vue de CTA durant une observation est environ d'un tous les 20 ans, avec un peu de chance, cela arrivera donc une fois pendant la durée de vie de l'observatoire. Il est donc absolument nécessaire d'une part d'avoir des sources d'alerte pour savoir où repointer, et d'autre part de définir une stratégie efficace de réponse aux alertes.

Actuellement, les satellites *Fermi* et *Swift*, avec leurs instruments respectifs GBM et BAT, sont les détecteurs de sursauts, et donc les générateurs d'alertes, les plus efficaces : le GBM génère environ 200 alertes par an, et le BAT un peu moins de 100. Cependant, *Swift* est en orbite depuis bientôt 15 ans, et *Fermi* depuis plus de 10 ans, ces deux observatoires sont donc vieillissants et une panne du satellite est possible à tout moment. *Fermi* a d'ailleurs un panneau solaire bloqué depuis plus de 6 mois, sans espoir de pouvoir le récupérer et qui impacte déjà ses capacités de repointer. La question se pose donc de la suite de *Fermi* et *Swift* à plus ou moins court terme, suite que seul le satellite SVOM, dont le lancement est prévu en 2021, semble en mesure d'assurer correctement. SVOM [125] est une mission franco–chinoise dont l'objectif scientifique principal est l'observation des sursauts gamma. Très similaire à *Swift*, SVOM embarquera quatre instruments : GRM (15 keV–5 MeV), ECLAIRs (4–250 eV), MXT (0.2–10 KeV) et VT (optique). L'une des spécificités de SVOM sera d'être capable de mesurer le *redshift* d'une large fraction des sursauts détectés ($> 50\%$) [126]. Tout comme *Swift*, SVOM, grâce au GRM, devrait détecter environ 90 sursauts gamma par an, et devrait constituer la principale source d'alerte pour CTA.

Par ailleurs, CTA répondra aussi à certaines alertes, potentiellement liés aux sursauts gamma, en provenance d'instruments opérant dans d'autres longueurs d'onde ou avec d'autres messagers. Une forte synergie est en effet attendue avec les instruments détectant les neutrinos comme IceCube et Km3Net, avec ceux observant les rayons cosmiques comme l'observatoire Pierre Auger, et bien sûr avec les interféromètres pour la détection des ondes gravitationnelles, Ligo et Virgo en premier lieu. Les alertes intéressantes pour CTA en provenance de ses instruments devraient être relativement rares, mais évidemment une détection commune serait dans tous les cas en soi une importante découverte scientifique.

Une stratégie préliminaire de repointé a été établie dans le cadre de la préparation du programme clé de CTA sur les phénomènes transitoires [35]. L'idée principale est de repointer pendant 2 heures toutes les alertes spatiales pour lesquelles la position du sursaut est accessible à CTA (nuit, temps correct et élévation supérieure à 70°), ce qui devrait correspondre à une douzaine de repointés par an et par site (nord et sud). En cas de détection par la *pipeline* d'analyse en ligne, les observations se poursuivront jusqu'à ce que

le signal ne soit plus significatif. Il est à noter ici que l'intention est de prendre des données sur la position du sursaut le plus tôt possible, en particulier avec les LSTs qui repointeront plus rapidement que le reste du réseau : l'analyse de ces données post–repointé promet donc d'être particulièrement intéressante tant du point de vue de la reconstruction que de la prise en compte des phénomènes instrumentaux transitoires systématiques. Au–delà de ce suivi dont l'objectif est de capturer au plus tôt l'émission prompte, certaines alertes particulières, typiquement une alerte haute énergie du *Fermi*–LAT, pourront être suivies avec des délais plus importants de l'ordre de plusieurs heures, pour essayer de détecter l'émission rémanente : statistiquement, ce type de suivi ne devrait pas nécessiter plus d'un repointé par an.

Concernant l'étude du ciel transitoire, je souhaite aussi mentionner le LSST (*Large Synoptic Survey Telescope*) qui devrait débuter son observation systématique de tout le ciel de l'hémisphère nord à partir de 2022. LSST sera un acteur majeur du domaine de par la génération de centaines de milliers d'alertes de phénomènes transients chaque nuit. Un challenge intéressant sera de comprendre s'il est possible d'extraire de manière efficace de potentiels sursauts gamma intéressants pour un suivi par d'autres instruments, dont CTA.

Ma participation au travail sur les sursauts gamma dans CTA est restée très modeste jusqu'à présent, principalement par manque de temps utile. Je prévois cependant d'augmenter mon implication notamment via l'étude des premières données en provenance du LST–1 qui va démarrer sa phase de vérification et de validation durant l'hiver 2018–2019. Une autre piste de travail serait le développement d'un paquet logiciel avancé, basé sur les outils scientifiques existants, pour la simulation des sursauts gamma à partir des fonctions de réponses, mais prenant en compte correctement l'évolution spectrale temporelle. Et les simulations pourraient aussi être réalisées à plus bas niveau, en partant de la simulation des cascades atmosphériques dans Corsika pour explorer les conditions et les taux de déclenchement, ce qui pourrait aussi être avantageux pour tester et développer l'analyse en ligne.

# Conclusion

Le domaine des astroparticules repose depuis sa naissance sur les deux piliers que sont la physique des particules et l'astronomie. Dans le domaine gamma, la physique des particules est indispensable pour comprendre d'un côté la production et l'émission des photons au niveau des sources et de l'autre la détection des photons sur la Terre, que ce soit au sol ou dans l'espace. A mesure que le domaine devient mature, l'astronomie prend une place toujours plus importante, ce qui se traduit dans le cas de CTA, par la volonté de développer le premier observatoire gamma au sol capable de fournir à la communauté un accès à la proposition d'observations, des données publiques de qualité, les outils d'analyse scientifique afférents et le support aux utilisateurs.

Cette ouverture à la communauté des astronomes au sens large est d'autant plus importante que l'un des plus grand défi de l'astronomie gamma aujourd'hui est l'identification des sources. La figure 4.16 présentent la distribution par type des sources relevées dans la liste des sources des huit ans de *Fermi*, et du catalogue du plan galactique de H.E.S.S. : dans les deux cas, la fraction de sources non identifiées, c'est à dire qui n'ont pu être suffisamment caractérisées ou directement associées à une source connue est supérieure à 30%. Outre la construction d'instruments plus performants, la solution à l'identification est à trouver dans la multiplication des observations astronomiques multi–longueur d'ondes et multi–messagers, donc une collaboration toujours plus grande entre les différentes communautés, le cas de GW 170817 évoqué à la section 4.3.3 représentant un cas d'école. Mon objectif personnel à moyen terme dans CTA s'établit d'ailleurs dans ce cadre, je souhaite mettre en œuvre les conditions optimales afin que CTA réussisse à détecter un sursaut gamma, dont la position aura été donnée par SVOM, l'onde gravitationnelle mesurée par Virgo et la galaxie hôte identifiée par LSST.

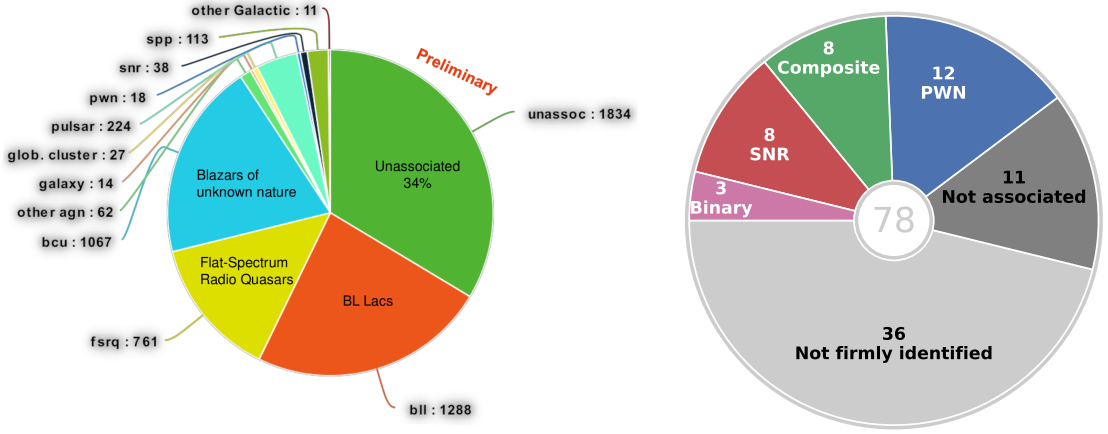


FIGURE 4.16 – A gauche, association pour la liste des sources avec 8 années de données de *Fermi* (présenté par J. Ballet à VHEPU 2018). A droite, association des sources de la cartographie du plan galactique par H.E.S.S. [58])

Sur le plus long terme se pose la question du futur de l'astronomie gamma dans l'espace. *Fermi* et *Swift* sont malgré tout vieillissants, et si SVOM devrait être en mesure de prendre la relève à basse énergie, à plus haute énergie aucun projet n'a encore réussi à émerger. Les projets les plus intéressants à mes yeux pour prendre la suite de *Fermi* sont les observatoires spatiaux AMEGO (*All–sky Medium Energy Gamma–ray Observatory*) et

eAstroGam (*enhanced–AstroGam*), qui sont calibrés pour obtenir des performances optimales dans le domaine du MeV. En effet, il n'y a eu aucun instrument pour couvrir correctement ce domaine depuis COMPTEL (*Compton Telescope*) embarqué sur CGRO dans les années 90. L'une des raisons à cela est la difficulté intrinsèque de mesurer correctement des photons qui, au MeV, interagissent essentiellement par effet Compton. Mais grâce à l'expérience acquise avec la génération actuelle d'instruments, notamment *Fermi–*LAT, AGILE, PAMELA, AMS, des technologies matures existent aujourd'hui pour créer un instrument significativement plus performant que COMPTEL. L'intérêt scientifique d'une telle mission est large tout comme le nombre et la variété des types de sources à étudier, on peut donc espérer que la communauté internationale s'organise pour obtenir les financements nécessaires.

# Bibliographie


[1] W. L. Kraushaar et al., "High-Energy Cosmic Gamma-Ray Observations from the OSO-3 Satellite," *Astrophys. J.*, vol. 177, p. 341, Nov. 1972.

[2] T. Kifune, "Ground-based gamma-ray astronomy : general remarks.," *Nuovo Cimento C Geophysics Space Physics C*, vol. 19, pp. 953–957, Dec. 1996.

[3] J. Bregeon, *Contribution to the GLAST-LAT energy calibration and benchmarking of hadronic cascade models under GEANT4.* Theses, Université Sciences et Technologies - Bordeaux I, Sept. 2005.

[4] B. Lott et al., "Response of the GLAST LAT calorimeter to relativistic heavy ions," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 560, pp. 395–404, May 2006.

[5] H. W. Bertini, "Low-energy intranuclear cascade calculation," *Phys. Rev.*, vol. 131, pp. 1801–1821, Aug 1963.

[6] L. Baldini et al., "Preliminary results of the LAT Calibration Unit beam tests," in *The First GLAST Symposium* (S. Ritz, P. Michelson, & C. A. Meegan, ed.), vol. 921 of *American Institute of Physics Conference Series*, pp. 190–204, July 2007.

[7] W. B. Atwood et al., "The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-Ray Space Telescope Mission," *Astrophys. J.*, vol. 697, pp. 1071–1102, June 2009.

[8] L. Baldini, J. Bregeon, and C. Sgrò, "The online monitor for the GLAST Calibration Unit beam test," in *Science with the New Generation of High Energy Gamma-Ray Experiments* (M. M. Massai, N. Omodei, & G. Spandre, ed.), pp. 209–212, 2007.

[9] J. Bregeon, "Design and performance of the silicon strip tracker of the Fermi Large Area Telescope," *Journal of Instrum.*, vol. 6, no. 12, p. C12043, 2011.

[10] A. A. Abdo et al., "The fermi gamma-ray space telescope discovers the pulsar in the young galactic supernova remnant CTA 1," *Science*, vol. 322, p. 1218, Nov. 2008.

[11] L. Rochester and for the Fermi-LAT Collaboration, "An investigation of alternative configurations of the read controllers of the Fermi LAT tracker," *ArXiv e-prints*, Jan. 2012.

[12] A. A. Abdo et al., "The on-orbit calibrations for the Fermi Large Area Telescope," *Astropart. Phys.*, vol. 32, p. 193, Oct. 2009.

[13] J. Bregeon, E. Charles, and M. Wood for the Fermi-LAT collaboration, "Fermi-LAT data reprocessed with updated calibration constants," *eConf*, vol. C121028, p. 325, 2012.

[14] M. Ackermann et al., "The Fermi Large Area Telescope on Orbit : Event Classification, Instrument Response Functions, and Calibration," *Astrophys. J. Supp. Series*, vol. 203, p. 4, Nov. 2012.

[15] M. Ackermann et al., "Determination of the Point-spread Function for the Fermi Large Area Telescope from On-orbit Data and Limits on Pair Halos of Active Galactic Nuclei," *Astrophys. J.*, vol. 765, p. 54, Mar. 2013.

[16] E. Thébault et al., "International geomagnetic reference field : the 12th generation," *Earth, Planets and Space*, vol. 67, p. 79, May 2015.

[17] D. Smart and M. Shea, "A review of geomagnetic cutoff rigidities for earth-orbiting spacecraft," *Advances in Space Research*, vol. 36, no. 10, pp. 2012 – 2020, 2005. Solar Wind-Magnetosphere-Ionosphere Dynamics and Radiation Models.

[18] M. Ackermann et al., "In-flight measurement of the absolute energy scale of the Fermi Large Area Telescope," *Astropart. Phys.*, vol. 35, pp. 346–353, Jan. 2012.

[19] J. Allison, et al., "Recent developments in geant4," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 835, pp. 186 – 225, 2016.

[20] L. Rochester, T. Usher, R. P. Johnson, and B. Atwood, "Upgrades to the Event Simulation and Reconstruction for the Fermi Large Area Telescope," *ArXiv e-prints*, Jan. 2010.

[21] R. Terrier, *Calorimetrie et recherche de sources en astronomie gamma spatiale*. Theses, Université Paris-Diderot - Paris VII, Sept. 2002.

[22] P. Bruel and Fermi-LAT Collaboration, "Gamma rays, electrons and positrons up to 3 TeV with the Fermi Gamma-ray Space Telescope," in *Journal of Physics Conference Series*, vol. 404 of *Journal of Physics Conference Series*, p. 012033, Dec. 2012.

[23] V. Pelassa et al., "The LAT Low-Energy technique for Fermi Gamma-Ray Bursts spectral analysis," *ArXiv e-prints*, Feb. 2010.

[24] M. Ackermann et al., "Updated search for spectral lines from Galactic dark matter interactions with pass 8 data from the Fermi Large Area Telescope," *Phys. Rev. D*, vol. 91, p. 122002, June 2015.

[25] A. Desai et al., "Probing the EBL Evolution at High Redshift Using GRBs Detected with the Fermi-LAT," *Astrophys. J.*, vol. 850, p. 73, Nov. 2017.

[26] T. Desgardin, *Performances of the Fermi gamma-ray telescope at low energy and impact on low energy science*. Theses, Université de Montpellier, Nov. 2015.

[27] T. Desgardin, "A Fermi-LAT view of the sky below 100 MeV," in *34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015)*, vol. 34 of *International Cosmic Ray Conference*, p. 839, July 2015.

[28] M. Ackermann et al., "Fermi-LAT Observations of the Diffuse $\gamma$-Ray Emission : Implications for Cosmic Rays and the Interstellar Medium," *Astrophys. J.*, vol. 750, p. 3, May 2012.

[29] A. A. Abdo et al., "Fermi LAT observations of LS I $+61°303$ : First detection of an orbital modulation in GeV gamma rays," *Astrophys. J. Lett.*, vol. 701, pp. L123–L128, Aug. 2009.

[30] G. Dobler, D. P. Finkbeiner, I. Cholis, T. Slatyer, and N. Weiner, "The Fermi Haze : A Gamma-ray Counterpart to the Microwave Haze," *Astrophys. J.*, vol. 717, pp. 825–842, July 2010.

[31] M. Su, T. R. Slatyer, and D. P. Finkbeiner, "Giant Gamma-ray Bubbles from Fermi-LAT : Active Galactic Nucleus Activity or Bipolar Galactic Wind ?," *Astrophys. J.*, vol. 724, pp. 1044–1082, Dec. 2010.

[32] M. Ackermann et al., "The Spectrum and Morphology of the Fermi Bubbles," *Astrophys. J.*, vol. 793, p. 64, Sept. 2014.

[33] T. Bringmann, X. Huang, A. Ibarra, S. Vogl, and C. Weniger, "Fermi LAT search for internal bremsstrahlung signatures from dark matter annihilation," *JCAP*, vol. 7, p. 054, July 2012.

[34] C. Weniger, "A Tentative Gamma-Ray Line from Dark Matter Annihilation at the Fermi Large Area Telescope," *JCAP*, vol. 1208, p. 007, 2012.

[35] T. Cherenkov Telescope Array Consortium, :, B. S. Acharya, I. Agudo, I. A. Samarai, R. Alfaro, J. Alfaro, C. Alispach, R. Alves Batista, J.-P. Amans, and et al., "Science with the Cherenkov Telescope Array," *ArXiv e-prints*, Sept. 2017.

[36] J.-F. Glicenstein and M. Shayduk, "NectarCAM, a camera for the medium sized telescopes of the Cherenkov telescope array," in *6th International Symposium on High Energy Gamma-Ray Astronomy*, vol. 1792 of *American Institute of Physics Conference Series*, p. 080009, Jan. 2017.

[37] M. de Naurois, *Very High Energy astronomy from H.E.S.S. to CTA. Opening of a new astronomical window on the non-thermal Universe.* Habilitation à diriger des recherches, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, Mar. 2012.

[38] T. Hassan et al., "Monte Carlo performance studies for the site selection of the Cherenkov Telescope Array," *Astroparticle Physics*, vol. 93, pp. 76–85, July 2017.

[39] M. Gaug et al., "Calibration strategies for the Cherenkov Telescope Array," in *Observatory Operations : Strategies, Processes, and Systems V*, vol. 9149 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, p. 914919, Aug. 2014.

[40] G. Vacanti et al., "Muon ring images with an atmospheric Čerenkov telescope," *Astropart. Phys.*, vol. 2, pp. 1–11, Feb. 1994.

[41] K. Bernlöhr, "Impact of atmospheric parameters on the atmospheric Cherenkov technique*," *Astroparticle Physics*, vol. 12, pp. 255–268, Jan. 2000.

[42] J. Bregeon, M. Compin, S. Rivoire, M. Sanguillon, and G. Vasileiadis, "An elastic lidar system for the H.E.S.S. Experiment," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 819, pp. 60–66, May 2016.

[43] A. Bucholtz, "Rayleigh-scattering calculations for the terrestrial atmosphere," *Appl. Opt.*, vol. 34, pp. 2765–2773, May 1995.

[44] J. D. Klett, "Stable analytical inversion solution for processing lidar returns," *Appl. Opt.*, vol. 20, pp. 211–220, Jan 1981.

[45] J. D. Klett, "Lidar inversion with variable backscatter/extinction ratios," *Appl. Opt.*, vol. 24, pp. 1638–1643, Jun 1985.

[46] F. G. Fernald, "Analysis of atmospheric lidar observations : some comments," *Appl. Opt.*, vol. 23, pp. 652–653, Mar 1984.

[47] P. Chazette et al., "Comparative lidar study of the optical, geometrical, and dynamical properties of stratospheric post-volcanic aerosols, following the eruptions of el chichon and mount pinatubo," *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, vol. 100, no. D11, pp. 23195–23207, 1995.

[48] J. Devin, *Spectro-morphological and multi-wavelength studies of gamma-ray supernova remnants and Galactic TeV sources.* Theses, Université Montpellier, Oct. 2018.

[49] M. Mayer et al., "Rapid Gamma-Ray Flux Variability during the 2013 March Crab Nebula Flare," *Astrophys. J. Lett.*, vol. 775, p. L37, Oct. 2013.

[50] G. Vasileiadis et al., "Raman LIDARs and atmospheric calibration for the Cherenkov Telescope Array," *ArXiv e-prints*, Sept. 2017.

[51] G. Lamanna et al., "Cherenkov Telescope Array Data Management," in *Proceedings, 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2015)*, 2015.

[52] J. L. Contreras et al., "Data model issues in the Cherenkov Telescope Array project," in *Proceedings, 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2015)*, 2015.

[53] M. Sanguillon, M. Servillat, M. Louys, F. Bonnarel, C. Boisson, and J. Brégeon, "IVOA Provenance data model : hints from the CTA Provenance prototype," in *ADASS XXV proceedings*, Jan. 2016.

[54] L. Arrabito et al., "Prototype of a production system for Cherenkov Telescope Array with DIRAC," in *Proceedings, 21st International Conference on Computing in High Energy and Nuclear Physics (CHEP 2015) : Okinawa, Japan, April 13-17, 2015*, vol. 664, p. 032001, 2015.

[55] L. Arrabito et al., "The Cherenkov Telescope Array production system for Monte Carlo simulations and analysis," in *Journal of Physics Conference Series*, vol. 898 of *Journal of Physics Conference Series*, p. 052013, Oct. 2017.

[56] J. Knödlseder et al., "GammaLib and ctools. A software framework for the analysis of astronomical gamma-ray data," *Astronomy and Astrophysics*, vol. 593, p. A1, Aug. 2016.

[57] C. Deil et al., "Gammapy - A prototype for the CTA science tools," *ArXiv e-prints*, p. arXiv :1709.01751, Sept. 2017.

[58] H. Abdallah, et al., "The H.E.S.S. Galactic plane survey," *Astronomy and Astrophysics*, vol. 612, p. A1, Apr. 2018.

[59] G. Maier et al., "Monte Carlo Performance Studies of Candidate Sites for the Cherenkov Telescope Array," in *Proceedings, 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2015)*, 2015.

[60] T. Hassan et al., "Second large-scale Monte Carlo study for the Cherenkov Telescope Array," in *Proceedings, 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2015)*, 2015.

[61] P. Cumani and et al., "Baseline telescope layouts of the Cherenkov Telescope Array," *PoS*, vol. ICRC2017, p. 811, 2017.

[62] Q. Rémy et al., "BLOBFind," *ArXiv e-prints*, p. arXiv :xxx, Dec. 2018.

[63] M. Di Mauro et al, "Theoretical Interpretation of Pass 8 Fermi-LAT e $^+$ + e $^-$ Data," *Astrophys. J.*, vol. 845, p. 107, Aug. 2017.

[64] M. Aguilar et al., "The Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) on the International Space Station : Part I - results from the test flight on the space shuttle," *Phys. Rep.*, vol. 366, pp. 331–405, Aug. 2002.

[65] A. W. Strong, I. V. Moskalenko, and O. Reimer, "Diffuse Galactic Continuum Gamma Rays : A Model Compatible with EGRET Data and Cosmic-Ray Measurements," *Astrophys. J.*, vol. 613, pp. 962–976, Oct. 2004.

[66] J. Chang et al., "An excess of cosmic ray electrons at energies of 300-800GeV," *Nature*, vol. 456, pp. 362–365, Nov. 2008.

[67] S. Torii et al., "High-energy electron observations by PPB-BETS flight in Antarctica," *ArXiv e-prints*, Sept. 2008.

[68] F. Aharonian et al., "Energy Spectrum of Cosmic-Ray Electrons at TeV Energies," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 101, p. 261104, Dec. 2008.

[69] O. Adriani et al., "An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5-100GeV," *Nature*, vol. 458, pp. 607–609, Apr. 2009.

[70] M. Ackermann et al., "Fermi LAT observations of cosmic-ray electrons from 7 GeV to 1 TeV," *Phys. Rev. D*, vol. 82, p. 092004, Nov. 2010.

[71] A. A. Abdo et al., "Measurement of the cosmic ray $e^+ + e^-$ spectrum from 20 GeV to 1 TeV with the Fermi Large Area Telescope," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, p. 181101, May 2009.

[72] C. Sgrò, J. Bregeon, and L. Baldini, "Instrument simulation for the analysis of cosmic ray electron with the Fermi LAT," *ArXiv e-prints*, July 2009.

[73] G. D'Agostini, "A multidimensional unfolding method based on Bayes' theorem," *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 362, pp. 487–498, Feb. 1995.

[74] D. Grasso et al., "On possible interpretations of the high energy electron-positron spectrum measured by the Fermi Large Area Telescope," *Astropart. Phys.*, vol. 32, pp. 140–151, Sept. 2009.

[75] M. Ackermann et al., "Measurement of Separate Cosmic-Ray Electron and Positron Spectra with the Fermi Large Area Telescope," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 108, p. 011103, Jan. 2012.

[76] M. Ackermann et al., "Searches for cosmic-ray electron anisotropies with the Fermi Large Area Telescope," *Phys. Rev. D*, vol. 82, p. 092003, Nov. 2010.

[77] M. Aguilar et al., "Electron and Positron Fluxes in Primary Cosmic Rays Measured with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 113, p. 121102, Sept. 2014.

[78] M. Aguilar et al., "Precision Measurement of the ($e^+$+$e^-$) Flux in Primary Cosmic Rays from 0.5 GeV to 1 TeV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 113, p. 221102, Nov. 2014.

[79] S. Abdollahi et al., "Search for Cosmic-Ray Electron and Positron Anisotropies with Seven Years of Fermi Large Area Telescope Data," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 118, p. 091103, Mar. 2017.

[80] M. N. Mazziotta et al., "Search for features in the cosmic-ray electron and positron spectrum measured by the Fermi Large Area Telescope," *Phys. Rev. D*, vol. 98, p. 022006, July 2018.

[81] G. Ambrosi et al., "Direct detection of a break in the teraelectronvolt cosmic-ray spectrum of electrons and positrons," *Nature*, vol. 552, pp. 63–66, Dec. 2017.

[82] O. Adriani et al., "Extended Measurement of the Cosmic-Ray Electron and Positron Spectrum from 11 GeV to 4.8 TeV with the Calorimetric Electron Telescope on the International Space Station," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 120, p. 261102, June 2018.

[83] A. Archer et al., "Measurement of Cosmic-ray Electrons at TeV Energies by VERITAS," *ArXiv e-prints*, Aug. 2018.

[84] D. Band et al., "BATSE observations of gamma-ray burst spectra. I - Spectral diversity," *Astrophys. J.*, vol. 413, pp. 281–292, Aug. 1993.

[85] B. P. Abbott et al., "GW170817 : Observation of gravitational waves from a binary neutron star inspiral," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 119, p. 161101, Oct 2017.

[86] T. Piran, "Gamma-ray bursts and the fireball model," *Phys. Rept.*, vol. 314, pp. 575–667, June 1999.

[87] F. Piron, "Gamma-ray bursts at high and very high energies," *Comptes Rendus Physique*, vol. 17, pp. 617–631, June 2016.

[88] A. A. Abdo et al., "Fermi observations of high-energy gamma-ray emission from GRB 080916C," *Science*, vol. 323, p. 1688, Mar. 2009.

[89] M. Ackermann et al., "Detection of a Spectral Break in the Extra Hard Component of GRB 090926A," *Astrophys. J.*, vol. 729, p. 114, Mar. 2011.

[90] Y. Kaneko, R. D. Preece, M. S. Briggs, W. S. Paciesas, C. A. Meegan, and D. L. Band, "The Complete Spectral Catalog of Bright BATSE Gamma-Ray Bursts," *Astrophys. J. Supp. Series*, vol. 166, pp. 298–340, Sept. 2006.

[91] W. Cash, "Parameter estimation in astronomy through application of the likelihood ratio," *Astrophys. J.*, vol. 228, pp. 939–947, Mar. 1979.

[92] Y.-C. Zou, Y.-Z. Fan, and T. Piran, "A Revised Limit of the Lorentz Factors of Gamma-ray Bursts with Two Emitting Regions," *Astrophys. J. Lett.*, vol. 726, p. L2, Jan. 2011.

[93] R. Hascoët, F. Daigne, R. Mochkovitch, and V. Vennin, "Do Fermi Large Area Telescope observations imply very large Lorentz factors in gamma-ray burst outflows ?," *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 421, pp. 525–545, Mar. 2012.

[94] M. Yassine, F. Piron, R. Mochkovitch, and F. Daigne, "Time evolution of the spectral break in the high-energy extra component of GRB 090926A," *Astronomy and Astrophysics*, vol. 606, p. A93, Oct. 2017.

[95] M. Ackermann et al., "Multiwavelength Observations of GRB 110731A : GeV Emission from Onset to Afterglow," *Astrophys. J.*, vol. 763, p. 71, Feb. 2013.

[96] R. A. Chevalier and Z.-Y. Li, "Wind Interaction Models for Gamma-Ray Burst Afterglows : The Case for Two Types of Progenitors," *Astrophys. J.*, vol. 536, pp. 195–212, June 2000.

[97] A. Panaitescu and P. Kumar, "Analytic Light Curves of Gamma-Ray Burst Afterglows : Homogeneous versus Wind External Media," *Astrophys. J.*, vol. 543, pp. 66–76, Nov. 2000.

[98] J. Granot and R. Sari, "The Shape of Spectral Breaks in Gamma-Ray Burst Afterglows," *Astrophys. J.*, vol. 568, pp. 820–829, Apr. 2002.

[99] B. Zhang et al., "Physical Processes Shaping Gamma-Ray Burst X-Ray Afterglow Light Curves : Theoretical Implications from the Swift X-Ray Telescope Observations," *Astrophys. J.*, vol. 642, pp. 354–370, May 2006.

[100] J. Bregeon, "Broadband observations of GRB110731A with Fermi, Swift, GROND and MOA," in *Gamma-Ray Bursts 2012 Conference (GRB 2012)*, p. 20, 2012.

[101] H. Lü, X. Wang, R. Lu, L. Lan, H. Gao, E. Liang, M. L. Graham, W. Zheng, A. V. Filippenko, and B. Zhang, "A Peculiar GRB 110731A : Lorentz Factor, Jet Composition, Central Engine, and Progenitor," *Astrophys. J.*, vol. 843, p. 114, July 2017.

[102] F. Piron and V. Connaughton, "The Fermi view of gamma-ray bursts," *Comptes Rendus Physique*, vol. 12, pp. 267–275, Apr. 2011.

[103] L. Nava, "High-energy emission from gamma-ray bursts," *International Journal of Modern Physics D*, vol. 27, p. 1842003, 2018.

[104] A. A. Abdo et al., "Fermi observations of GRB 090902B : A distinct spectral component in the prompt and delayed emission," *Astrophys. J. Lett.*, vol. 706, pp. L138–L144, Nov. 2009.

[105] M. Ackermann et al., "The First Fermi-LAT Gamma-Ray Burst Catalog," *Astrophys. J. Supp. Series*, vol. 209, p. 11, Nov. 2013.

[106] N. Gehrels and S. Razzaque, "Gamma-ray bursts in the swift-Fermi era," *Frontiers of Physics*, vol. 8, pp. 661–678, Dec. 2013.

[107] R. Preece et al., "The First Pulse of the Extremely Bright GRB 130427A : A Test Lab for Synchrotron Shocks," *Science*, vol. 343, pp. 51–54, Jan. 2014.

[108] M. Ackermann et al., "Fermi-LAT Observations of the Gamma-Ray Burst GRB 130427A," *Science*, vol. 343, pp. 42–47, Jan. 2014.

[109] A. A. Abdo et al., "A limit on the variation of the speed of light arising from quantum gravity effects," *Nature*, vol. 462, pp. 331–334, Nov. 2009.

[110] V. Vasileiou et al., "Constraints on Lorentz invariance violation from Fermi-Large Area Telescope observations of gamma-ray bursts," *Phys. Rev. D*, vol. 87, p. 122001, June 2013.

[111] B. P. Abbott et al., "Multi-messenger Observations of a Binary Neutron Star Merger," *Astrophys. J. Lett.*, vol. 848, p. L12, Oct. 2017.

[112] M. Ajello et al., "Fermi-LAT Observations of LIGO/Virgo Event GW170817," *Astrophys. J.*, vol. 861, p. 85, July 2018.

[113] H. Abdallah, et al., "First Ground-based Measurement of Sub-20 GeV to 100 GeV $\gamma$-rays from the Vela Pulsar with H.E.S.S. II," *ArXiv e-prints*, July 2018.

[114] C. Hoischen et al., "GRB Observations with H.E.S.S. II," *International Cosmic Ray Conference*, vol. 35, p. 636, Jan. 2017.

[115] A. Bouvier, R. Gilmore, V. Connaughton, N. Otte, J. R. Primack, and D. A. Williams, "Prospects of GRB observations for CTA from a phenomenological model," *ArXiv e-prints*, Sept. 2011.

[116] S. Inoue et al., "Gamma-ray burst science in the era of the Cherenkov Telescope Array," *Astropart. Phys.*, vol. 43, pp. 252–275, Mar. 2013.

[117] E. Bissaldi, T. Di Girolamo, F. Longo, P. Vallania, and C. Vigorito, "Prospects for Gamma-Ray Bursts detection by the Cherenkov Telescope Array," *ArXiv e-prints*, Sept. 2015.

[118] X.-Y. Wang, Z. Li, and P. Mészáros, "GeV-TeV and X-Ray Flares from Gamma-Ray Bursts," *Astrophys. J. Lett.*, vol. 641, pp. L89–L92, Apr. 2006.

[119] R. Sari and T. Piran, "Predictions for the very early afterglow and the optical flash," *The Astrophysical Journal*, vol. 520, no. 2, p. 641, 1999.

[120] A. A. Abdo et al., "Fermi Observations of GRB 090510 : A Short-Hard Gamma-ray Burst with an Additional, Hard Power-law Component from 10 keV TO GeV Energies," *Astrophys. J.*, vol. 716, pp. 1178–1190, June 2010.

[121] Y.-Z. Fan, T. Piran, R. Narayan, and D.-M. Wei, "High-energy afterglow emission from gamma-ray bursts," *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 384, pp. 1483–1501, Mar. 2008.

[122] A. Abramowski et al., "Search for Lorentz Invariance breaking with a likelihood fit of the PKS 2155-304 flare data taken on MJD 53944," *Astroparticle Physics*, vol. 34, pp. 738–747, Apr. 2011.

[123] C. Romoli et al., "Observation of the extremely bright flare of the FSRQ 3C279 with H.E.S.S. II," *International Cosmic Ray Conference*, vol. 35, p. 649, Jan. 2017.

[124] H. Abdallah, et al., "Measurement of the EBL spectral energy distribution using the VHE $\gamma$-ray spectra of H.E.S.S. blazars," *Astronomy and Astrophysics*, vol. 606, p. A59, Oct. 2017.

[125] J. Wei et al., "The Deep and Transient Universe in the SVOM Era : New Challenges and Opportunities - Scientific prospects of the SVOM mission," *ArXiv e-prints*, Oct. 2016.

[126] B. Cordier et al., "The SVOM mission, a pathfinder for THESEUS.," *Mem. S.A.It.*, vol. 89, p. 266, 2018.

# Annexe A

# Contrats de Recherche

## A.1 CNRS PICS *Fermi* Pass 8

En 2015, j'ai obtenu un financement de type 'PICS' France–Italie pour une mission de collaboration d'une semaine avec le groupe *Fermi* de l'INFN de Pise avec pour but la mise à jour du système de monitorage de la qualité des données dans le cadre de la mise en production de la reconstruction Pass 8.

## A.2 `CTASci`, Projet Labex OCEVU

Le Labex OCEVU (Origines, Constituants et EVolution de l'Univers) regroupe plusieurs universités et laboratoires sur la zone sud de la France : Marseille, Montpellier et Toulouse. En 2015, le projet `CTASci`, de collaboration entre les laboratoires CPPM, IRAP et LUPM a été retenu avec pour objectif la préparation de la science de CTA :

- j'ai été le esponsable scientifique du projet pour le LUPM de 2015 à 2019.
- 2 postdocs d'une durée de 2 ans chacun ont été recrutés à l'IRAP (2016) et au CPPM (2015)
- 5000 euros/an de frais de mission ont été obtenus

## A.3 Le projet `DIRAC @IN2P3`

Le projet `DIRAC @IN2P3` a été proposé fin 2016 au près du Directeur Adjoint Scientifique "Calcul et données" de l'IN2P3 afin d'organiser et de promouvoir le projet DIRAC au sein de l'IN2P3. L'idée est née de la collaboration forte existante entre A. Tsaregorodtsev (IR, CPPM) et L. Arrabito et moi même, autour du développement de DIRAC pour CTA. Le projet a été rapidement accepté et a pu démarrer officiellement en 2017 avec un financement annuel à hauteur de 7000 euros.

Nous avons réussi à regrouper des participants au–delà de l'IN2P3, les membres actuels sont les suivants :

- CPPM : A. Tsaregorodtsev (IR), responsable scientifique du projet
- LUPM : L. Arrabito (IR), J. Bregeon (CR)
- CC-IN2P3 : F. Hernandez (IR), V. Hamar (IR)
- Université de Bordeaux : P. Gay (IE)
- CREATIS : S. Pop (IR)

Le projet est organisé via les outils informatiques suivant :

- une page wiki hébergé sur la forge du CC-IN2P3 :
  https://forge.in2p3.fr/projects/dirac-in2p3/wiki
- une page indico pour les réunions :
  https://indico.in2p3.fr/category/737/
- une liste de diffusion : *dirac-projet-llistserv.in2p3.fr*

### A.3.1 Objectifs scientifiques

L'objectif du projet DIRAC présenté dans ce document est le développement de nouvelles composantes et fonctionnalités du logiciel DIRAC (http ://diracgrid.org/). DIRAC est un logiciel libre (sous licence GPL V3) de type interware pour gérer des ressources de calcul distribué. Il est utilisé par de nombreuses expériences dans lesquelles l'IN2P3 est impliqué dont CTA, ILC, Belle II, BES et LHCb au CERN. L'expérience LHCb est à l'origine du projet et en reste l'utilisateur principal. Depuis 2014, le projet s'est constitué en Consortium, associant 3 partenaires fondateurs : le CNRS au travers le CPPM, le CERN et l'Université de Barcelona. L'objectif du Consortium DIRAC est de formaliser la collaboration entre les partenaires pour assurer le développement et la maintenance de DIRAC ('Agreement for Development and Maintenance of the DIRAC Software for Distributed Computing'). Récemment d'autres partenaires ont rejoint le Consortium, dont KEK, IHEP et le LUPM en cours de signature. Ce modèle a permis d'impliquer de nouveaux développeurs et d'explorer de nouvelles idées. Cette synergie est très avantageuse pour les différentes expériences qui profitent des développements faits en dehors de leur collaboration. Dans ce contexte, les objectifs du projet consistent d'une part à contribuer au cœur du logiciel au travers la modernisation des outils et de l'architecture et d'autre part à jouer un rôle de leadership dans les domaines suivants : gestion des *workflows* ; gestion de données en masse ; gestion des ressources de calcul et de stockage.

### A.3.2 Plan de développements

Le plan proposé est basé sur 3 axes de développement principaux :

- Gestion des *workflows* :
  - Développement d'une nouvelle composante générique - *Production System* - sur un modèle *data–driven*
- Gestion des ressources de calcul et de stockage :
  - Intégration des ressources de type *HPC* et *cloud* (e.g. meta–ordonnanceur pour la réservation intelligente et efficace des machines virtuelles sur des *cloud* de calcul)
  - Intégration des ressources de stockage *cloud* (dépôts d'objets) et des dépôts de données en forme de base de données
- Gestion de données en masse :
  - Développement de nouvelles fonctionnalités pour supporter le mode de travail *Big Data*

Les premiers deux axes étant les axes prioritaires pour une durée prévue du projet de 24 mois. En plus des ces axes de développement principaux, le projet vise à améliorer les performances du logiciel en introduisant des technologies modernes, e.g. systèmes de *Message Queuing* et bases de données non relationnelles. Les tests seront réalisés sur une instance dédiée dans le *cloud* du LUPM. Enfin, pour le processus de validation et vérification, le projet s'appuiera sur des cas concrets d'utilisation, fournis par CTA et LHCb, en utilisant les instances DIRAC de CTA et éventuellement de France Grilles.

### A.3.3 Résultats attendus

Les bénéfices attendus pour les expériences utilisatrices de DIRAC sont multiples :

- Simulations et traitement des données plus stables et efficaces
- Moins d'ETP nécessaires pour le suivi des productions
- Temps réduit entre acquisition des données (ou production des simulations) et distribution des produits scientifiques
- Gestion des données en masse plus efficace
- Accès simplifié et efficace à de nouveaux types de ressources de calcul et de stockage (*HPC*, Cloud)

### A.3.4 Succès et perspectives

La première réussite du projet `DIRAC @IN2P3` est sans doute qu'il s'apprête à rentrer dans sa troisième année d'existence. Nous tenons des réunions mensuelles durant lesquelles nous faisons le point sur l'état de DIRAC dans son ensemble, discutons nos projets respectifs et partageons les problèmes ou solutions spécifiques rencontrées. Ces échanges s'avèrent extrêmement bénéfiques pour tous. Nous tenons de plus deux réunions en face à face par an pour approfondir certains points et planifier nos actions futurs.

Du point de vue du code, les développements suivants ont été réalisés dans le cadre du projet :

- `Transformation System` : association des fichiers aux transformations correspondantes dès leur enregistrement dans le catalogue de fichier
- `Production System` : nouveau système orchestrant un ensemble de transformation pour une production donnée
- intégration de ressources *cloud*, démonstrations dans le cadre de CTA, FG-DIRAC et DIRAC4EGI
- intégration de ressources *HPC*, avec le mésocentre AMU et le centre *HPC* Govorun à Dubna
- intégration de ressources *GPU* au CREATIS

Nos actions et résultats ont été présentés à plusieurs conférences, en particulier en 2018 :

- ISGC 2018, Taipei
  A. Tsaregorodtsev, *Workload management for heterogeneous multi-community grid infrastructures*
- CHEP 2018, Sofia
  L. Arrabito et al, *The Cherenkov Telescope Array production system for data-processing and Monte Carlo simulation*
  F. Stagni, A. Tsaregorodtsev et al, *LHCb and DIRAC strategy towards the LHCb upgrade*
- Grid 2018, Dubna
  A. Tsaregorodtsev, *DIRAC services for scientific communities*
- Journées Informatique de l'IN2P3-IRFU
  L. Arrabito et al, *Projet DIRAC@IN2P3*
- Journées Calcul et Données
  S. Pop et al, *Exploiting GPUs for medical imaging applications with VIP and Dirac*

Le projet s'est appuyé jusqu'à présent sur l'engagement fort du CPPM et du LUPM, engagement qui devrait rester stable et même se renforcer à court terme. Pour sa pérennisation, il est cependant indispensable que d'autres laboratoires, de l'IN2P3 notamment, puissent s'impliquer dans le projet, ce qui sera réalisable si de nouvelles expériences de l'IN2P3 adoptent DIRAC comme système de production principal. Plusieurs expériences

évaluent en ce moment DIRAC, dont H.E.S.S., LIGO, Km3Net, Pierre Auger et Belle-II, compte tenu de la qualité de et la flexibilité du produit proposé, nous pouvons donc avoir bon espoir pour le futur.

## A.4 `CTAOptSim`, CNRS PEPS Astro–Informatique

A la fin de l'année 2017, j'ai répondu à l'appel à projet PEPS Astro–Informatique, qui comme son nom l'indique se proposait de financer les collaborations entre astrophysiciens et informaticiens. Le projet a été accepté et financé à hauteur de 7000 euros, et du financement d'un stage niveau Master 2 que nous n'avons finalement pas utilisé faute de candidat. Le projet proposé est décrit ci–dessous, et les premiers résultats obtenus brièvement résumés à la fin. La page wiki du projet est hébergé sur le *gitlab* du LIRMM :

- https://gite.lirmm.fr/cta-optimization-group/cta-optimization-project/wikis/home

Le projet CTA (Cherenkov Telescope Array) se propose de construire et d'exploiter le premier observatoire pour les photons gamma de très haute énergie. Les simulations Monte–Carlo permettant de caractériser la réponse de l'instrument consomment dès à présent plus de 100 millions d'heures CPU normalisées et produisent plusieurs Péta-octets de données chaque année. L'objectif de `CTAOptSim`, porté par le LUPM, est d'optimiser le code de simulation pour mieux utiliser les CPU, en s'appuyant sur l'expertise de l'équipe DALI du LIRMM en matière de calcul performant et précis. L'équipe DALI profitera de ce cas d'utilisation pour étudier les problèmes liés à l'optimisation automatique dans un environnement matériel hétérogène. Ces travaux permettront de réduire les coûts liés au calcul et de produire plus de simulations pour réduire les incertitudes statistiques et systématiques sur les fonctions de réponse.

### A.4.1 Contexte

Le projet CTA (Cherenkov Telescope Array) [35] a pour objectif la construction et l'exploitation d'un réseau d'environ une centaine de télescopes Cherenkov sur les sites de La Palma (Canaries, Espagne) et Paranal (ESO, Chili). CTA ouvrira une nouvelle ère dans l'astronomie gamma de très haute énergie grâce à des performances biens supérieures à celles des expériences en cours. Le consortium en charge de la conception et de la construction de CTA regroupe environ 1200 membres venant d'une centaine d'instituts de recherche de 25 pays : la France est l'un des principaux acteurs du projet via les contributions du CNRS et du CEA. Les simulations Monte Carlo (MC) jouent un rôle majeur au c$\frac{1}{2}$ur du projet. Les simulations ont tout d'abord permis de définir le design global de CTA (nombre et dimension des télescopes), puis ont permis récemment de guider certains choix stratégiques comme la sélection des meilleurs sites d'implantation et la définition de la géométrie optimale des réseaux [38]. Ces productions, gérées par le LUPM depuis 2013, utilisent typiquement 8000 cœurs en simultanés distribués sur une vingtaine de sites de la grille européenne EGI. En phase d'opération, les simulations MC seront nécessaires afin de calculer pour chaque intervalle de temps donné, les fonctions de réponse des télescopes à la lumière Cherenkov émise par les gerbes atmosphériques. C'est à travers ces fonctions de réponse que les astrophysiciens pourront découvrir les sources astronomiques et en déterminer les caractéristiques spatiales, spectrales et temporelles. Le temps de calcul associé aux simulations est et restera très important, i.e. environ 200 millions d'heures CPU normalisées par an, selon les estimations actuelles.

### A.4.2 Objectifs scientifiques

Les simulations MC de CTA sont composées de deux étapes réalisées par deux logiciels dédiés. La première consiste en la simulation détaillée des gerbes induites par les rayons cosmiques de haute énergie, et leur développement dans l'atmosphère. Pour cette partie, CTA utilise le logiciel CORSIKA, un logiciel de référence dans la communauté étudiant les rayons cosmiques. La deuxième étape consiste à simuler la réponse des télescopes à la lumière Cherenkov (logiciel *sim_telarray*). Selon nos estimations, CORSIKA consomme environ 70% du CPU global dans la chaîne de simulation. Compte tenu du temps de calcul global dédié aux simulations MC dans CTA, une amélioration de l'efficacité du calcul permettrait, d'un point de vue projet, d'envisager une réduction des infrastructures et donc des coûts à volume de simulation constant. En outre, du point de vue scientifique, on s'offre différentes possibilités : produire des fonctions de réponse dans un délai plus court (intéressant pour la science des évènements transitoires, cf. GW 170817 [111]), ou réduire les incertitudes statistiques et systématiques sur chaque fonction de réponse en augmentant la statistique des évènements simulés et en élargissant l'espace des paramètres considérés ainsi que leur granularité. Les simulations Monte Carlo étant toutes indépendantes et très nombreuses, ce processus de simulation est, par nature, massivement parallèle (cœurs indépendants) et il opère sur de très grands jeux de données. Il est donc inutile d'avoir recours à la parallélisation d'une simulation pour réduire son temps de calcul. En effet, il sera plus efficace et plus simple d'exploiter des ressources supplémentaires en réalisant de nouvelles simulations ou en distribuant les simulations existantes sur plus de cœurs plutôt que de paralléliser l'application. Aujourd'hui, les différentes générations de processeur proposent des améliorations architecturales avec des adaptions du jeux d'instructions comme par exemple les instructions vectorielles (e.g. AVX) qui permettent des gains importants en temps d'exécution (x2 à x16) et en consommation d'énergie. De plus, les micro-architectures de processeur possèdent des caractéristiques différentes comme par exemple les hiérarchies mémoires. Quelles soient de nature architecturales ou micro-architecturales, les programmes doivent prendre en compte toutes ces spécificités matérielles afin d'en exploiter pleinement les performances. Or le logiciel CORSIKA, écrit en Fortran avec certaines bibliothèques écrites en C, est écrit sans aucune optimisation particulière afin de pouvoir tourner sur une architecture de processeur généraliste. L'optimisation du logiciel CORSIKA apparaît comme une nécessité.

La mise en production du logiciel se fera sur des « fermes » de calcul avec des architectures différentes. Il faudra donc dans un second temps mettre en place un processus de mise au point automatique des optimisations en fonction de l'architecture et de la micro-architecture cible. L'objectif scientifique des informaticiens se situe précisément dans l'automatisation du processus de mise au point. Le point de départ est le développement d'une version de référence qui sera optimisée via l'utilisation de logiciels existants représentants l'état de l'art (e.g. Intel Advisor) et ce pour une ou plusieurs architectures cibles. Elle pourra être très rapidement intégrée à la chaine de calcul pour définir les gains effectifs de performance. Le premier objectif est d'étudier l'écart de performance entre une application optimisée automatiquement par des outils relevant de l'état de l'art actuel et une optimisation manuelle. Nous pensons que l'optimisation manuelle sera plus efficace que les solutions automatiques de l'état de l'art, notamment de part l'ancienneté et la complexité du code CORSIKA. Le second objectif est donc d'identifier, dans le cadre des applications visées par le projet, les limitations des solutions automatiques, puis de proposer des solutions pour améliorer l'approche automatique et les implanter. Une des originalités de l'approche menée est d'intégrer une optimisation bi-critères (performance et précision numérique) particulièrement bien adaptée à l'objectif de vectorisation de ces développe-

ments. Le projet `CTAOptSim` permet ainsi de contribuer aux recherches actuelles dans le domaine de l'optimisation automatique des performances de codes de calcul numérique et de l'équilibre précision-performance, questions importantes pour la communauté de l'informatique HPC, et en même temps d'obtenir des versions d'exploitation de traitement CTA qui profiteront de gains de performance significatifs. Les objectifs scientifiques des astrophysiciens et des informaticiens s'intersectent donc pleinement.

### A.4.3 Présentation des partenaires

Les partenaires de `CTAOptSim` regroupent toutes les compétences nécessaires à la réussite du projet. Le LUPM (UMR 5299) est aujourd'hui fortement impliqué dans CTA, que ce soit au niveau de la science, de l'instrumentation et de l'informatique. J. Bregeon (CR, LUPM), astrophysicien et porteur du projet, fait partie du groupe d'experts en charge des simulations et analyses de CTA. Ses connaissances du logiciel CORSIKA et de la physique associée sont d'une grande aide pour le travail des informaticiens. En outre, il est responsable de l'intégrité des résultats obtenus avec le code optimisé. L. Arrabito (IR, LUPM), ingénieur en informatique et physicienne de formation, est responsable depuis cinq ans des productions MC sur la grille de calcul EGI, via le développement d'un système de production dédié [55]. Grâce à ses compétences en génie logiciel et son expérience dans un environnement de production à grande échelle, elle assure la qualité des développements et leur maintenabilité à long terme. Les recherches menées par l'équipe DALI du LIRMM (UMR 5506) à l'Université de Perpignan contribuent à l'amélioration de la performance et de la qualité numérique du logiciel scientifique. Ph. Langlois (PU, DALI) est un spécialiste du logiciel numérique et de l'arithmétique des ordinateurs, en particulier pour les aspects de validation et d'optimisation numérique des calculs en arithmétique flottante. D. Parello (MCF, DALI) est spécialisé dans la compilation et l'optimisation de codes, avec une orientation récente vers les traitements à forte composante numérique. Les recherches de G. Revy (MCF, DALI) concernent la génération et la validation automatiques de codes en virgule fixe et virgule flottante, en particulier d'opérateurs arithmétiques, et actuellement l'ajustement automatique précision-performance.

### A.4.4 Planning

Le projet`CTAOptSim` est composé de trois phases. La première phase consiste en l'identification des opportunités d'optimisation de CORSIKA en incluant également l'approche par réduction de la précision numérique. Elle devrait s'étaler sur le premier trimestre 2018. La deuxième phase consiste en l'implantation d'une première version optimisée de référence pour une architecture cible et en l'évaluation des gains effectifs de performance. Elle sera réalisée dans le cadre d'un stage de M2 (Février à Juillet 2018). Les cinq derniers mois du projet seront consacrés d'une part à la mise en production et à la validation de la version optimisée de référence et d'autre part à l'implantation d'un deuxième niveau d'optimisation utilisant l'approche par réduction de la précision. Enfin, une fois les problèmes compris nous entamerons l'étude de nouvelles solutions pour l'optimisation automatique.

### A.4.5 Résultats attendus et perspectives

Comme nous l'avons évoqué, le premier résultat attendu du projet `CTAOptSim` est le développement d'une version optimisée du logiciel CORSIKA avec pour objectif sa mise en production dans le cadre des simulations de CTA sur des fermes de calcul ayant des architectures hétérogènes, et donne un cadre, un cas concret, pour le développement d'outils de

mise au point automatique de code optimisé en fonction de l'architecture et de la micro-architecture cible. A plus long terme, nous souhaitons aussi faire perdurer cette collaboration interdisciplinaire entre le LUPM et DALI, afin d'atteindre des objectifs scientifiques plus ambitieux, que ce soit dans le cadre de CTA ou en s'appuyant sur des nouveaux cas d'étude issus des thématiques de recherche en astrophysique du LUPM.

### A.4.6 Succès et perspectives

Le projet s'est révélé être extrêmement productif, notamment grâce à une collaboration forte et immédiate qui s'est instaurée entre les deux équipes impliquées. Plusieurs réunions face à face se sont tenus à Perpignan et à Montpellier, et nous avons de plus pu participer activement à une réunion de travail établie par les développeurs du logiciel CORSIKA, qui souhaitent lancer le développement d'une version moderne du code.

Nous avons pu en outre présenter à la conférence CHEP 2018, à Sofia en Bulgarie, nos premiers résultats sur la vectorisation d'une partie du code traitant la génération et la propagation des photons Cherenkov dans un module lié à CORSIKA mais spécifique aux télescope Cherenkov au sol. Après quelques mois de travail seulement, une amélioration globale de 20% du temps de calcul a été obtenu sur une simulation typique des productions nécessaires pour CTA. Le détail des résultats peut être consulté dans la présentation réalisée à CHEP [†], et dans les actes de conférence qui seront publiés prochainement.

Le travail entrepris étant très bénéfique, nous prévoyons de poursuivre notre collaboration en demandant notamment une prolongation du financement via le PEPS Astro–Informatique, et sur le moyen terme de contribuer, peut-être avec étudiant en thèse, au développement de la version moderne du logiciel CORSIKA afin que les problèmes d'optimisation du code soit pris en compte au niveau architectural. Des axes de travail plus précis seront définis lors de l'atelier de travail organisé à Montpellier du 6 au 7 décembre 2018.

†. https://indico.cern.ch/event/587955/contributions/2938074/