Détection des gamma dans l'expérience AMS et analyse temporelle des sursauts gamma par la mission HETE-2

Julien Bolmont

▶ **To cite this version:**

Julien Bolmont. Détection des gamma dans l'expérience AMS et analyse temporelle des sursauts gamma par la mission HETE-2. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Montpellier II - Sciences et Techniques du Languedoc, 2005. Français. NNT : . tel-00011463v2

HAL Id: tel-00011463

https://theses.hal.science/tel-00011463v2

Submitted on 17 Feb 2006

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

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

UNIVERSITÉ MONTPELLIER II
SCIENCES ET TECHNIQUE DU LANGUEDOC

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ MONTPELLIER II

Discipline : Physique des particules
Formation doctorale : Physique de la matière condensée
École doctorale : Sciences chimiques et physiques

présentée et soutenue publiquement par

Julien BOLMONT

le 14 octobre 2005

Détection des gamma dans l'expérience AMS et analyse temporelle des sursauts gamma par la mission HETE-2

Jury

Mme et MM.
Fabrice Feinstein , Président
Jean-Luc Atteia , Rapporteur
Jacques Boucrot , Rapporteur
Alain Falvard , Directeur de thèse
Agnieszka Jacholkowska , Co-directrice de thèse
Martin Pohl , Examinateur

À mes parents et grand-parents

Avant-propos

Eternity is really long, especially near the end.
Woody Allen

Une thèse, c'est vraiment court... Surtout à la fin.
Julien Bolmont

Lorsque j'ai commencé mon stage de DEA en mars 2002, le LPTA, *Laboratoire de Physique Théorique et Astroparticules* n'existait pas encore. À l'époque, six permanents, deux post-docs et deux autres stagiaires de DEA composaient tout l'effectif du GAM, le *Groupe d'Astroparticules de Montpellier*.

Et puis le GAM a grandi. Au début de ma deuxième année, nous avons déménagé dans des locaux plus grands et de nouveaux permanents sont arrivés. Centrées sur l'expérience CELESTE à la création du laboratoire en 2000, les activités ont ensuite évolué vers des expériences de pointe de l'astronomie gamma et des rayons cosmiques au sol et en vol : AMS-02, HESS et GLAST.

Finalement, début 2005, le *Laboratoire de Physique Mathématique* et le GAM ont fusionné pour former le LPTA.

Chaque année de ma thèse a donc vu une évolution majeure du laboratoire. Le petit groupe du début est devenu une grande équipe couvrant des disciplines variées mais complémentaires.

Alors que j'écris ces lignes, j'ai quitté Montpellier et son soleil, mais je sais que les trois années que j'y ai passées sont parmi les plus enrichissantes de ma vie, à tous les points de vue. Aussi, j'aimerais remercier ici toutes les personnes qui ont fait de cette expérience une belle expérience : Agnieszka Jacholkowska et Alain Falvard (mes directeurs de thèse) et par ordre alphabétique : Michèle Bourgeat, Richard Britto, Javier Bussons-Gordo, Sylviane Colaiocco, Fabrice Feinstein (mon président de jury), Yves Gallant, Edmond Giraud, Sylvain Guiriec, Eric Nuss, Frédéric Piron, Saeeda Sajjad, Mariusz Sapiński et Claude Zurbach.

Pour terminer ce petit préambule, je voudrais encore remercier Jacques Boucrot et Jean-Luc Atteia, qui ont bien voulu être mes rapporteurs, Martin Pohl pour sa participation au jury et la collaboration HETE-2 pour m'avoir donné accès aux données photon-photon de FREGATE.

Cette thèse est disponible sur Internet au format `pdf`, sur le serveur de thèse multidisciplinaire du CNRS : `http://tel.ccsd.cnrs.fr/`, domaine `Astroparticule et cosmologie`.

Table des matières

Avant-propos 5

Introduction 13

I Le cadre 17

1 Astronomie gamma 21
1.1 Historique . . . 22
1.2 Les mécanismes de production . . . 26
1.3 Les différentes sources de rayonnements gamma . . . 27
1.3.1 Sources gamma galactiques . . . 27
1.3.2 Sources gamma extragalactiques . . . 28
1.4 Détection . . . 29
1.4.1 Interactions des photons avec la matière . . . 30
1.4.2 Observation au sol ou en vol ? . . . 30
1.4.3 Techniques d'observation au sol . . . 32
1.4.4 Techniques d'observation en vol . . . 35

2 Sursauts gamma : état actuel des connaissances 39
2.1 Introduction . . . 39
2.2 Historique . . . 40
2.2.1 Les découvertes fortuites . . . 40
2.2.2 Les observations systématiques . . . 40
2.2.3 Détecteurs actuels . . . 43
2.2.4 Un mot sur l'IPN . . . 44
2.3 Caractéristiques principales des GRB . . . 45

2.3.1 Isotropie dans le ciel . . . 45
2.3.2 Durées et duretés . . . 45
2.3.3 Propriétés temporelles . . . 46
2.3.4 Spectres . . . 48
2.3.5 Afterglows . . . 48
2.3.6 Redshifts . . . 49
2.4 Lien avec les Supernovae . . . 51
2.5 Un mot sur les modèles . . . 53
2.6 Conclusions . . . 54

3 Un détecteur sur la Station Spatiale Internationale 55
3.1 Le vol précurseur . . . 55
3.1.1 Le détecteur AMS-01 . . . 57
3.1.2 Les principaux résultats d'AMS-01 . . . 59
3.2 AMS-02 . . . 61
3.2.1 Description . . . 61
3.2.2 Buts physiques . . . 66
3.3 Conclusions . . . 67

4 La mission HETE-2 69
4.1 Introduction . . . 69
4.2 Description . . . 70
4.2.1 Instruments scientifiques . . . 71
4.2.2 Alimentation électrique et contrôle d'attitude . . . 73
4.3 La détection d'un sursaut par FREGATE . . . 73
4.3.1 Le déclenchement . . . 74
4.3.2 Le dispositif au sol . . . 74
4.3.3 Les alertes . . . 74

Références 77

II AMS-02, détecteur de photons 83

5 La détection des photons avec AMS 87
5.1 Les détecteurs . . . 87
5.1.1 Le STD . . . 87
5.1.2 Le calorimètre électromagnétique . . . 88
5.2 Les deux modes de détection des photons . . . 89
5.2.1 Le mode conversion . . . 89
5.2.2 Le mode photon unique . . . 90
5.3 Acceptances, résolutions . . . 91

6 Étalonnage du calorimètre électromagnétique 93
6.1 Introduction . . . 93
6.2 Description du dispositif expérimental . . . 94
6.3 Les données disponibles . . . 96
6.4 Étude des stabilités . . . 96

6.4.1 Stabilité des piédestaux . . . 96
6.4.2 Étude du MIP avec les protons et les antiprotons . . . 100
6.5 Comparaison des données du test avec la simulation MC . . . 108
6.5.1 Données . . . 109
6.5.2 Sélections sur les données . . . 109
6.5.3 Détermination de la constante de calibration . . . 111
6.5.4 Comparaison données/MC pour l'énergie totale déposée . . . 111
6.5.5 Comparaison données/MC pour les profils de gerbe . . . 112
6.6 Correction des pixels défectueux avec le signal de dynode . . . 119
6.6.1 Étude du signal de dynode . . . 119
6.6.2 Correction . . . 119
6.7 Conclusions . . . 121

7 Une simulation rapide pour AMS-02 123
7.1 Introduction . . . 123
7.2 Méthode . . . 124
7.2.1 Simuler l'orbite de l'ISS . . . 124
7.2.2 Flux d'une source . . . 127
7.2.3 Paramétrisation de l'acceptance et de la résolution angulaire . . . 128
7.2.4 Calcul du nombre de photons détectés pour une source . . . 130
7.2.5 Emission gamma diffuse . . . 130
7.2.6 Significativité . . . 131
7.3 Prédictions . . . 133
7.3.1 Prédictions pour les sources EGRET . . . 133
7.3.2 Annihilations de neutralinos au centre galactique . . . 134
7.4 Conclusions . . . 141

Références 143

III Sursauts gamma et gravitation quantique 145

8 Sursauts gamma et gravitation quantique 149
8.1 Introduction . . . 149
8.2 Gravitations quantiques . . . 149
8.3 Un modèle particulier . . . 150
8.3.1 Gravitons et D-branes . . . 150
8.3.2 Effets cosmologiques . . . 152
8.4 Tester les modèles . . . 153
8.4.1 Avec les sursauts gamma . . . 153
8.4.2 Les autres tests possibles . . . 154
8.5 Quelques résultats déjà publiés . . . 155

9 Données et méthode d'analyse 157
9.1 Introduction . . . 157
9.2 Données et analyses préliminaires . . . 157
9.2.1 Les données . . . 157
9.2.2 Détermination des intervalles d'étude . . . 159

9.2.3 Choix des bandes d'énergie . . . 161
9.2.4 Étude des spectres . . . 161
9.3 Méthode : débruitage et localisation des extrema . . . 161
9.3.1 Débruitage et transformée en ondelettes discrètes . . . 162
9.3.2 Recherche d'extrema et transformée en ondelettes continues . . . 164

10 Analyse temporelle des sursauts d'HETE-2 : résultats 167
10.1 Introduction . . . 167
10.2 Étude statistique des données photon-photon . . . 167
10.3 Analyse en ondelettes et sélections . . . 168
10.3.1 Sélections . . . 170
10.4 Résultats . . . 172
10.4.1 Δt en fonction de K_l . . . 172
10.4.2 Détermination d'une limite sur E_{QG} par minimisation de χ^2 . . . 173
10.5 Discussion . . . 177
10.5.1 Effets systématiques . . . 177
10.5.2 À propos des effets source . . . 178
10.6 Conclusions . . . 179

Références 181

Conclusions 183

Annexes 187

A Runs physiques et piédestaux du test faisceau de juillet 2002 189

B AMSFS : informations techniques 201
B.1 Structure . . . 201
B.2 Utilisation . . . 202
B.2.1 Chargement de la librairie et des paramètres d'entrée . . . 203
B.2.2 Déclaration des détecteurs . . . 203
B.2.3 Déclaration des sources . . . 203
B.2.4 Lancement de la simulation . . . 203
B.3 amsfs.conf . . . 204

C La transformée en ondelettes 209
C.1 Introduction . . . 209
C.1.1 Limites de la transformée de Fourier . . . 209
C.1.2 La transformée de Fourier par fenêtres . . . 211
C.2 Transformées en ondelettes . . . 211
C.2.1 Définition de la transformée en ondelettes continues . . . 212
C.2.2 Un mot sur la CWT de signaux discrets . . . 213
C.2.3 Définition de la transformée en ondelettes discrètes . . . 215
C.3 Ondelettes est analyse de signaux . . . 218
C.3.1 DWT et débruitage . . . 218

C.3.2 CWT et recherche d'extrema 220

D LastWave ou WaveLab ? 225
D.1 WaveLab 225
D.1.1 Avantages, inconvénients 225
D.1.2 La procédure de débruitage 226
D.2 LastWave 226
D.2.1 Avantages, inconvénients 226
D.2.2 La procédure de recherche des extrema 227

Références 231

Table des figures *233*

Liste des tableaux *239*

Index *241*

Introduction

Il y a 50 ans passés, le CERN, l'Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire, naissait d'une collaboration de douze pays. On savait déjà alors qu'étudier la matière dans ses détails les plus fins nécessiterait des équipements aussi gros et perfectionnés que coûteux et que le seul moyen de pouvoir les réaliser serait d'allier les ressources financières de plusieurs pays et les efforts de diverses communautés de physiciens.

Aujourd'hui en 2005, le CERN construit le grand collisionneur de hadrons, le LHC. Cet appareil utilisera des aimants supraconducteurs refroidis avec de l'hélium superfluide et permettra à partir de 2007 de produire des faisceaux de protons d'une énergie de 14 TeV en mode collisionneur. Le LHC sera alors l'accélérateur permettant d'atteindre les énergies les plus élevées. Rechercher les énergies les plus hautes permettra de produire des particules lourdes d'un nouveau type : particules supersymmétriques, bosons de Higgs, mini trous noirs. Cela permettra de tester les théories de physique des particules actuelles ou futures et de sonder toujours plus profondément les constituants de la matière. Toutefois, plus les énergies augmentent, plus les machines sont complexes. C'est pourquoi depuis quelques années, les physiciens des particules, conscients que la nouvelle physique ne se fera pas forcément dans un laboratoire souterrain, se tournent vers l'étude des particules venues de l'Univers, les astroparticules.

Qu'elles soient émises par le Soleil ou par des phénomènes astrophysiques violents à des distances cosmologiques, les astroparticules sont produites par la nature et peuvent permettre de sonder des domaines de la physique des particules encore inconnus.

Le détecteur spatial AMS-02, qui sera installé sur la Station Spatiale Internationale début 2008 permettra d'explorer cette nouvelle physique. Fruit d'une collaboration de près de 500 physiciens, dont un bon nombre travaillait sur les expériences sur accélérateur, AMS sera chargé d'étudier les rayons cosmiques chargés. Il recherchera la matière noire et l'antimatière primordiale présentes dans l'Univers. En outre, il sera capable de détecter des photons entre environ 1 GeV et 300 GeV et il aura accès à différents types de sources astrophysiques comme les pulsars ou les sursauts gamma.

Avec des énergies de l'ordre de 10^{51} ergs libérées en rayonnement gamma en un temps assez court, les sursauts gamma sont les événements astrophysiques les plus violents jamais observés. Les photons qu'ils émettent parcourent des distances cosmologiques avant de nous parvenir et pourraient nous permettre de sonder l'Univers à grande échelle (par exemple en signalant les galaxies à grande distance) et d'explorer la physique au-delà du Modèle Standard.

Même s'il a fait ses preuves depuis plus de 50 ans, le Modèle Standard de la physique des particules possède une faille importante : il ne permet pas d'unifier la théorie relativiste de la gravitation (la relativité générale) avec la mécanique quantique. Pour concilier la physique de l'infiniment petit avec la physique de l'infiniment grand, plusieurs approches ont été développées. Les modèles de gravitation quantique sont fondamentalement différents mais certains sont d'accord pour prédire que la structure fine de l'Univers (typiquement à l'échelle de Planck) pourrait engendrer une violation de la symétrie de Lorentz. Cette violation se traduirait par un effet observable : des photons d'énergies différentes voyageraient à des vitesses différentes. Une source gamma à la fois variable et lointaine, comme un sursaut gamma, pourrait permettre de tester ces modèles.

A partir d'octobre 2002, et pendant trois ans, j'ai mené un travail de thèse intitulé : **" Détection des gamma dans l'expérience AMS et analyse temporelle des sursauts gamma par la mission HETE-2 "**. Comme le suggère le titre, cette thèse s'articule autour de deux grandes parties. La première concerne les capacités de détection en gamma du détecteur AMS-02 et la seconde présente l'analyse temporelle de douze sursauts gamma observés par le

satellite HETE-2 pour lesquels une mesure de *redshift* est disponible. Cette dernière étude a été menée dans le but de rechercher un effet de Gravitation Quantique sur la propagation des photons.

Le présent mémoire est composé de trois grandes parties.

La première partie donne le cadre du travail de thèse et permet d'éclairer les différentes notions évoquées dans le titre. Le premier chapitre donnera un aperçu des méthodes utilisées en astronomie gamma et décrira rapidement les différents objets astrophysiques émettant des photons de haute énergie. Le deuxième chapitre donnera l'état actuel des connaissances en ce qui concerne les sursauts gamma. Le troisième chapitre portera sur l'expérience AMS-02, et le quatrième évoquera le satellite HETE-2.

La deuxième partie concerne plus particulièrement AMS-02 en tant que détecteur de photons. Nous verrons au premier chapitre comment son trajectographe et son calorimètre électromagnétique détecteront les gamma et nous donnerons leurs performances attendues. Le deuxième chapitre sera consacré à la calibration au sol du calorimètre. J'exposerai les résultats de mon analyse des données du test sur faisceau de Juillet 2002 au CERN. Une partie de ce travail de thèse a consisté à développer un simulateur rapide pour évaluer les performances d'AMS pour différents types de sources gamma comme les pulsars, les blazars ou les photons dus à l'annihilation de particules supersymétriques dans les régions centrales de la Galaxie. Je décrirai ce simulateur et donnerai des prédictions dans le troisième chapitre.

Après son lancement en 2008, AMS-02 aura la possibilité d'observer des sources gamma entre 1 GeV et environ 300 GeV. Compte tenu de ses performances, on pense qu'il pourra observer quelques sursauts par an et que ces observations permettront peut-être de tester les modèles de Gravitation Quantique.

La troisième partie de cette thèse décrit une étude temporelle des données du satellite HETE-2 effectuée sur douze sursauts. En utilisant l'analyse en ondelettes, et en considérant un modèle particulier issu de la Théorie des Cordes, nous avons pu donner de nouvelles limites sur l'échelle de Gravitation Quantique. Le premier chapitre de cette partie décrira le modèle utilisé et montrera pourquoi les sursauts gamma sont de bons candidats pour le tester. Le deuxième chapitre évoquera les données du satellite HETE-2 utilisées pendant l'étude et expliquera la méthode suivie pour analyser les courbes de lumière des sursauts. Enfin, le troisième chapitre donnera les résultats obtenus concernant l'échelle de gravitation quantique.

Première partie

Le cadre

Cette première partie permet de placer le cadre général de la thèse.

Ainsi, dans le premier chapitre, nous verrons comment s'est développée l'astronomie gamma à partir du milieu du XX^{e} siècle, et comment elle continue à se développer avec des expériences toujours plus performantes. Nous donnerons ensuite une liste non exhaustive des différentes sources de rayonnement gamma observées jusqu'ici. Enfin, nous décrirons dans les grandes lignes les techniques d'observation des gamma au sol et en orbite.

Le deuxième chapitre présentera l'état actuel des connaissances en ce qui concerne les sursauts gamma. Nous passerons en revue les observations passées et présentes et nous donnerons leurs résultats majeurs. Nous évoquerons ensuite rapidement les expériences futures. Dans un deuxième temps, nous décrirons brièvement le modèle des chocs internes-externes qui est de plus en plus accepté pour expliquer l'émission des sursauts.

Dans le troisième chapitre, nous décrirons l'expérience AMS-02. Après un bref rappel des origines du projet et des résultats marquant du vol d'essai de 1998, nous passerons en revue les différents éléments de l'expérience et nous donnerons les caractéristiques principales ainsi que les performances attendues des différents sous-détecteurs. Nous ne détaillerons pas dans ce chapitre le fonctionnement du calorimètre électromagnétique et celui du trajectographe qui seront vus plus en détail dans la partie II.

Enfin, le quatrième chapitre décrira le satellite HETE-2 et plus particulièrement son détecteur gamma FREGATE (*French Gamma-ray Telescope*). Nous utiliserons en effet les données de FREGATE dans la partie III.

Chapitre 1

Astronomie gamma

Cinq ans après la découverte des rayons X par Wilhelm Conrad Röntgen en décembre 1895 et des "rayons uraniques" [1] par Henri Becquerel quelques mois plus tard, le physicien français Paul Villard met en évidence un rayonnement pénétrant de particules neutres.

Ernest Rutherford désigne ce nouveau type de rayonnement par la lettre grecque gamma (γ) qui fait suite dans l'alphabet aux lettres alpha (α) et beta (β), déjà utilisées pour désigner respectivement les rayonnements de noyaux d'hélium et d'électrons.

Il faut attendre 1914 pour que Rutherford et Edward Andrade identifient le rayonnement γ à un rayonnement de type électromagnétique, tout comme les rayons X, mais de longueur d'onde plus courte.

Dans les années 1900, l'utilisation généralisée de l'électroscope (cf. Fig. 1.1) permet de remarquer qu'il existe un rayonnement ambiant de particules chargées. Une part de ce rayonnement est identifié par Rutherford comme produit par la radioactivité naturelle, mais en 1912 et 1913, Victor Franz Hess (cf. Fig. 1.2) et Werner Kolhörster montrent que le flux de particules augmente lorsqu'on s'élève en altitude. C'est en 1925 que Robert Andrews Millikan appelle ces particules venues du ciel *rayons cosmiques*.

Aujourd'hui, la composition des rayons cosmiques est bien connue. Environ 90% sont des protons, 9% des électrons et les autres éléments composent le 1% restant. D'autre part, on sait depuis les années 60 qu'ils ne sont pas composés uniquement de particules chargées [2] mais aussi de photons. Le domaine qui se charge d'étudier les photons d'énergie typiquement supérieure à 100 keV est appelé *astronomie gamma*. Au contraire des rayons cosmiques chargés, il est possible avec les photons γ d'observer des sources car les photons ne sont pas déviés par les champs magnétiques.

Après avoir rappelé l'historique de l'astronomie gamma, nous verrons quels sont les mécanismes physiques qui produisent des photons γ. Nous décrirons ensuite rapidement les différents objets astrophysiques qui émettent ces photons. Enfin, nous passerons en revue les différents types d'instruments utilisés pour les détecter.

[1] Becquerel découvre la radioactivité de l'uranium en mars 1896.

[2] On parle alors de *rayons cosmiques chargés*. Chez certains auteurs, l'expression "rayons cosmiques" désigne uniquement les rayons cosmiques chargés. Dans ce cas, les photons ou les neutrinos d'origine astrophysique ne font pas partie des rayons cosmiques !

Fig. 1.1: Un électroscope à feuille d'or (vers 1900). L'appareil est constitué de deux feuilles métalliques très légère (ici de la feuille d'or). On commence par charger électriquement ces feuilles métalliques, qui s'écartent l'une de l'autre. Lorsqu'une particule chargée passe à proximité des feuilles, elle ionise l'air environnant et une partie de la charge électrique des feuilles est transmise à l'air. Ainsi, en mesurant le temps que mettent les feuilles métalliques pour se rejoindre, on peut avoir une idée du flux de particules ayant provoqué une ionisation dans l'air. Image Oak Ridge Associated Universities.

Fig. 1.2: Victor Hess après un de ses vols destinés à mesurer le flux des particules traversant l'atmosphère. Image National Geographic.

1.1 Historique

Feenberg et Primakoff en 1948 [1], Hayakawa en 1952 [2] puis Morrison en 1958 [3] montrent que de nombreux processus physiques intervenant dans l'univers sont susceptibles de produire des photons γ. Ils avancent que des phénomènes tels que les supernovae [3], l'interaction des électrons dans les champs magnétiques et celle des rayons cosmiques dans les gaz du milieu interstellaire peuvent créer des photons de haute énergie.

À l'époque, les détecteurs de gamma au sol ne montrent pas de photon directement venu du ciel : l'atmosphère absorbe la plus grande partie du rayonnement électromagnétique au delà du domaine visible. Pourtant, Blackett [4] avait montré dès 1948 que les rayons cosmiques très énergétiques pourraient produire une certaine quantité de lumière Čerenkov [4] en pénétrant dans l'atmosphère terrestre, et c'est dans les années 50 que ces flashes de lumière sont observés pour la première fois. De nombreuses années s'écouleront avant que des détecteurs gamma

[3] Cf. section 1.3 pour la description des différentes sources.

[4] On utilise aussi l'orthographe "Tcherenkov". Du nom du physicien soviétique qui a découvert cet effet en 1934.

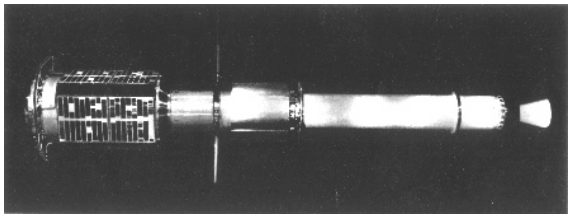


Fig. 1.3: Le satellite Explorer-XI. Le détecteur, situé dans la moitié gauche de l'image mesure 112 cm de long pour 47 cm de diamètre. Image NASA.

Fig. 1.4: Le déploiement du satellite CGRO vu depuis la navette Atlantis le 7 avril 1991. L'élément circulaire du bas protège le détecteur EGRET. Celui du milieu couvre COMPTEL. En haut se trouve le détecteur OSSE. Un peu en dessous d'EGRET, à gauche et à droite, on distingue deux des huit éléments de BATSE. Image NASA.

basés sur la détection de lumière Čerenkov soient construits.

C'est avec les ballons sonde, mais surtout avec l'avènement des techniques spatiales, que les observations des photons γ d'origine astrophysique commencent dans les années 60.

De nombreux satellites (une cinquantaine) ont permis de détecter et d'étudier les rayons gamma astrophysiques. Nous n'en citerons que quelques uns dans ce chapitre. D'autres seront mentionnés dans le chapitre à propos des sursauts gamma (chapitre 2).

Le premier détecteur dédié aux γ à être placé en orbite est Explorer-XI en avril 1961 (Fig. 1.3). Pendant un vol de 23 jours, il permet d'enregistrer 22 photons gamma parmi 22000 autres événements dus aux particules chargées. Les quelques photons détectés, au dessus de 50 GeV, ne semblent pas provenir d'une région particulière du ciel [5].

À partir de 1967 et pendant trois ans, le satellite OSO-3 (*Orbiting Solar Observatory*) enregistre 621 événements attribués à des photons γ et réalise le premier relevé systématique du ciel au dessus de 50 GeV [6]. L'émission est très anisotrope. L'essentiel des photons détectés provient du disque et du centre galactique.

De grands progrès sont réalisés avec SAS-2 puis COS-B. En 1972 et 1973, SAS-2 (*Small*

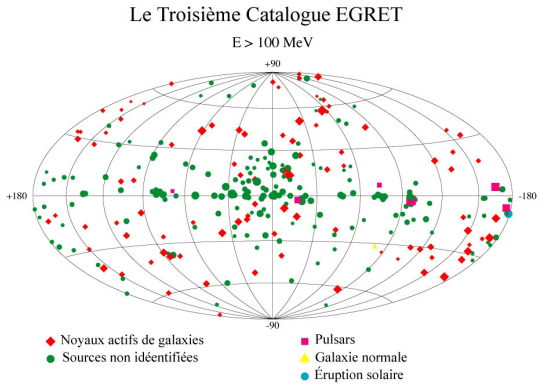


Fig. 1.5: Les sources du troisième catalogue EGRET. Image NASA.

Astronomy Satellite) [7] permet pour la première fois une étude détaillée du ciel gamma entre 20 MeV et 1 GeV. D'autre part, il met en évidence la composante γ du fond diffus et découvre une corrélation entre la morphologie de la galaxie et les zones d'émission de gamma galactiques. Enfin, il détecte pour la première fois l'émission γ des pulsars[5] du Crabe, de Vela et découvre le pulsar Geminga.

COS-B (*COsmic ray Satellite*) [8] dresse de 1975 à 1982 la première carte d'émission gamma de la Galaxie entre 30 MeV et 5 GeV et permet une étude de détail de Geminga. Il permet de dresser un catalogue de 25 sources [9] parmi lesquelles figure une seule source extragalactique : le quasar 3C273.

Dans les années 70, on découvre la première raie d'émission en gamma avec une expérience en ballon développée par le *Rice University Group*. En 1977, une autre expérience, toujours embarquée en ballon, observe la raie à 511 keV due à l'annihilation des électrons et des positrons dans la région du centre galactique.

C'est également en 1977 que germe l'idée de détecteurs au sol utilisant les gerbes atmophériques pour étudier les astroparticules [10]. Pourtant, l'astronomie gamma au sol peine à se développer. On a en effet tendance à surestimer le flux des photons gamma et à sous-estimer le fond hadronique très mal connu. C'est seulement à la fin des années 80 que les techniques s'améliorent et permettent d'obtenir des résultats positifs. En 1989, le premier télescope atmosphérique, WHIPPLE, détecte le reste de supernova du Crabe [11].

Du côté des expériences spatiales, une étape décisive est franchie en 1991 avec le lancement de CGRO (*Compton Gamma-Ray Observatory*, Fig. 1.4). Parmi les quatre détecteurs embarqués à bord de CGRO, deux nous intéressent plus particulièrement : EGRET et BATSE. Nous évoquerons BATSE (*Burst and Transient Source Experiment*) plus en détail lorsque nous parlerons des observations des sursauts gamma.

EGRET (*Energetic Gamma Ray Experiment Telescope*) [12] profite de deux améliorations

[5] Cf. section 1.3 pour la description des différentes sources.

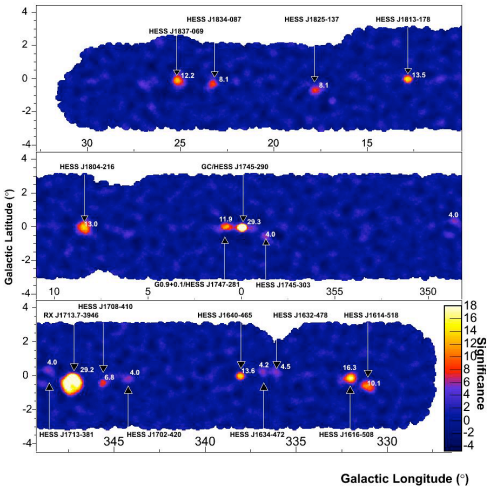


Fig. 1.6: Relevé du plan galactique effectué par HESS. Il s'agit d'une carte de significativité. À coté de chaque source figure la valeur de la significativité. D'après [14].

majeures par rapport à ses prédécesseurs : son domaine d'énergie (de 20 MeV à 30 GeV) est plus étendu et sa surface effective est 10 à 20 fois plus grande (1500 cm^2 entre 200 MeV et 1 GeV). Les résultats d'EGRET sont à la hauteur de ces avancées techniques. En neuf ans d'opération, il effectue une cartographie [6] complète du ciel entre 100 MeV et 10 GeV et étudie le fond diffus galactique. Il permet de plus de constituer un catalogue de 271 sources [13] (cf. Fig. 1.5). Parmi ces sources, on a identifié 6 pulsars, une éruption solaire et 93 blazars de manière plus ou moins certaine. D'autre part, le Grand Nuage de Magellan et une radio galaxie (Cen A) ont été repérés. Il reste encore 170 sources non identifiées dans le catalogue EGRET.

À partir des années 90, l'astronomie gamma au sol se développe fortement avec des seuils en énergies de plus en plus bas et des sensibilités meilleures. On citera par exemple les imageurs CANGAROO-I, II et III [15] (à partir de 1995), CAT [16] (1996), HEGRA [17], MAGIC [18], VERITAS [19], HESS [20] et les échantilloneurs CELESTE [21], STACEE [22] et CACTUS [23].

HESS est vraisemblablement l'instrument au sol le plus performant actuellement en fonctionnement. Il est constitué de quatre imageurs (cf. Sec. 1.4.3) fonctionnant en mode stéréoscopique. La grande surface de collecte (107 m^2) et un seuil en énergie de 100 GeV environ ont permis de détecter plusieurs sources galactiques et extragalactiques. Quinze sources au TeV ont été découvertes par HESS dont certaines semblent coïncider avec des sources EGRET non identifiées. La figure 1.6 montre le relevé du plan galactique effectué en 2004 [14].

[6] Pour effectuer la cartographie du ciel, on utilise les données pour lesquelles la résolution angulaire est meilleure, c'est à dire les données à haute énergie (ici, au dessus de 100 MeV).

À l'heure actuelle, les satellites INTEGRAL, SWIFT et HETE-2 prennent des données gamma. GLAST [24], dont le lancement est prévu en 2007 leur succédera et sera alors le détecteur gamma spatial le plus performant.

Le futur des expériences au sol s'annonce riche en potentialités. De nombreuses expériences actuelles vont évoluer pour augmenter leur surface de collecte (en ajoutant des télescopes). Par exemple, la phase 2 de HESS [25] reprendra les télescopes existants et ajoutera une cinquième parabole d'une surface de 600 m^2. Le seuil de HESS-II sera alors d'environ 50 GeV, ce qui fera de cet instrument le parfait complément d'une expérience spatiale comme GLAST, dont le domaine d'énergie va jusqu'à 300 GeV environ.

1.2 Les mécanismes de production

Plusieurs processus physiques peuvent entraîner la création de photons gamma (cf. Fig. 1.7).

La **collision** entre les particules du rayonnement cosmique et les noyaux et molécules du milieu interstellaires produisent des pions π^+, π^- et π^0. Les pions neutres [7] se désintègrent immédiatement en donnant deux photons. Le spectre des photons gamma produits présente un maximum aux environs de 72 MeV.

Quand une particule rencontre son antiparticule, elles s'annihilent en produisant des photons. L'exemple le plus typique de ce processus est l'**annihilation** des électrons et des positrons dans la région du centre galactique. Des positrons peuvent être créés par radioactivité ou dans l'explosion de supernovae. Certains modèles de matière noire prévoient aussi la production de positrons (cf. aussi la section 3.2.2 du chapitre 3). Pour qu'un électron puisse l'attirer, un positron doit avoir une énergie inférieure à 100 eV. La signature de l'annihilation e^-e^+ est une raie d'émission spectrale à 511 keV.

Un autre processus important pour la création de γ est la **décroissance de noyaux radioactifs**. Les processus explosifs créent des éléments qui peuvent être stables ou non. Dans ce dernier cas, des photons gamma sont émis. Leur énergie est caractéristique du noyau qui s'est désexcité.

Les particules chargées peuvent être déviées, c'est-à-dire accélérées, par les champs magnétiques. L'**accélération de particules chargées** produit des photons dont l'énergie est proportionnelle au rapport du carré de la force magnétique par le carré de la masse des particules. Pour les électrons, ce domaine d'énergie se situe souvent dans le domaine gamma.

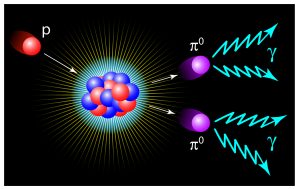
Le nom de l'interaction correspondante dépend de la nature de la force qui produit l'accélération. Si l'électron est accéléré dans le champ électrostatique près d'un noyau, on parle de rayonnement de freinage ou *bremsstrahlung*. Dans un champ magnétique, on a une *radiation synchrotron*. Quand le processus se produit dans le champ électromagnétique d'un photon, on parle de *diffusion Compton* [8].

Le dernier processus que nous décrirons ici peut faire passer un photon du domaine X au domaine gamma. Il s'agit du mécanisme de *diffusion inverse compton*. Il se produit lorsqu'un électron très énergétique transfère une partie de son énergie à un photon. Cette énergie transférée varie comme le carré du facteur de Lorentz de l'électron incident. Ainsi, un photon X de 10 keV diffusé par des électrons avec un facteur de Lorentz [9] $\Gamma = 1000$ passe dans le domaine γ avec une énergie d'environ 12 GeV.

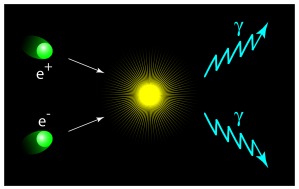
[7] La masse du π^0 est d'environ 135 MeV.

[8] Les expressions "Diffusion Compton" et "Effet Compton" désignent le même mécanisme.

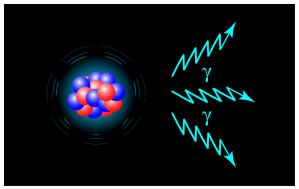
[9] Le facteur de Lorentz est défini par $\Gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$.



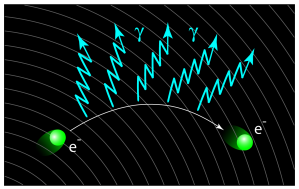
Collision de particules



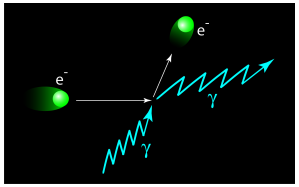
Annihilation de matière et d'antimatière



Radioactivité gamma



Effet synchrotron



Effet inverse Compton

Fig. 1.7: Les mécanismes de production des rayons gamma. Images J. Bolmont.

1.3 Les différentes sources de rayonnements gamma

1.3.1 Sources gamma galactiques

Si on met à part les éruptions solaires, qui produisent des photons gamma de manière sporadique, et les photons γ produits par interactions des rayons cosmiques dans la haute atmosphère terrestre [26], il existe deux grandes familles de sources gamma galactiques. Les pulsars et les restes de supernova (SNR pour *Supernova Remnant*). En fait, les pulsars sont le résultat de supernovae et ils sont donc souvent associés à un SNR. D'autre part, l'interaction du rayonnement cosmique avec le milieu galactique est responsable de la création des photons gamma du fond galactique.

Les étoiles massives (plus de quelques masses solaires) finissent leur vie en explosant. L'explosion proprement dite est appelée *supernova*. Pendant cette explosion, les couches externes de l'étoile sont éjectées à des vitesses de l'ordre de 10^4 km/s. Lorsque ces couches rencontrent le milieu interstallaire, il se forme une onde de choc qui peut accélérer les particules chargées [10].

Les **restes de supernova** peuvent accélérer des électrons jusqu'à une centaine de TeV et

[10] Notamment par le mécanisme de Fermi du premier ordre.

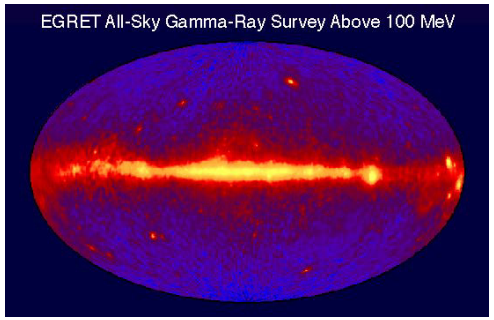


Fig. 1.8: Le ciel gamma vu par EGRET, pour des énergies supérieures à 100 MeV. Image NASA.

produire des photons gamma de haute énergie par effet inverse Compton. Une partie de la composante gamma de l'émission des SNR est vraisemblablement due à la création de π^0 par interaction de hadrons accélérés par le reste de supernova avec des nuages de gaz environnants.

Les **pulsars** sont en fait des étoiles à neutrons dont le rayonnement nous parvient de manière périodique. Pendant leur effondrement, ces étoiles tournent de plus en plus vite, du fait de la conservation du moment cinétique. D'autre part, la conservation du flux magnétique ($\propto$ Br^2) fait qu'elles sont fortement magnétisées.

Il existe des pulsars qui émettent en radio, optique, X et gamma. C'est la cas pour le pulsar du Crabe. D'autres comme Geminga émettent peu en X, pas du tout en radio et optique et beaucoup en gamma.

Les trous noir de masse stellaire situés dans notre galaxie peuvent être associés à une étoile pour former un *système binaire*. Si la matière de l'étoile est attirée par le trou noir, il se forme un disque d'accrétion et deux jets de plasma sont produits de part et d'autre du disque, alignés avec son axe de rotation. Les jets émettent dans le domaine radio, mais le disque peut produire des photons X et γ. C'est ce que l'on appelle un **microquasar**.

Enfin, les photons du **fond diffus galactique** sont produits par l'interaction du rayonnement cosmique avec le milieu galactique [27]. Lorsque les protons interagissent avec le gaz interstellaire, ils produisent des pions neutres qui donnent des photons gamma. Des photons peuvent aussi être produits par rayonnement de freinage ou passer dans le domaine gamma par diffusion inverse Compton.

Sur l'image de la figure 1.8, les régions centrales de la galaxie se situent au centre du graphique. On remarque bien l'émission galactique puisqu'elle suit l'axe horizontal correspondant au plan de la galaxie.

1.3.2 Sources gamma extragalactiques

Quelques pourcents des galaxies présentent une activité importante. Cette activité se traduit par une émission intense en gamma, radio et visible. C'est un trou noir qui est à l'origine des AGN (*Active Galactic Nuclei*), les **noyaux actifs de galaxies**. Ce trou noir, d'environ 10^6-10^{10} masses solaires, accrète la matière environnante en un disque qui produit un rayonnement du

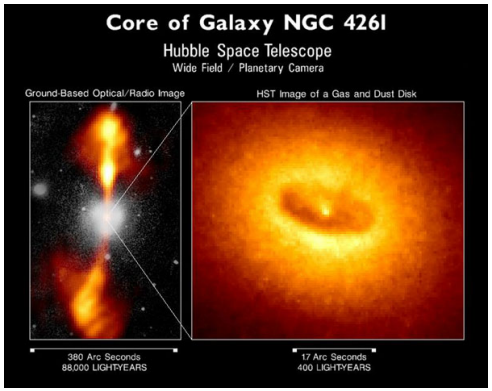


Fig. 1.9: Le noyau de la galaxie NGC 4261. À gauche, la galaxie vue en optique et en radio. Les jets sont bien visibles. À droite, le tore de poussière vu par le télescope spatial Hubble. Image NASA STScI.

domaine optique au domaine X dans une petite région d'environ 0.01 pc[11] autour du trou noir. Le disque d'accrétion, d'une taille approximative de 0.1 pc est entouré d'un tore de poussière de 10^2-10^3 pc qui est plus froid et qui émet en infrarouge. Autour de cet ensemble gravitent des nuages de matière ionisée qui émettent dans le domaine visible.

Certains AGN possèdent des jets relativistes le long de leur axe de rotation. C'est le cas de la galaxie NGC 4261 (cf. Fig. 1.9). Les jets émettent principalement dans le domaine radio mais on a observé de brusques séquences d'émission[12] en optique, X et γ.

Selon l'angle sous lequel on observe les AGN et selon l'intensité de l'émission radio, ils reçoivent des noms différents. Par exemple, les blazars sont des AGN avec une émission radio forte et un jet dirigé vers la Terre. Ce sont des objets variables avec une émission gamma très intense.

Au même titre que les AGN, les **sursauts gamma** font parties des sources gamma extra-galactiques. Ils seront vus en détails au chapitre 2.

L'image de la figure 1.8, met en évidence l'existence d'un **fond diffus extragalactique** (régions en bleu). L'émission gamma extragalactique est isotrope. Mesuré par EGRET [28], le spectre a montré une ressemblance avec le spectre des blazars jusqu'à une énergie de 10 GeV. Il est donc possible que le fond diffus extragalactique soit, au moins en partie, dû à la superposition de blazars qui n'auraient pas été résolus.

1.4 Détection

Le but d'un détecteur est de créer un courant électrique au passage d'une particule. Ce courant électrique peut ensuite être traité, et analysé. Lorsque cette particule est neutre électriquement, comme un photon, la détection n'est pas possible directement. Il faut utiliser un matériau dans lequel le photon interagit pour donner une particule chargée.

[11] 1 pc (parsec) = 3.26 années lumière.

[12] Le terme anglais approprié est *flare*.

Ce matériau est une sorte de révélateur. Il en existe différents types. Cela peut être du plomb ou un scintillateur dans le cas des détecteurs spatiaux, ou bien encore l'atmosphère terrestre pour les détecteurs au sol.

1.4.1 Interactions des photons avec la matière

Les photons peuvent interagir de différentes manières avec la matière[13].

Ces différents processus sont représentés schématiquement par la figure 1.10. Lorsqu'un photon éjecte un électron du nuage électronique d'un atome, on parle d'effet photoélectrique. L'effet Compton est l'interaction d'un photon avec un électron, mais l'électron est peu ou pas lié. Pendant l'interaction, l'électron est éjecté et le photon est dévié. La production de paire, matérialisation d'un photon en une paire e^+e^-, ne peut avoir lieu que dans le champ électrique d'un atome ou d'un électron.

Les sections efficaces d'interaction correspondantes aux processus précédemment cités sont données par la figure 1.11, dans le cas du plomb. Jusqu'à environ 100 keV et 300 keV, c'est l'effet photoélectrique qui domine. Entre 300 keV et 30 MeV, c'est l'effet Compton qui devient prépondérant. Enfin, au delà de 30 MeV, les photons donnent majoritairement des paires électron-positron.

1.4.2 Observation au sol ou en vol ?

Cette question en appelle une autre, presque équivalente : observation à basse énergie ou à haute énergie ?

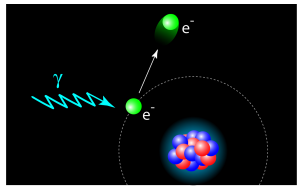
En effet, c'est la gamme d'énergie utile qui distingue vraiment les observations au sol et en orbite. La figure 1.12 de la page 32 montre la courbe d'absorption de l'atmosphère sur l'étendue du spectre électromagnétique. On voit que l'atmosphère laisse passer la lumière visible et les ondes radio. Cela permet d'utiliser des instruments au sol pour ces domaines d'énergie. Dans les domaines IR (infrarouge), UV (ultraviolet) et X, et si on veut observer directement des photons γ, il est nécessaire de faire des observations depuis des satellites.

Les détecteurs en orbites permettent surtout d'étudier les photons gamma de basse énergie (typiquement en dessous de 300 GeV). Aux énergies plus hautes, on peut détecter les gerbes de particules (e^- et e^+) que les photons créent dans la haute atmosphère. Ces électrons et positrons vont à des vitesses supérieures à celle de la lumière dans l'air, si bien que des photons visibles sont émis par effet Čerenkov. Les détecteurs au sol travaillent plus dans le domaine des hautes énergies, typiquement supérieures à quelques dizaines de GeV.

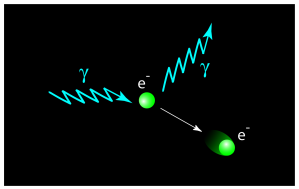
Un autre facteur est à prendre en compte : le flux des photons gamma décroît rapidement quand l'énergie augmente. Dans l'espace, où l'on a accès aux plus basses énergies, on a des flux plus importants, mais les détecteurs sont plus petits et plus coûteux[14]. Au sol, on peut détecter des photons plus énergétiques, mais les flux sont faibles et les détecteurs doivent être plus grands. Ils sont aussi moins coûteux.

[13] Nous ne parlerons pas ici de la diffusion Rayleigh qui est un processus de diffusion du photon par le nuage électronique d'un atome : aucune particule chargée n'est créée. Cette interaction n'intervent donc jamais pour la détection des photons

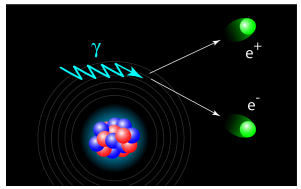
[14] Le lancement d'une fusée Delta-2 coûtait environ 55 millions de dollars en 2002 [30]. Le coût du lancement de la navette spatiale s'élève a plus de 300 millions de dollars. Cette valeur datant d'avant l'accident de *Columbia*, il est fort probable qu'elle ait encore augmenté.



Effet photoélectrique



Diffusion Compton



Production de paire

Fig. 1.10: Les modes d'interactions des photons gamma avec la matière. Images J. Bolmont.

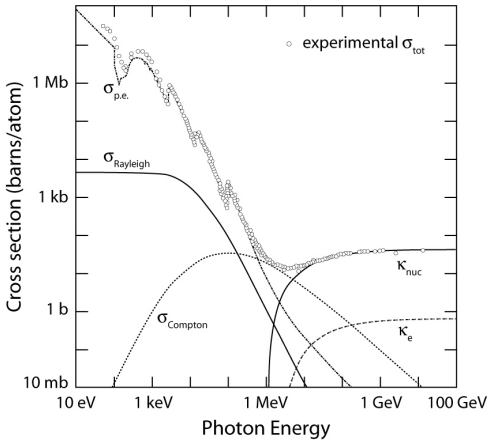


Fig. 1.11: Sections efficaces d'interaction des photons dans le plomb. Les points expérimentaux sont aussi représentés. $\sigma_{\text{p.e.}}$: section efficace pour l'effet photoélectrique. σ_{Rayleigh} : section efficace pour la diffusion Rayleigh. σ_{Compton} : section efficace pour la diffusion Compton. κ_{nuc} : section efficace pour la création de paire dans le champ électrique d'un noyau. κ_{e} : section efficace pour la création de paire dans le champ électrique d'un électron. D'après [29].

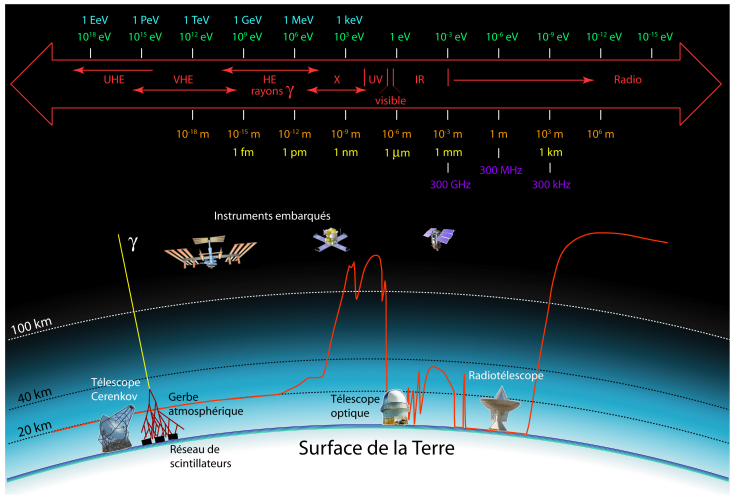


Fig. 1.12: Le spectre électromagnétique. Les différents moyens d'observations sont représentés. C'est l'absorption de l'atmosphère (courbe en rouge) qui détermine l'utilisation de détecteurs au sol ou embarqués sur satellites. L'énergie augmente de la droite vers la gauche. Image J. Bolmont.

1.4.3 Techniques d'observation au sol

Les détecteurs au sol peuvent être groupés en trois familles : les détecteurs à effet Čerenkov atmosphérique, les instruments au sol qui détectent directement les particules des gerbes et les détecteurs à fluorescence.

Détecteurs à effet Čerenkov atmosphérique

Les détecteurs à effet Čerenkov atmosphérique sont conçus pour détecter la lumière Čerenkov produite par les particules des cascades électromagnétiques engendrées par les photons dans l'atmosphère.

Pour que les photons puissent initier une gerbe de particules, que ces particules puissent créer des photons par effet Čerenkov, et que les photons Čerenkov puissent être détectés au sol, plusieurs conditions doivent être remplies. Il faut d'abord que le photon en pénétrant dans la haute atmosphère crée une paire e^+e^-. Ceci se produit si le photon a une énergie supérieure à environ 2-3 MeV. Le deuxième facteur à prendre en compte est le seuil Čerenkov des électrons, l'énergie en dessous de laquelle les électrons ne peuvent produire de lumière. Pour les électrons, ce seuil se situe à environ 20 MeV au niveau de la mer et à environ 100 MeV à 20 km d'altitude. Pour que les photons Čerenkov puissent être détectés au sol, il faut qu'ils soient suffisemment nombreux. Autrement dit, il faut que les électrons et positrons créés à la première interaction du photon dans l'atmosphère aient une énergie suffisante[15] pour que la

[15] Il faut que leur énergie soit supérieure au seuil du rayonnement de freinage.

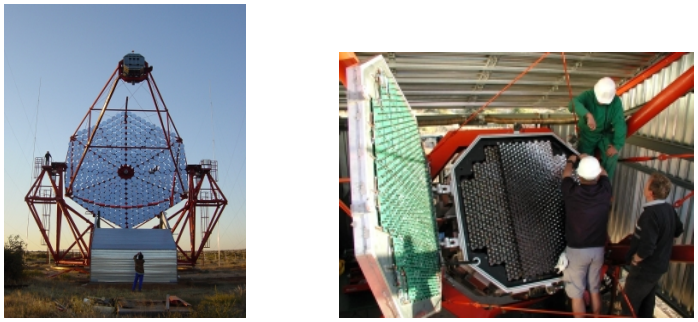


Fig. 1.13: Un des quatre télescopes de l'expérience HESS. Chaque réflecteur est constitué de 382 miroirs sphériques de 60 cm de diamètres. L'image de droite montre une caméra et ses 960 photomultiplicateurs. D'après [31].

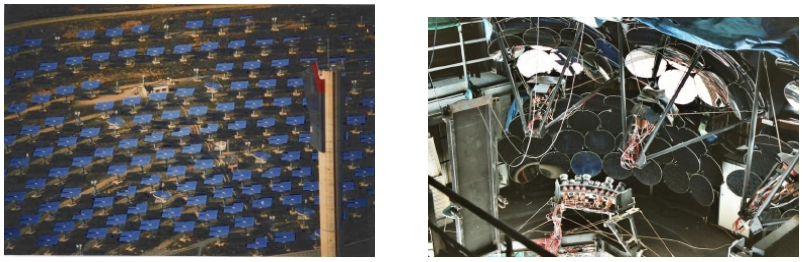


Fig. 1.14: Le détecteur CELESTE, sur le site de l'anciennne centrale solaire THEMIS dans les Pyrénées Orientales. Les miroirs visibles sur la photo renvoient la lumière des Čerenkov des gerbes vers la tour située à droite. Image EDF. À droite, dans la tour, les miroirs secondaires et en bas, les photomultiplicateurs. Un photomultiplicateur voit un miroir. Image R. Britto.

gerbe se forme et se propage. Un photon de 1 TeV donne environ 100 photons par m^2 au sol.

Il faut encore ajouter une autre condition, que nous avons déjà évoquée dans la section précédente. Dans le domaine des hautes énergies, les flux de gamma sont faibles. Il faut donc des surfaces de collecte importantes. C'est donc un instrument capable de détecter de très faibles quantités de photons Čerenkov qui aura la meilleure sensibilité et donc qui sera le plus performant. C'est pour cette raison que les détecteurs aux sols ont des surface de collectes importantes.

Deux types d'appareils sont conçus pour collecter la lumière Čerenkov des gerbes atmosphériques : les imageurs et les échantillonneurs.

Les **imageurs** consistent en un ou plusieurs réflecteurs focalisant la lumière vers une caméra. La plupart des expériences actuelles ont des réflecteurs qui sont composés de miroirs sphériques disposés eux-mêmes sur une calotte sphérique selon la géométrie dite de "Davies-Cotton" [32]. Cette géométrie optimise les performances du miroir en réduisant les aberrations géométriques

Fig. 1.15: Un des 1600 détecteurs d'Auger installé dans la Pampa Argentine. Il s'agit en fait d'une cuve contenant 12 t d'eau et équipée de trois photomultiplicateurs. L'image de droite montre un télescope à fluorescence. D'après [33].

même si les photons n'arrivent pas dans l'axe.

La figure 1.13 à la page précédente montre un des quatre télescopes de l'expérience HESS ainsi qu'une caméra. Chaque télescope est équipé de 382 miroirs de 60 cm de diamètre. Chacune des caméras de HESS compte 960 photomultiplicateurs. Ces caméras prennent plusieurs images d'une même gerbe de points de vue différents pour pouvoir reconstruire sa forme et sa direction en trois dimensions. C'est le principe de la stéréoscopie.

Les **échantillonneurs** disposent de nombreux réflecteurs plans qui renvoient la lumière Čerenkov chacun vers un photomultiplicateur. La figure 1.14 montre l'échantillonneur CELESTE et l'optique secondaire placée dans la tour. Chaque photomultiplicateur voit un miroir. La différence avec les imageurs vient du fait qu'ici, on échantillonne la tache laissée au sol par les photons Čerenkov.

Autres détecteurs au sol

Les photons gamma de très haute énergie créent des gerbes qui peuvent descendre jusqu'à la surface de la Terre. On peut détecter directement les e^+, e^- en plaçant un détecteur au sol. Cette détection est plus favorable à haute altitude car le sol est plus proche de la gerbe et les flux sont plus importants. C'est le principe de fonctionnement des expériences Tibet et Milagro, dont le seuil est de 1 TeV.

Pour les très hautes énergies, typiquement supérieures à 10^{19} eV, on utilise aussi la fluorescence de l'azote présent dans l'air. Les particules de haute énergie excitent les atomes d'azote qui émettent à leur tour de la lumière en se désexcitant. Cette lumière peut alors être collectée par des télescopes de type imageur, appelés télescopes à fluorescence.

L'observatoire de rayons cosmiques Pierre Auger [34], actuellement en cours de construction, occupera deux sites géographiques différents. Chaque site sera équipé de 1600 détecteurs de particules couvrant une surface d'environ 3000 km^2 et de 4 télescopes à fluorescence (cf. Fig 1.15). Chaque détecteur au sol est constitué d'une cuve de 12 t d'eau dans laquelle

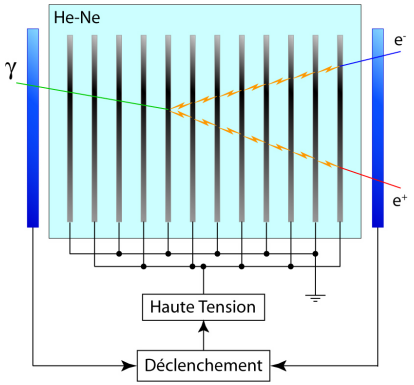


Fig. 1.16: Principe de fonctionnement d'une chambre à étincelles. Le photon peut se convertir en paire e^+e^- dans une des plaques métalliques. Lorsque la haute tension est appliquée, des étincelles se forment le long de la trajectoire de l'électron et du positron. Image J. Bolmont.

les particules peuvent produire de l'effet Čerenkov. Chaque cuve est équipée de trois photo-multiplicateurs.

1.4.4 Techniques d'observation en vol

Il existe différents types de détecteurs gamma embarqués sur satellite. Selon l'énergie que l'on veut étudier, on tire profit des différentes interactions possibles des photons dans la matière (cf. section 1.4.1). Entre 100 keV et 300 keV, quand l'effet photo-électrique est dominant, on utilise de préférence des *compteurs à scintillation*. Entre 300 keV et 30 MeV, on utilise un *télescope Compton*. Au dessus de 30 MeV, c'est la création de paire qui domine, et on utilise un *calorimètre* (pour mesurer l'énergie), un *trajectomètre* ou une *chambre à étincelles* (pour mesurer la direction). Généralement, un satellite embarque plusieurs instruments de types différents, pour avoir de bonnes performances sur un domaine d'énergie étendu.

Comme nous le verrons dans la partie II, AMS-02, après son lancement en 2008, sera capable de détecter des photons entre 1 GeV et 300 GeV. Pour cela, il disposera d'un trajectomètre et d'un calorimètre électromagnétique. Ces instruments seront décrits en détail au chapitre 5.

Au chapitre 4, nous verrons que l'instrument gamma d'HETE-2 (FREGATE) compte quatre modules avec un scintillateur NaI(Tl) et un photomultiplicateur chacun. Sa gamme d'énergie va de 6 keV à 400 keV.

Les **chambres à étincelles** (cf. Fig. 1.16) ne sont plus utilisées de nos jours mais elles ont équipés beaucoup d'instruments gamma ayant permis de grandes avancées comme EGRET ou COS-B. Conçues dans les années 60, les chambres à étincelles sont constituées de plans conducteurs parallèles séparés par des espaces emplis d'un gaz noble (hélium et néon principalement). Les plaques métalliques sont reliées alternativement à la masse et à une source de haute tension. Cette alimentation est déclenchée quelques dizaines de nanosecondes après le passage de la particule, à l'aide des signaux de deux scintillateurs disposés de part et d'autre de la chambre.

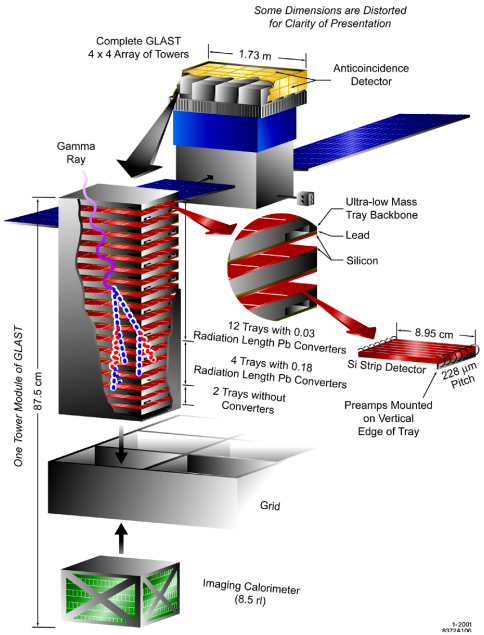


Fig. 1.17: GLAST : vue éclatée du LAT montrant l'assemblage d'un module du trajectomètre et d'un module du calorimètre. Cet assemblage de base est répété huit fois pour constituer l'ensemble du détecteur. D'après [35].

Une chambre à étincelles permet de détecter le passage de particules chargées si bien que dans le cas des photons, on cherche d'abord à provoquer la conversion en paire e^+e^-. En traversant la chambre, l'électron ionise le gaz le long de sa trajectoire. Lorsque l'alimentation haute tension est déclenchée, des décharges électriques se forment et leurs positions renseignent sur la trajectoire de l'électron. Pour COS-B, la résolution angulaire était d'environ un degré au dessus de 300 MeV.

Pour finir ce chapitre, nous allons donner l'exemple de GLAST [24] et décrire ses différents instruments.

GLAST (*Gamma Ray Large Area Space Telescope*), qui est actuellement en cours de construction et dont le lancement est prévu en 2007, comportera deux instruments : le LAT (*Large Area Telescope*) et le GBM (*Gamma Burst Monitor*).

Le LAT est constitué d'un trajectomètre de précision et d'un calorimètre. Le trajectomètre est construit à partir de huit modules identiques. Chaque module possède dix-huit plans de détection avec pour chaque plan, dix-neuf assemblages de plomb et de détecteurs au Silicium. Le plomb est utilisé pour favoriser la création de paire et le développement des gerbes

électromagnétiques[16]. Les détecteurs Si peuvent déterminer le point de passage des e^+ et e^-.

Le calorimètre du LAT est constitué d'un empilement de barres de CsI(Tl) disposées dans deux directions, pour pouvoir reconstruire la direction de la gerbe électromagnétique en trois dimensions. Le LAT est couvert par un détecteur d'anticoïncidence, qui permet de donner un veto pour toutes les particules chargées.

Le LAT permettra l'étude des photons sur un intervalle d'énergie très étendu (de 20 MeV à 1 TeV) et il bénéficiera d'un grand champ de vue (> 2 sr).

Le GBM a été conçu pour observer les sursauts gamma (cf. Chap. 2). Il a donc un maximum de sensibilité pour des énergies autour de quelques centaines de keV, et un grand champ de vue (il verra toute la partie du ciel non occultée par la Terre). Il est constitué de douze détecteurs à scintillation (NaI) équipés d'un photomultiplicateur chacun et de deux détecteurs BGO (germanate de bismuth) avec deux photomultiplicateurs chacun. Les détecteurs BGO permettront de couvrir la gamme d'énergie entre 150 keV et 30 MeV et les NaI seront sensibles aux photons entre quelques keV et 1 MeV.

[16] Autrement dit, le plomb est choisi parce que sa longueur de radiation est faible : 56 mm.

Chapitre 2

Sursauts gamma : état actuel des connaissances

2.1 Introduction

Les sursauts gamma (GRB de l'anglais *Gamma Ray Burst*) sont des bouffées, des flashes de photons gamma d'énergies comprises entre quelques keV et quelques dizaines de GeV. La plupart est suivie d'une émission retardée (en anglais *afterglow*) dans les domaines X, visible, IR et radio. Ils se produisent uniformément sur la voûte céleste à un rythme d'environ un ou deux par jour.

Nous savons maintenant que les sursauts sont les événements explosifs les plus violents, juste après le Big Bang. Ils libèrent une énergie d'environ 10^{51} ergs [1] en quelques secondes. Au moment où l'émission d'un sursaut nous parvient, elle est tellement intense qu'elle domine tout le ciel gamma : elle est plus brillante que toutes les autres sources combinées. C'est ce qui permet de détecter les GRB avec des instruments à grand champ de vue.

Depuis 1997, année où le premier redshift [2] de la galaxie hôte d'un sursaut a pu être déterminé, on sait que les sursauts sont à des distances cosmologiques. L'origine des sursauts gamma est longtemps restée mystérieuse. C'est seulement à partir de 2003 qu'il a été possible de relier les sursauts longs avec un certain type de supernovae.

Dans ce chapitre, nous allons revenir sur l'historique des découvertes concernant les sursauts et nous décrirons leurs caractéristiques principales. Pour finir, nous exposerons brièvement deux modèles théoriques : le modèle des chocs internes-externes et le modèle des *canonballs*.

[1] Pour les astroparticules, les énergies importantes sont souvent exprimées en ergs. 1 erg $= 10^{-7}$ J $=$ 0.62 TeV.

[2] Le *redshift* est le décalage vers le rouge des raies spectrales des objets lointains, du fait de l'expansion de l'Univers. Il est noté par la lettre z. $z = 2$ correspond à une distance d'environ 10^{10} a.l. et $z = 5$ correspond à environ 12×10^9 a.l..

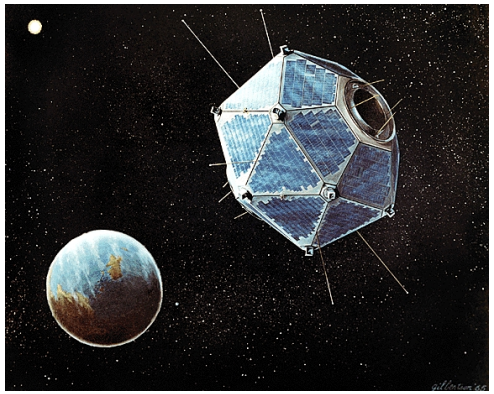


Fig. 2.1: Vue d'artiste du satellite Vela-5B. Image Los Alamos National Laboratory.

2.2 Historique

2.2.1 Les découvertes fortuites

Dans un premier temps, les expériences qui collectent des données sur les sursauts gamma ne sont pas faites dans ce but. Les premières observations des sursauts sont donc fortuites.

Les sursauts gamma ont été découverts par hasard en 1967 par un satellite de la série Vela (cf. Fig. 2.1). Les satellites Vela, équipés de détecteurs X, gamma et neutrons étaient chargés de surveiller l'application du traité d'interdiction des essais d'armes nucléaires dans l'atmosphère et en dehors, y compris sur la Lune. Ils étaient donc conçus pour détecter des photons d'origine artificielle et pour donner la localisation des essais nucléaires par triangulation.

Or, le 2 juillet 1967, les photons gamma viennent du ciel et sont d'origine naturelle. Du fait du caractère très confidentiel des satellites Vela, c'est en 1973 que la découverte du premier sursaut est rendue publique [36].

La découverte de Vela, une fois rendue publique, est rapidement confirmée par d'autres expériences. On remarque *a posteriori* la présence d'un sursaut dans les données d'OGO-1 (1964-1969). Les séries de satellites OSO (huit satellite de 1962 à 1978) et OGO [37], ainsi que COSMOS-461 (1971), IMP-7 (1972) [38], PROGNOZ-2 (1972) et RADSAT (1972) découvrent une quinzaine de sursauts dont certains sont vus simultanément par plusieurs satellites.

2.2.2 Les observations systématiques

L'avant BATSE

Dans la deuxième partie des années 70, on est convaincu de l'existence d'un phénomène nouveau et on commence à installer des instruments dédiés à l'étude des sursauts sur différentes missions spatiales.

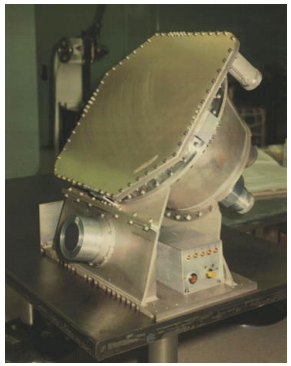


Fig. 2.2: L'un des huit modules de BATSE. Image NASA.

Helios-2, lancé en 1976, est le premier satellite prévu pour étudier le profil temporel des GRB [39]. Il trouve des similitudes dans les structures fines des courbes de lumière de différents sursauts. Lancé en 1976, Solrad 11 [40] fait des observations simultanées de huit sursauts avec au moins un satellite Vela et de quatre sursauts avec Helios-2.

À partir de 1978, les sondes Pioneer, qui embarquent un détecteur gamma (le *Orbiter Gamma Burst Monitor*) [41], ont pour but de déterminer avec précision la direction des sursauts. Pour la première fois, on utilise plusieurs expériences (Pioneer, Helios-2, ISEE-3 et Venera-11 et 12) simultanément pour déterminer la position des sursauts par une méthode de triangulation. C'est la naissance de l'*Interplanetary Network* (IPN).

Dans les années 80, on commence à recueillir les données des sursauts pour constituer des catalogues. En 1981, Mazets et ses collaborateurs rassemblent les sursauts observés par KONUS [42]. Un peu plus tard, en 1987, Atteia *et al.* constituent un catalogue à l'aide des observations de l'IPN [43]. Dès lors, on observe déjà la répartition isotrope des sursauts dans le ciel.

Lancées en 1978, les sondes Venera-11 et 12 voyagent à destination de Vénus séparées de 0.02 unités astronomiques. C'est la première fois qu'on utilise deux détecteurs identiques, séparés d'une telle distance pour observer les sursauts. À cette époque, on pense que les sursauts sont d'origine galactique et les estimations des énergies mises en jeu sont d'environ 10^{40}-10^{41} ergs.

Toujours en 1978, Prognoz-7, en triangulation avec Venera-11 et 12, détecte 30 sursauts.

Venera-13 et 14, lancées en 1981, détectent 44 sursauts au rythme d'un tous les trois jours.

Entre 1981 et 1991, de nombreuses expériences se succèdent. Citons par exemple PHEBUS, expérience embarquée à bord du satellite russe GRANAT qui permet de constituer un catalogue de 66 sursauts [44], et ULYSSES, lancée en 1990, qui est toujours en état de fonctionnement et qui fait partie du réseau de localisation actuel (IPN3, cf. section 2.2.4).

BATSE

Lancé en 1991, CGRO (*Compton Gamma-Ray Observatory*) embarque un instrument d'une importance capitale de par la quantité de connaissances qu'il a permis d'apporter à propos des

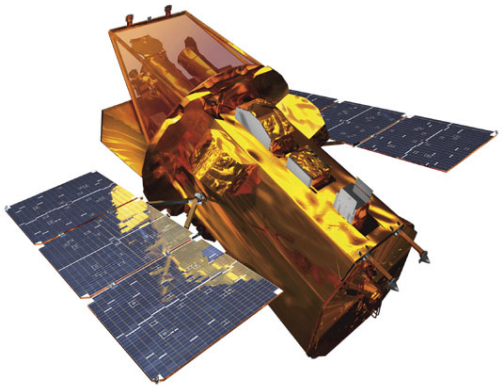


Fig. 2.3: Le satellite SWIFT. Image NASA E/PO.

GRB : BATSE. BATSE [45] est constitué de huit modules identiques de détecteurs NaI qui permettent de couvrir le ciel entier entre 20 keV et 10 MeV (cf. Fig. 2.2, page précédente). Chaque module se compose d'un détecteur grand champ d'une surface de 2000 cm^2, optimisé pour la sensibilité et la réponse directionnelle et d'un spectrographe optimisé pour sa bande en énergie et sa résolution. La grande sensibilité de BATSE [3] a fait qu'il a détecté environ un sursaut par jour pendant les neufs ans de son fonctionnement en orbite, soit 2704 au total.

BATSE permet de confirmer la répartition isotrope des sursauts dans le ciel avec une très bonne statistique. Par là même, on fait un pas vers le fait que les sursauts sont situés à des distances cosmologiques, et non pas dans la galaxie. On remarque aussi qu'il existe des sursauts courts et des sursauts longs, et que leurs courbes de lumières ont des aspects très variables.

BeppoSAX

Le satellite BeppoSAX [46], lancé en avril 1996, est équipé de deux caméras X à grand champ (les WFC, *Wide Field Camera*) et de quatre instruments à champ réduit (les NFI, *Narrow Field Instruments*).

Chaque WFC a un champ de vue de 20° x 20°, une gamme d'énergie allant de 2 keV à 28 keV et une surface effective de 140 cm^2. Équipées chacunes d'un masque codé et d'un compteur proportionnel, les WFC permettent de localiser les sources à environ 1' près [4].

Les NFI sont constitués de quatre télescopes X sensibles entre 0.1 keV et 10 keV et de deux instruments sensibles dans les gammes d'énergies 4-120 keV et 15-300 keV. À l'aide des instruments X, BeppoSAX dispose d'une bonne capacité de localisation qui fait défaut à BATSE [5] : les NFI ont une résolution angulaire de 75" à 6 keV.

[3] La sensibilité de BATSE était de 5 à 10 fois plus grande que celle des expériences antérieures.

[4] 1' = une arcminute = 1/60 de degré. 1" = une arcseconde = 1/60 d'arcminute.

[5] BATSE ne permet pas de localiser un sursaut à mieux que 5° près et l'optimisation possible à l'aide de l'IPN est beaucoup trop lente (de un jour à quelques semaines) pour permettre l'observation d'une contrepartie optique.

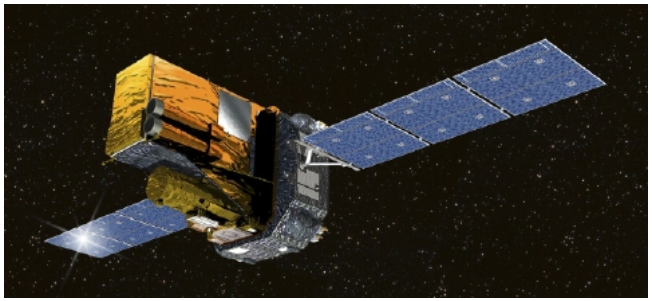


Fig. 2.4: Vue d'artiste du satellite INTEGRAL. Image ESA.

En résumé, BeppoSAX a trois avantages importants pour l'observation des sursauts :
- il est sensible sur une large gamme d'énergie (0.1 keV à 300 keV) ;
- après la détection en gamma, BeppoSAX peut être orienté vers la source pour une détection éventuelle d'une émission en X. Cette opération prend de 6 à 8 heures à partir du déclenchement ;
- il dispose d'une bonne précision de localisation.

De fait, c'est BeppoSAX qui observe pour la première fois en 1997 l'afterglow d'un sursaut en X. Dès lors que cette émission retardée est identifiée, il est possible de déterminer la distance de la galaxie hôte, soit en étudiant les raies d'absorption visible de l'afterglow, soit en mesurant le spectre visible de la galaxie elle-même si elle est identifiée.

BeppoSAX a ainsi permis de confirmer la nature cosmologique des GRB.

2.2.3 Détecteurs actuels

Trois détecteurs gamma spatiaux sont en cours d'opération actuellement : HETE-2, SWIFT et INTEGRAL.

Nous décrirons HETE-2 en détail au chapitre 4.

SWIFT [47] (cf. Fig. 2.3) a été lancé en novembre 2004. Il est conçu pour transmettre au sol une localisation précise (1' à 4') dans un temps réduit (environ 15 s).

SWIFT dispose de trois instruments complémentaires :
- le *Burst Alert Telescope* (15-150 keV), disposant d'un grand champ de vue (2 sr) ;
- le *X-ray Telescope* (0.3-10 keV), qui permet d'obtenir un spectre de l'afterglow et de mesurer son redshift à partir des raies d'absorption ;
- le *UV/Optical Telescope* (170-650 nm) qui fourni la position des sursauts avec une précision de 0.3" à 5".

Après la détection initiale en gamma, le satellite peut s'orienter (en 20-75 s) pour pointer ses instruments X/UV/optiques vers la position du sursaut.

SWIFT devrait détecter environ 200 sursauts sur une durée de deux ans. Il en a détecté 105 entre son lancement et décembre 2005, dont 27 ont une mesure de redshift.

INTEGRAL (*INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory*) [48] (cf. Fig. 2.4) est un satellite de l'Agence Spatiale Européenne, lancé le 17 octobre 2002. Il emporte quatre instruments scientifiques permettant les observations simultanées dans plusieurs domaines de

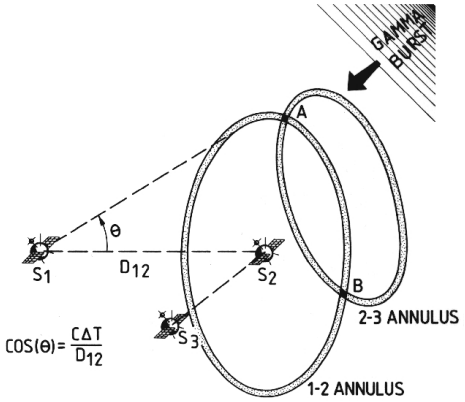


Fig. 2.5: Principe de la triangulation par l'IPN. Chaque paire de satellite, comme S1 et S2, donne un anneau des directions d'arrivée possibles. Le centre de cet anneau est défini par le vecteur joignant les deux expériences. Son rayon θ dépend de la différence entre les temps d'arrivée divisée par la distance entre les deux détecteurs. Plus les satellites sont éloignés les uns des autres, plus la localisation est précise. D'après [49].

longueur d'onde :
- le spectromètre SPI (20 keV - 8 MeV), qui a une résolution angulaire de 2° et un champ de vue de 19° ;
- l'imageur IBIS, avec une résolution de 12' entre 15 keV et 10 MeV ;
- les détecteurs X JEM-X sensibles entre 3 keV et 35 keV et qui ont une résolution angulaire d'une arcminute ;
- une caméra optique CCD avec un champ de 5° sur 5°, sensible jusqu'à une magnitude de 18.

INTEGRAL a pu détecter 31 sursauts entre son lancement et décembre 2005.

2.2.4 Un mot sur l'IPN

L'IPN (*Interplanetary Network*) [49] regroupe des satellites susceptibles de détecter des GRB. Si les instruments sont suffisamment éloignés les uns des autres, ils détecteront un sursaut à des moments différents. En comparant les temps d'arrivée des photons dans chaque expérience et en employant une technique de triangulation, il est possible de donner une localisation précise de l'événement (cf. Fig. 2.5). En fait, plus les satellites sont éloignés les uns des autres, plus la localisation est précise. Avec des détecteurs séparés d'une unité astronomique, la précision atteint 1'. Au mieux, la localisation peut-être fournie a dans un délais d'un jour, ce qui limite les possibilités d'observer l'afterglow en X et donc de fournir une localisation plus précise.

Le premier IPN a été constitué au milieu les années 70. De nombreuses expériences parmi lesquelles on citera Helios-2, Venera-11 et 12, ainsi que Pionner en ont fait partie.

Aujourd'hui, le troisième réseau (IPN3) est en activité. Il a été constitué en premier lieu par la sonde ULYSSES, rejointe peu après par CGRO. Aujourd'hui, CGRO n'est plus en activité

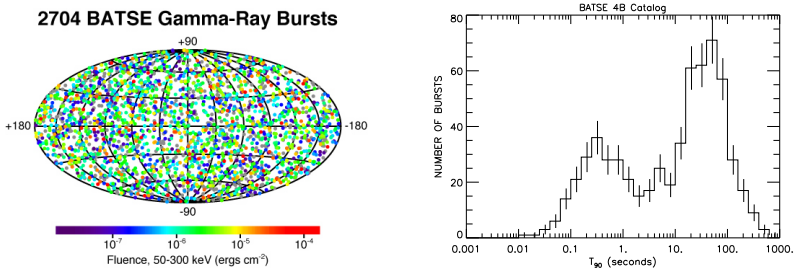


Fig. 2.6: Répartition des positions (à gauche) et des durées (à droite) des sursauts observés par BATSE. Sur le graphique de gauche, les couleurs correspondent à des fluences différentes. D'après [50].

et le détecteur gamma de ULYSSES est en sommeil pour des raisons d'économie d'énergie. Il pourra toutefois être remis en service. Les expériences SWIFT, HETE-2, INTEGRAL, Mars Odyssey (en orbite autour de Mars), KONUS, RHESSI et MESSENGER (qui se dirige vers Mercure) font actuellement partie de l'IPN3.

L'IPN détecte environ 200 GRB par an. Toutefois, le fait qu'ULYSSES, qui est très loin de la Terre, soit en sommeil, fait diminuer la précision de la localisation à quelques dizaines d'arcminutes.

2.3 Caractéristiques principales des GRB

2.3.1 Isotropie dans le ciel

La répartition isotrope des sursauts gamma[6] a été vérifiée avec une statistique importante. La figure 2.6 (à gauche) montre la répartition des 2704 sursauts observés par BATSE.

Le fait que la répartition soit uniforme exclut que les sursauts soit d'origine galactique. Dans ce cas, ils auraient été concentrés dans le plan du disque de la galaxie. Toutefois, certains auteurs ont cru qu'ils étaient situés dans le halo sphérique entourant la galaxie jusqu'à ce que la première mesure de redshift contredise cette hypothèse.

2.3.2 Durées et duretés

Les GRB sont des phénomènes extrêmement courts par rapport à beaucoup de phénomènes astrophysiques et cosmologiques.

La durée des sursauts est souvent définie expérimentalement comme le temps pendant lequel le sursaut émet 5% à 95% de ses photons[7]. Ce temps est noté T90.

La figure 2.6 (à droite) montre la distribution des valeurs de T90 pour les sursauts détectés par BATSE. Deux populations apparaissent clairement : l'une regroupe les sursauts dits *courts*. Ceux-ci durent quelques dixièmes de seconde et ils sont souvent difficiles à localiser[8]. L'autre

[6] Ceci est valable aussi bien pour les sursauts courts que pour les sursauts longs.

[7] Si on reçoit 100 photons d'un sursaut, son T90 est le temps qui s'écoule entre l'arrivée du 5^{e} photon et celle du 95^{e}.

[8] Le plus souvent, l'émission retardée et déjà trop faible lorsque l'on parvient à pointer les instruments X ou visible. En fait, elle est plus faible dès le début.

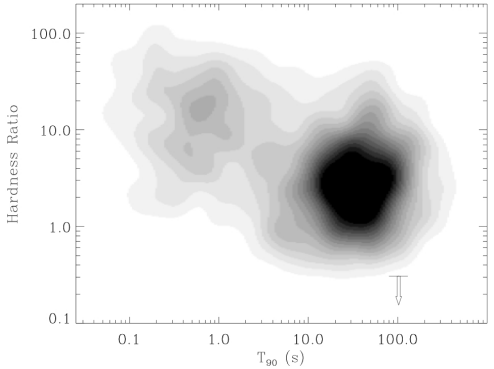


Fig. 2.7: Évolution du rapport de dureté moyen en fonction de la durée des sursauts. D'après [52].

regroupe les sursauts *longs*, qui durent quelques dizaines de secondes. En 1998, Horváth avance l'existence d'un troisième groupe de sursauts avec des durées comprises entre 2 s et 10 s [51].

Le fait que les sursauts courts et les sursauts longs appartiennent à des catégories à part est confirmé par le fait que les sursauts courts ont des spectres plus durs que les sursauts longs (cf. Fig. 2.7). Pour mesurer la dureté d'un spectre, on utilise le rapport entre les nombres de coups obtenus dans des bandes d'énergies différentes. C'est ce qu'on appelle le rapport de dureté ou en anglais *hardness ratio*. Ce rapport est souvent défini de manière à augmenter quand le spectre devient plus dur.

2.3.3 Propriétés temporelles

Courbes de lumières Si on observe les courbes de lumière des sursauts, c'est-à-dire le nombre de photons qu'ils émettent par unité de temps, on remarque une grande variété de formes. Comme l'illustre la figure 2.8[9], il existe des courbes avec des pics bien séparés et entre lesquels il n'y a pas de signal (GRB 990510), des courbe avec une croissance rapide et une décroissance exponentielle (FRED pour *Fast Rise Exponential Decay*, GRB 000131), ou encore des courbes avec de nombreuses structures entremêlées.

Une classification des courbes de lumière en fonction de leurs formes est proposée dans [53].

Caractéristiques Les courbes de lumière présentent souvent une grande variabilité à petite échelle. Cette variabilité, qui peut être au minimum de l'ordre de la milliseconde, mais qui est plus souvent comprise entre 0.1 s et 1 s, ne peut être due qu'à une accélération importante de la matière du jet. C'est par cette observation que l'on a déduit que le moteur central à l'origine des sursauts devait être un objet compact.

D'autre part, en étudiant de manière systématique les courbes de lumière des sursauts gamma, on a mis au jour diverses relations intéressantes entre luminosité, variabilité et décalages temporels (*time lags*).

[9] Voir aussi la figure 9.1 du chapitre 9.

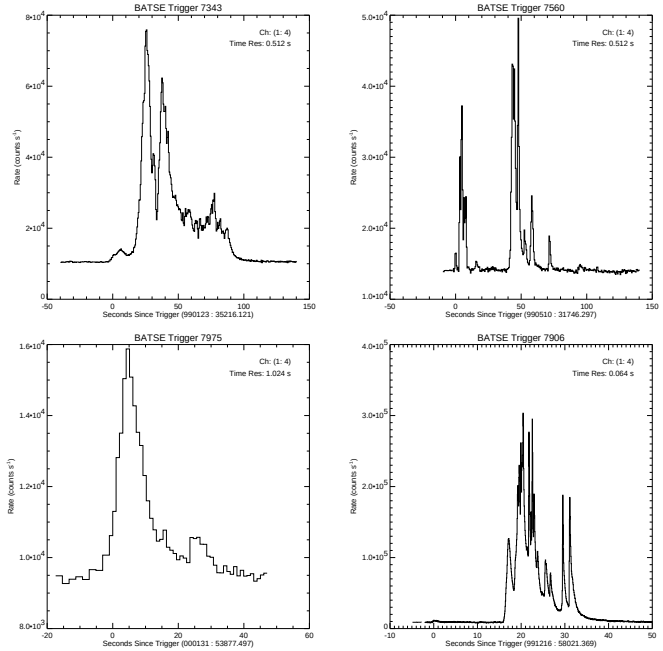


Fig. 2.8: Les courbes de lumière de quelques sursauts observés par BATSE. Dans le sens des aiguilles d'une montre : GRB 990123, GRB 990510, GRB 991216 et GRB 000131. D'après [50].

Ainsi, en étudiant une dizaine de sursauts, Reichart et ses collaborateurs [54] ont trouvé que les sursauts les plus variables ont une grande luminosité intrinsèque. Pour mesurer la variabilité V, les auteurs calculent l'écart entre la courbe de lumière et un lissage de cette même courbe sur un intervalle donné. Le lissage est obtenu en convoluant la courbe de lumière avec un fonction rectangulaire et d'aire égale à un. Ils en déduisent que la luminosité isotropique L, la luminosité totale du sursaut calculée en faisant l'hypothèse d'une émission isotrope, est telle que :

$$L \sim V^{3.3}. \tag{2.1}$$

En étudiant six sursauts de BATSE, et en mesurant les écarts temporels moyens τ entre les pics d'émission dans deux bandes d'énergie différentes (25-50 keV et 100-300 keV)), Norris *et al.* [55] ont montré qu'il existe une relation entre τ et la luminosité isotropique maximale. En exprimant cette luminosité en unité de 10^{53} erg.s^{-1}, ils obtiennent la relation :

$$L_{53} \approx 1.3 \left(\frac{\tau}{0.01 \text{ s}}\right)^{-1.14}. \tag{2.2}$$

Ainsi, plus la luminosité est importante, plus les écarts temporels sont petits.

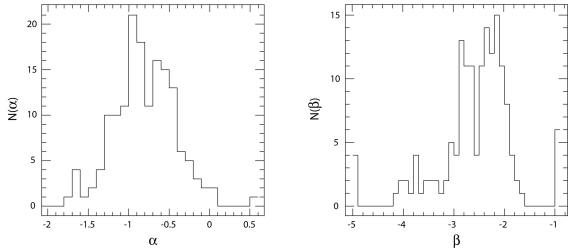


Fig. 2.9: Distributions des exposants α et β caractérisant le spectre des sursauts d'après le modèle de Band. D'après [58].

Fenimore *et al.* avaient déjà montré auparavant que le pic devient plus large dans les basses énergies [56].

Un autre résultat important de Norris *et al.* est que le maximum du pic d'émission apparaît plus tôt dans les hautes énergies que dans les basses énergies. Ces observations sont importantes pour nous puisque dans la partie III, nous étudierons les variations de τ pour douze sursauts observés par HETE-2, dans le cadre d'un modèle de gravitation quantique.

Comme nous venons de le voir, la variabilité et les écarts temporels sont tous deux liés à la luminosité. Schaefer *et al.* [57] vérifient avec 112 sursauts que ces deux grandeurs sont bien corrélées entre-elles :

$$V = 0.0021\tau^{-0.46}. \tag{2.3}$$

2.3.4 Spectres

L'étude spectrale menée à l'aide de BATSE a montré une grande homogénéité des caractéristiques des sursauts. Les spectres présentent un maximum autour de quelques centaines de keV et sont bien représentés par le modèle de Band [59]. Dans ce modèle, le spectre est représenté par deux lois de puissance qui se suivent de manière continue au maximum. :

$$N(E) = \begin{cases} AE^{\alpha}e^{-E/E_0} & \text{si } E < E_0(\alpha-\beta) \\ A\left[(\alpha-\beta)E_0\right]^{(\alpha-\beta)} e^{\beta-\alpha}E^{\beta} & \text{si } E > E_0(\alpha-\beta) \end{cases} \tag{2.4}$$

Le maximum du spectre intervient à l'énergie notée E_{peak} et définie par $E_{peak} = E_0(2+\alpha)$ dès lors que $\alpha \geq -2$ et $\beta < -2$. À basse énergie, on a donc $N(E) \propto E^{\alpha}$ et à haute énergie, $N(E) \propto E^{\beta}$. Les distributions de α et β obtenues pour les sursauts observés par BATSE sont montrées par la figure 2.9.

La figure 2.10 montre le spectre du GRB 041006 ajusté par une loi de Band.

2.3.5 Afterglows

L'émission prompte des GRB est suivie par une émission retardée, dont l'énergie et l'intensité décroissent progressivement. Cette émission retardée (l'*afterglow*) peut être détectée en X, visible, IR et radio. Selon les modèles, elle est la conséquence de l'interaction du vent relativiste avec le milieu interstellaire (cf. Sec. 2.5).

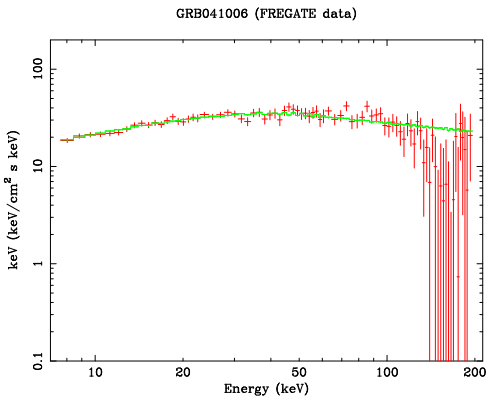


Fig. 2.10: Spectre du GRB 041006 mesuré par FREGATE, intégré sur la durée du sursaut, après passage dans la matrice de réponse de l'instrument et avec l'ajustement par une fonction de Band. L'ajustement donne α = -1.22$^{+0.03}_{-0.06}$, β = -2.3 (paramètre fixé) et E_0 = 51.24$^{+13}_{-12}$ keV. Ce graphique est à comparer avec la figure 9.5 du chapitre 9.

Le premier afterglow X a été observé par BeppoSAX huit heures après le GRB 970228 [61]. Peu de temps après, l'afterglow visible était détecté également.

L'émission X décroît au cours du temps, comme le montre la figure 2.11 de la page 50. En fait, Zhang *et al.* [62] ont montré que le flux peut être exprimé comme une fonction du temps t et de la fréquence ν :

$$F(t,\nu) \propto t^{\alpha}\nu^{\beta}, \tag{2.5}$$

où $\alpha \sim$ -0.9 et $\beta \sim$ -1.4.

L'observation de l'afterglow optique (cf. Fig. 2.12) commence en général quelques heures après le sursaut. Pourtant, il est arrivé que l'on détecte l'afterglow visible alors que l'émission prompte n'était pas encore terminée. L'étude de ce phénomène nécessite des expériences capables de localiser très rapidement et avec précision les sursauts.

Comme l'afterglow X, l'afterglow visible décroît progressivement en suivant la même loi que celle de l'équation 2.5 mais avec $\alpha \sim$ -1 et $\beta \sim$ -0.7.

L'afterglow radio décroît beaucoup plus lentement que ses homologues X et visible. Il est parfois encore détectable plusieurs années après le sursaut. Le premier sursaut pour lequel l'afterglow radio a été détecté était GRB 970508. C'est aussi le premier sursaut pour lequel le redshift a pu être déterminé.

2.3.6 Redshifts

Bien que le GRB 970228 soit le premier sursaut pour lequel l'afterglow a été détecté, son redshift n'a pas pu être trouvé immédiatement. C'est donc quelques mois plus tard que le premier redshift, celui du GRB 970508 a été déterminé à $z = 0.835$. Il a été déduit en utilisant les raies d'absorption du spectre de son afterglow [63] et cette mesure est venue confirmer la nature cosmologique des GRB.

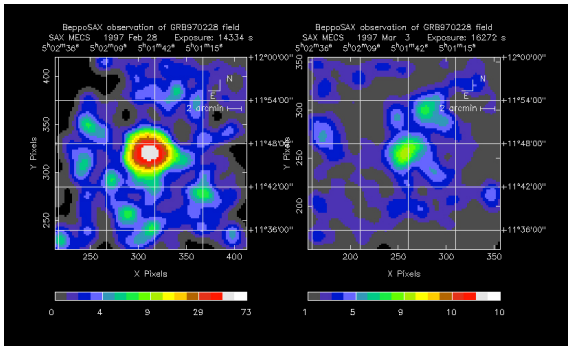


Fig. 2.11: Afterglow X du GRB 970228 observé par BeppoSAX. Les deux images sont prises à deux jours d'intervalle. D'après [60].

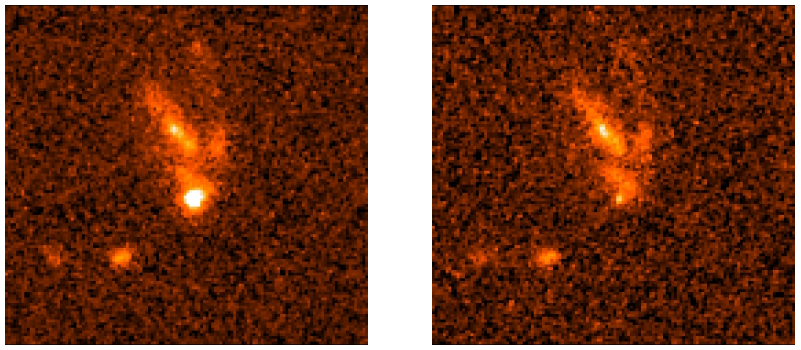


Fig. 2.12: Afterglow visible du GRB 990123 observé par le télescope spatial Hubble en février (à gauche) et mars 1999 (à droite). Images NASA STScI.

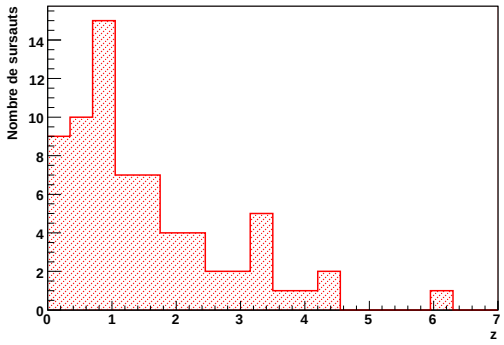


Fig. 2.13: Distribution des redshifts pour les 70 sursauts pour lesquels ils ont pu être déterminés jusqu'en décembre 2005.

Deux techniques peuvent être utilisées pour trouver le redshift d'un sursaut. Comme pour le GRB 970508, on peut déterminer le décalage vers le rouge des raies d'absorption du spectre de l'afterglow dans le domaine visible. C'est la méthode la plus rapide, la plus simple et celle qui donne le plus de résultats. Toutefois, il n'est pas toujours possible de mesurer le spectre ou d'observer des raies d'absorption suffisamment nettes. L'autre technique consiste d'abord à identifier la galaxie hôte du sursaut, puis de déterminer la distance de cette galaxie. Dans ce cas, encore faut-il être sûr d'identifier la bonne galaxie, et que celle-ci soit suffisamment brillante pour pouvoir mesurer son spectre. Il arrive aussi que la galaxie soit identifiée, mais que personne ne puisse mesurer son spectre, faute de temps d'observation disponible avec un télescope.

Fin 2005, on dispose d'une mesure de redshift pour seulement 70 sursauts. Les redshifts se répartissent entre 0.0085 (GRB 980425) et 6.29 (GRB 050904) pour une valeur moyenne d'environ 1.5 (cf. Fig. 2.13).

La difficulté de mesurer les redshifts a poussé certains auteurs à trouver des grandeurs permettant d'estimer la distance des sursauts. Il existe différentes approches pour trouver ces estimateurs. Par exemple, Norris *et al.* [55] et Reichart *et al.* [54] estiment la luminosité des sursauts en mesurant respectivement les décalages en temps et la variabilité et en déduisent la luminosité intrinsèque (avec les relations que nous avons vues dans la section 2.3.3) puis le redshift. Une autre méthode permet d'estimer le redshift en utilisant seulement les propriétés de l'émission gamma avec les paramètres α, β et E_{peak} des spectres [64]. Le *pseudo-redshift* ainsi obtenu est précis à un facteur deux près.

2.4 Lien avec les Supernovae

Le lien entre les sursauts et les supernovae (SN) était suspecté depuis la fin des années 90. Des preuves indirectes étaient données entre autres par la localisation des sursauts dans leurs galaxies hôtes [66] et l'étude statistique des types des galaxies hôtes [67].

Le GRB 980425 était le premier sursaut à être associé à une supernova (SN1998bw) mais sa

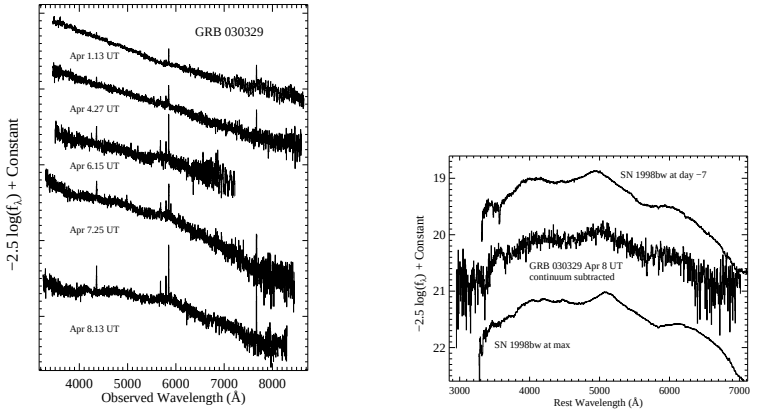


Fig. 2.14: Évolution du spectre de GRB 030329/SN2003dh entre le 1er et le 8 avril 2003 (à gauche). Spectre obtenu en soustrayant le spectre du 4 avril de celui du 8 avril (à droite), comparé avec le spectre de la SN1998bw. Voir le texte pour les explications. D'après [65].

luminosité intrinsèque était de quatre ordres de grandeur inférieure à celle des autres sursauts de redshifts connus. On a donc pensé à l'époque qu'il faisait partie d'une catégorie à part.

Pour avoir une chance d'observer une supernova en relation avec un sursaut, il faut que celui-ci soit suffisamment proche. Or l'essentiel des sursauts se produisent à $z \approx 1$. Cela explique pourquoi il n'existe pas beaucoup de couples connus GRB-SN.

La connexion GRB-SN la plus convaincante à ce jour est celle associant le GRB 030329 et la SN2003dh. Le sursaut 030329 est le sursaut le plus brillant détecté par HETE-2 et un des sursauts les plus brillants jamais détectés. Il s'agissait d'un sursaut long (> 25 s), proche ($z \approx 0.1685$) et son afterglow était lui aussi très brillant (il a même pu être observé plus d'une semaine après l'émission gamma).

En mesurant le spectre de l'afterglow plusieurs jours d'affilée, Stanek et ses collaborateurs ont constaté l'apparition progressive de structures rappelant le spectre d'une supernova de type Ic (cf. Fig. 2.14) [65].

Sur la figure à gauche, on voit l'évolution du spectre entre le 1er avril 2003 (courbe du haut) et le 8 avril (en bas). Au début, le spectre suit une loi de puissance en $F_\nu \propto \nu^{-0.9}$. à partir du 6 avril, des structures en bosses commencent à apparaître. En soustrayant la loi de puissance du 4 avril, supposée caractéristique de l'afterglow, du spectre du 8 avril, Stanek *et al.* ont obtenu la courbe du milieu de la figure de droite. La ressemblance entre ce spectre et celui de la SN1998bw, associée au sursaut GRB 980425, est frappante.

Aujourd'hui, il semble donc établi que les sursauts longs sont liés à des supernovae. En ce qui concerne les sursauts courts, on pense qu'ils sont dus à l'effondrement d'un objet binaire compact (par exemple deux étoiles à neutrons ou une étoile à neutron et un trou noir) [68] mais le peu d'observation ne permet pas d'avoir de certitude pour le moment.

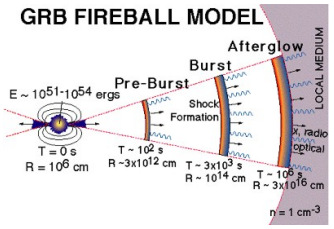


Fig. 2.15: Schéma illustrant le modèle des chocs. D'après [69].

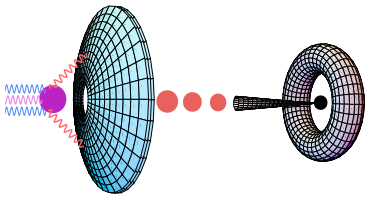


Fig. 2.16: Schéma illustrant le modèle cannonball. D'après [70].

2.5 Un mot sur les modèles

Nous allons maintenant décrire brièvement deux modèles élaborés pour décrire la formation des sursaut gamma.

Le modèle des chocs internes-externes (cf. par exemple [71]), souvent appelé aussi modèle *fireball* (cf. Fig. 2.15) est le plus accepté par la communauté. Il se déroule en trois étapes :

- l'effondrement d'une étoile massive ou d'un système binaire provoque la création d'un jet relativiste composé surtout de photons et d'e^-/e^+. Ce jet produit un vent relativiste composé de plusieurs couches ;
- les couches du vent relativiste n'allant pas toutes à des vitesses égales, les plus rapides rattrapent les plus lentes. Il se produit alors des chocs internes pendant lesquels l'énergie cinétique du vent est convertie en photons gamma, principalement par accélération des électrons aux chocs et émission synchrotron ;
- lorsque le vent atteint le milieu interstellaire, il se produit une onde de chocs, les chocs externes. L'énergie restante est rayonnée en X, visible, IR et radio par émission synchrotron et forme l'afterglow.

Le modèle des *canonballs* [70] suppose d'emblée que les sursauts sont engendrés par des supernovae. Après l'explosion, l'objet compact résultant émet des grumeaux de matière (les boulets de canon, ou *cannonballs*), qui ont une masse environ égale à celle de la Terre, et qui sont très relativistes ($\Gamma \sim 1000$). En percutant la matière émise au préalable par la supernova, les grumeaux émettent des gamma (cf. Fig. 2.16). La variabilité des courbes de lumière est expliquée par la répartition de la matière éjectée par la SN et par le nombre de canonballs.

2.6 Conclusions

Parce qu'ils sont très énergétiques et très lointains, les sursauts ont un intérêt scientifique indéniable. Nous verrons dans la partie III qu'ils peuvent être utilisés pour explorer la physique dans des conditions où le modèle standard est insuffisant.

Du fait de leur brillance, nous devrions être en mesure d'observer des sursauts à grand redshift. Il y a encore peu de temps, on pensait pouvoir accéder à des redshifts de 15 ou même

20 [72] mais aujourd'hui les prévisions sont plus modérées. On pense que 10% des sursauts ont un redshifts supérieur à 5 et que les observations seront possibles jusqu'à environ z∼8. Ces observations nous permettrons de sonder l'Univers primordial et de nous renseigner sur le taux de formation d'étoiles à grand redshift.

Ces deux utilisations potentielles des GRB, qui pourraient être complétées par d'autres, motivent actuellement les chercheurs qui imaginent des expériences toujours plus performantes pour étudier les sursauts. Actuellement, les satellites SWIFT et INTEGRAL sont en opération.

Dès 2007, GLAST [24] sera capable de détecter une centaine de sursauts par an entre quelques keV et plusieurs dizaines de GeV (cf. Chap. 1).

Plus loin dans l'avenir (2011), le micro-satellite ECLAIRs [73], fruit d'une collaboration sino-française, sera dédié à l'étude de l'émission prompte. Il permettra d'observer environ 100 sursauts par an sur une gamme d'énergie de 4 keV à 10 MeV et de donner rapidement leur localisation à 1' près. Il sera en fait conçu pour servir de déclencheur aux télescopes robotisés au sol pour que ceux-ci puissent localiser les sursauts le plus tôt possible.

Chapitre 3

Un détecteur sur la Station Spatiale Internationale

Début 2008, une navette spatiale américaine emportera le spectromètre magnétique AMS-02 (AMS pour *Alpha Magnetic Spectrometer*) vers la Station Spatiale Internationale (ISS pour *International Space Station*) où il sera placé pour une durée de trois ans au moins.

Fruit de la collaboration de 56 laboratoires et d'environ 500 chercheurs d'Amérique, d'Europe et d'Asie, AMS-02 permettra l'étude des rayons cosmiques chargés, de la matière noire et de l'antimatière primordiale. En outre, son détecteur de trace au Silicium (noté dans la suite STD) et son calorimètre électromagnétique (ECAL pour *Electromagnetic Calorimeter*) lui permettront de détecter les photons entre environ 1 GeV et 300 GeV.

La mission AMS-02 fera suite au vol d'un prototype, AMS-01, dont nous décrirons les caractéristiques principales dans la première partie. Dans les sections suivantes, nous évoquerons AMS-02 et ses différents sous-détecteurs, ainsi que les différents buts physiques de cette mission.

3.1 Le vol précurseur

Le 2 juin 1998, la navette spatiale américaine *Discovery* décollait pour un vol de dix jours[1] avec à son bord le prototype de l'expérience AMS [74][75] (cf. figure 3.1).

Le vol avait plusieurs objectifs :

- Tester le fonctionnement d'une expérience de physique des particules dans les conditions d'un vol spatial : variations de température entre -65 °C et +40 °C, vide, rayonnement important pouvant altérer les composants électroniques ;
- Tester la résistance du détecteur aux vibrations et aux accélérations du décollage (3 g) et aux manœuvres d'entrée dans l'atmosphère (décélération de 6.5 g).

En parallèle à ces tests techniques, la mission a permis d'obtenir des résultats significatifs dans l'étude des rayons cosmiques aux limites de l'atmosphère. Cette partie rappelle brièvement

[1] Le vol STS-91 est le dernier pendant lequel la navette s'est arrimée à la station MIR avant la destruction de la station le 23 mars 2001.

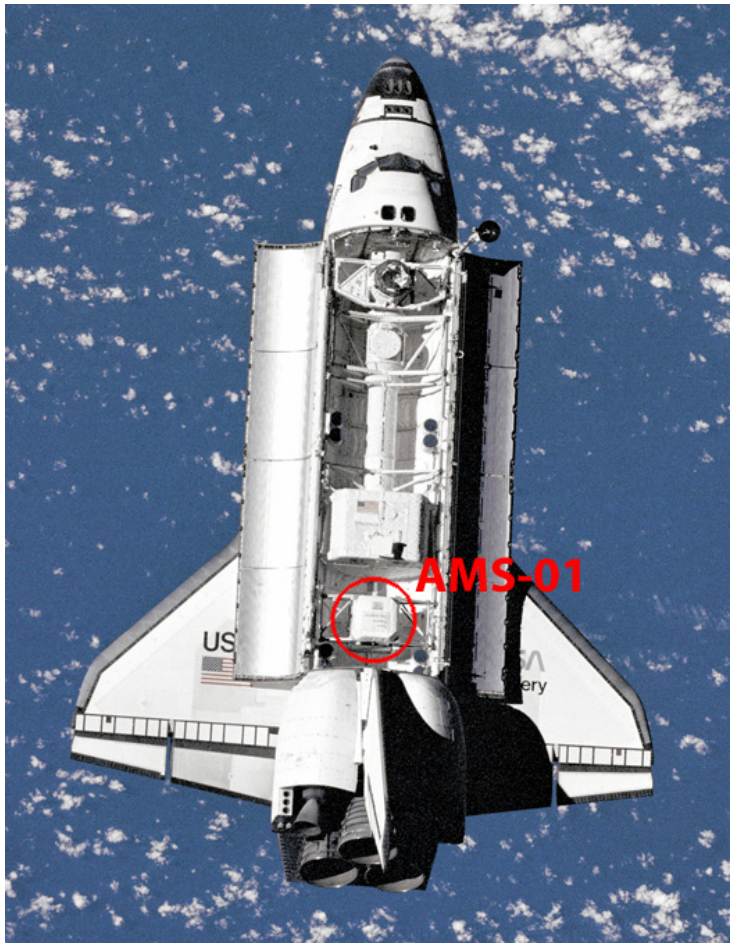


Fig. 3.1: Le détecteur AMS-01 à bord de la navette *Discovery* pendant le vol STS-91 de juin 1998. Cette photo est prise depuis la station MIR. Photo NASA.

ces résultats après une brève description du détecteur.

3.1.1 Le détecteur AMS-01

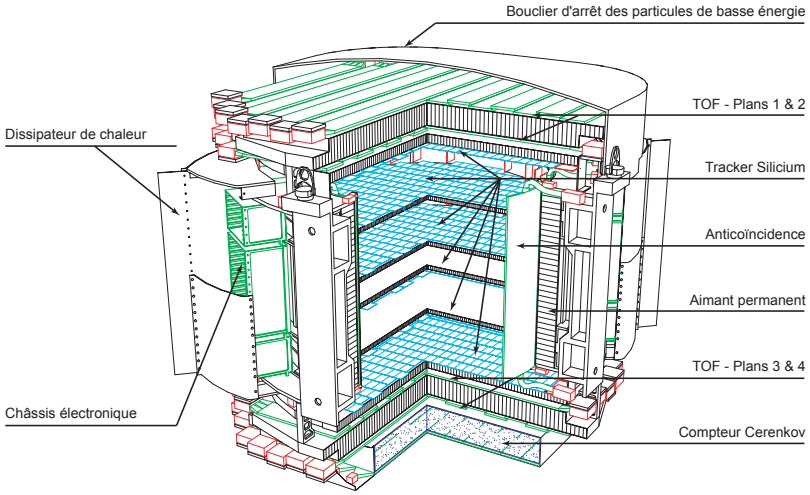


Fig. 3.2: Schéma d'AMS-01 montrant les différentes parties du détecteur.

Les différentes parties d'AMS-01 se répartissent autour d'un détecteur de trace au silicium (par la suite, nous emploierons également l'acronyme STD) plongé dans un champ magnétique de 0.14 T fourni par un aimant permanent (cf. figure 3.2). Le STD compte six plans couverts de cellules de silicium. Dans chaque plan, on mesure la position d'impact des particules et leur perte d'énergie. La mesure des points sur la trace permet la reconstruction de la trajectoire de la particule. Le champ magnétique, en courbant la trajectoire, permet de déduire l'impulsion de la particule et le signe de sa charge.

Au dessus et en dessous du STD sont installés les quatre plans de scintillateurs pour la mesure de temps de vol (TOF de l'anglais *Time Of Flight*) : deux plans en haut et deux en bas. Ils permettent d'identifier les particules en déterminant leur charge absolue $|Z|$ et leur direction (vers le haut ou vers le bas). En combinant les mesures du TOF et du STD, on peut déterminer la charge Z de la particule.

À la base du détecteur se trouve un compteur Čerenkov composé de blocs d'aérogel. Il permet d'étendre les capacités d'identification du TOF en exploitant la lumière Čerenkov créée par les particules pendant leur traversée du gel.

Enfin, un détecteur de véto entoure le STD pour rejeter les rayons cosmiques venant de côté.

L'aimant

L'aimant d'AMS-01 est fabriqué avec un aliage Nd-Fe-B. Il est constitué de différents secteurs permettant d'avoir un champ dirigé perpendiculairement à l'axe de symétrie d'AMS-01. De cette manière, le champ magnétique courbe la trajectoire des particules chargées.

L'aimant, de forme cylindrique, mesure 1.30 m de diamètre pour 80 cm de haut.

Le champ au centre de l'aimant atteint 1.5 kG. Le champ de fuite est de 3 G à 2 m. Pour un détecteur de particules pourvu d'un aimant, il est important de bien connaître le champ de fuite. Il peut en effet avoir des effets sur les systèmes qui l'entourent (électronique, autres détecteurs).

Le détecteur de trace au Silicium

Placé à l'intérieur de l'aimant, le STD est constitué de six plans en matériau composite supportant des détecteurs silicium. Ces détecteurs couvrent une surface de 3 m^2. L'électronique de lecture compte 70000 canaux.

L'aimant courbe les trajectoires des particules chargées qui traversent le STD. Dans le plan de courbure de la trajectoire, la résolution est de 10 μm. Dans le plan où la trajectoire n'est pas courbe, la résolution est de 30 μm.

Un soin particulier est apporté à la construction du STD pour que toutes les déformations de la structure n'aient pas d'influence néfaste sur la précision de l'instrument. Un système de mesure par des lasers infrarouge[2] permet de vérifier l'alignement des plans entre-eux.

Le véto

Autour du STD, et à l'intérieur de l'aimant, 16 lattes de scintillateur plastique permettent de rejeter les particules venant du côté, de l'intérieur ou de l'extérieur d'AMS. A chaque extrémité des scintillateurs se trouve un photomultiplicateur.

Ce compteur fonctionne en relation avec le système de mesure de temps de vol.

Temps de vol

La mesure du temps de vol est assurée par quatre plans de scintillateurs. Chaque plan compte 14 lattes de scintillateurs. Chaque latte est équipée de six photomultiplicateurs, trois à chaque extrémité.

Le temps de vol est mesuré avec une précision d'environ 100 ps. Parallèlement, on mesure aussi la perte d'énergie dE/dx qui permet de déterminer la charge absolue $|Z|$ des particules incidentes.

Le TOF fournit le trigger de niveau 1. Le déclenchement demande un signal en coïncidence dans les quatre plans, sans qu'il y ait un sinal dans les compteurs de véto.

Aérogel

Les compteurs Čerenkov à aérogel détectent la lumière Čerenkov créée au passage d'une particule dans un milieu d'indice n = 1.04. La lumière Čerenkov est collectée par un photo-multiplicateur.

[2] Le laser infrarouge ionise partiellement les détecteurs silicium en traversant les plans.

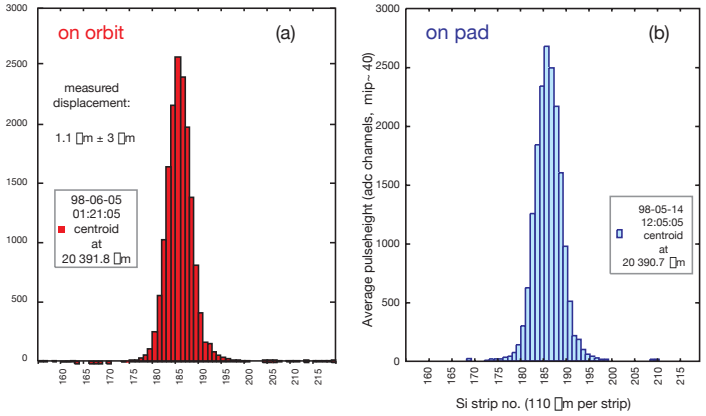


Fig. 3.3: Déplacements des plans du STD mesurés en orbite (a) et au sol (b) au moyen du système laser.

AMS-01 dispose de deux couches superposées de cellules d'aérogel avec 80 cellules dans l'une et 88 dans l'autre. Chaque cellule mesure 11 cm sur 11 cm et est équipée de deux photomultiplicateurs.

Les compteurs à aérogel permettent d'identifier les particules : les électrons à partir de 2.1 MeV, les pions à partir de 560 MeV et les protons à partir de 4.05 GeV.

3.1.2 Les principaux résultats d'AMS-01

Les premiers tests effectués sur AMS-01 ont commencé deux heures après le lancement de la navette.

On a d'abord vérifié l'alignement du STD à l'aide des lasers. On a pu vérifier la très bonne stabilité de la structure puisque le déplacement mesuré était de 1.1±3 μm (cf. Fig. 3.3).

Pendant le vol, 100 millions d'événements ont été enregistrés.

D'autres tests sur le détecteur ont été menés après le vol. Plusieurs tests sur faisceau ont permis de montrer que les performances du détecteur étaient restées extrêmement stables pendant toute la durée du vol et malgré les phases de décollage et d'atterrissage.

Le vol a aussi apporté bon nombre de résultats intéressants à propos des rayons cosmiques.

Antihélium

Pendant les dix jours de la mission STS-91, AMS-01 a détecté 2.86 $\times$ 10^6 He et aucun $\overline{\text{He}}$ dans l'intervalle de rigidité 1-140 GV (cf. Fig. 3.4). Cela a permit de fixer une limite supérieure [3]

[3] Valeur obtenue en supposant que les spectres d'$\overline{\text{He}}$ et d'He ont la même forme [74].

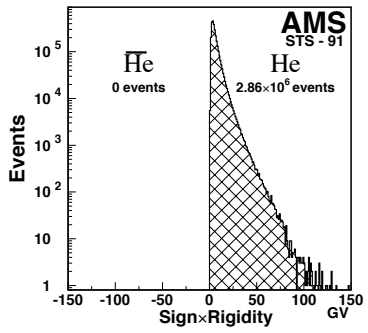


Fig. 3.4: Produit de la rigidité et de la charge mesuré pour une sélection d'événements tels que $|Z| = 2$. D'après [76].

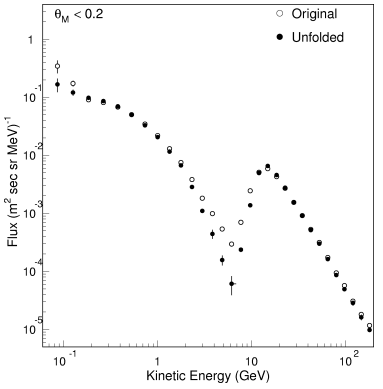


Fig. 3.5: Flux différentiel des protons mesuré par AMS-01 dans la région équatoriale. Les cercles montrent les données originales. Ces données sont biaisées du fait de l'acceptance et de la résolution du détecteur. Les points noirs montrent les données après correction. D'après [77].

sur le rapport des flux d'$\overline{\text{He}}$ et d'He [76] :

$$\frac{N_{\overline{\text{He}}}}{N_{\text{He}}} < 1.1 \times 10^{-6}.$$

Jusqu'à présent, ce résultat est le plus compétitif obtenu sur l'abondance d'antihélium dans les rayons cosmiques.

Protons

AMS-01 a permis de mesurer le spectre des protons dans la haute atmosphère entre 100 MeV et 200 GeV ainsi que celui des protons d'origine cosmique entre 0.2 et 200 GeV [77][78]. Il a ainsi pu mesurer les effets de l'Anomalie Sud-Atlantique [4] sur les spectres.

Au dessus de la coupure géomagnétique [5], le spectre des protons de la haute atmosphère peut être approché par une loi de puissance. Pour des énergies plus basses, un second spectre est observé (cf. Fig. 3.5). Il est dû à des protons suivant des trajectoires complexes dans le champ magnétique terrestre.

Leptons

Le spectre des électrons a été mesuré entre 200 MeV et 40 GeV et celui des positrons entre 200 MeV et 3 GeV [79]. Deux spectres distincts ont été observés : l'un à haute énergie et

[4] L'Anomalie Sud-Atlantique est une région de l'Atlantique sud où la ceinture de radiation entourant la Terre descend à basse altitude (environ 250 km). Dans cette zone, de nombreuses particules (protons, électrons) peuvent faire déclencher les détecteurs de manière intempestive.

[5] Le champ magnétique terrestre forme un bouclier qui protège la Terre des particules chargées. Cela se traduit par une coupure (*cutoff*) dans le spectre.

l'autre pour lequel les e^+ sont plus abondants que les e^-. On a remarqué aussi que les leptons du second spectre voyagent plus longtemps dans le champ géomagnétique et que les électrons et positrons proviennent de régions géographiques distinctes.

Il faut noter que l'effet observé sur le rapport e^+/e^- par HEAT [80][81] entre 1 et 20 GeV n'a pas pu être confirmé par AMS-01 puisqu'en raison de son champ magnétique limité, il n'allait pas au delà de 3 GeV pour les e^+.

Actuellement, l'analyse directe des spectres e^- est en cours d'analyse pour rechercher un effet éventuel dû à la matière noire.

Hélium en orbite basse

Une mesure du spectre entre 0.1 et 100 GeV/nucléon a permis de constater là encore l'existence de deux composantes du spectre en dessous et au delà de la coupure géomagnétique [82]. On a aussi pu trouver que ^{3}He et plus abondant que ^{4}He : plus de 90% de l'hélium présent aux limites de l'atmosphère est de l'^{3}He.

3.2 AMS-02

Le détecteur qui sera embarqué sur la Station Spatiale Internationale (ISS) bénéficie de nombreuses améliorations et avancées techniques par rapport au prototype AMS-01. Il s'agit en fait d'un système extrêmement complexe et coûteux[6]. L'exemple le plus représentatif est certainement l'aimant. L'aimant permanent d'AMS-01 est remplacé dans AMS-02 par un aimant supraconducteur refroidi à l'hélium superfluide (T $\sim$1.8 K).

Dans cette partie, nous allons décrire brièvement les éléments d'AMS-02 [75], exception faite du STD et du calorimètre, dont nous parlerons plus particulièrement dans le chapitre 5 car ils sont directement impliqués dans la détection des photons. Nous donnerons aussi les différents buts physiques de l'expérience.

3.2.1 Description

Les figures 3.6 et 3.7 montrent les différents éléments d'AMS-02 et permettent d'envisager la complexité de l'expérience. Comme dans AMS-01, l'élément central est le STD. Il est placé à l'intérieur des compteurs anti-coïncidence disposés en cylindre (ACC pour *Anti Coincidence Counter*). L'aimant supraconducteur entoure l'ACC et le STD. Il est refroidi par de l'hélium superfluide, contenu dans un réservoir spécial.

En dessous et au dessus du STD (le détecteur de traces au Silicium) se trouvent les quatre plans de scintillateurs (notés s1, s2, s3 et s4) pour la mesure du temps de vol (TOF pour *Time Of Flight*). Au dessus des plans s1 et s2 se trouve le détecteur à radiation de transition (TRD pour *Transition Radiation Detector*). Sous les plans s3 et s4, on trouve le RICH (*Ring-Imaging Čerenkov detector*). Enfin, tout en bas se trouve le calorimètre électromagnétique ECAL.

Un ensemble complexe de radiateurs entoure les éléments sensibles du détecteur. Il permet de maintenir des conditions thermiques stables.

La structure qui soutient l'ensemble des détecteurs (notée USS sur le schéma : *Unique Support Structure*) supporte aussi tous les châssis électroniques et d'autres éléments importants pour l'études des sources comme le *Star-Tracker*.

[6] $\sim$1 milliard de dollars, sans compter le lancement.

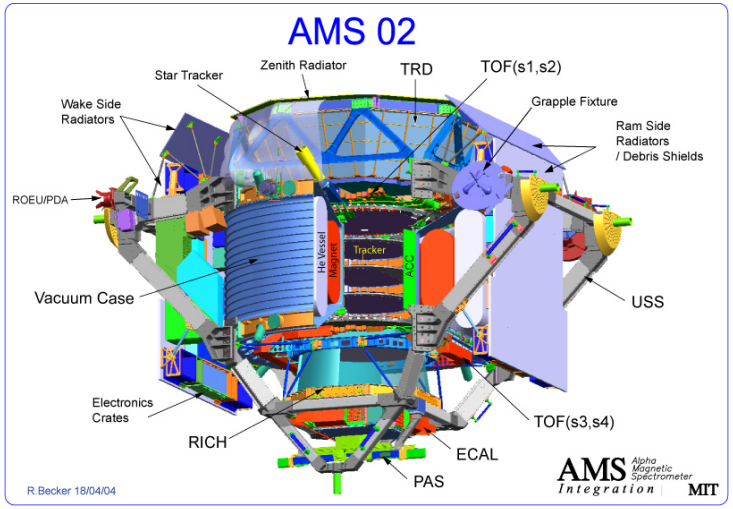


Fig. 3.6: Vue éclatée d'AMS-02 permettant de voir les différents éléments de l'expérience.

Le détecteur mesure environ 4 m de haut pour 2.5 m de diamètre et son poids avoisine les 7 tonnes.

Détecteur à radiation de transition (TRD)

Lorsqu'une particule chargée et de haute énergie traverse l'interface entre deux milieux de constantes diélectriques différentes, elle émet une radiation dans le domaine X. L'énergie de cette radiation est proportionnelle au facteur de Lorentz de la particule.

Le TRD d'AMS-02 est constitué de 328 modules constitués chacun d'un radiateur et d'un détecteur. Le radiateur est un assemblage de 2 cm de hauteur d'une centaine de fibres de polypropylène. Cela permet environ 200 changements de milieu. Le radiateur est suivi de 16 compteurs proportionnels qui détectent les photons X et mesurent leur énergie. Il y a donc 5248 compteurs au total.

Le TRD permet de séparer les électrons et les protons. Il est efficace en dessous de 300 GeV. Pour une même énergie cinétique inférieure à 300 GeV, un proton et un électron ont un facteur de Lorentz très différents[7], si bien que le signal donné par le TRD est très différent. Au delà de 300 GeV, les protons ont un facteur de Lorentz suffisant pour qu'il soit comparable à celui des électrons.

Le TRD permet un facteur de séparation de 10^3-10^2 avec une efficacité de 90% pour des énergies entre 5 et 300 GeV.

[7] Le proton est plus massif que l'électron donc le facteur de Lorentz d'un proton et plus petit que le facteur de Lorentz d'un électron pour la même énergie.

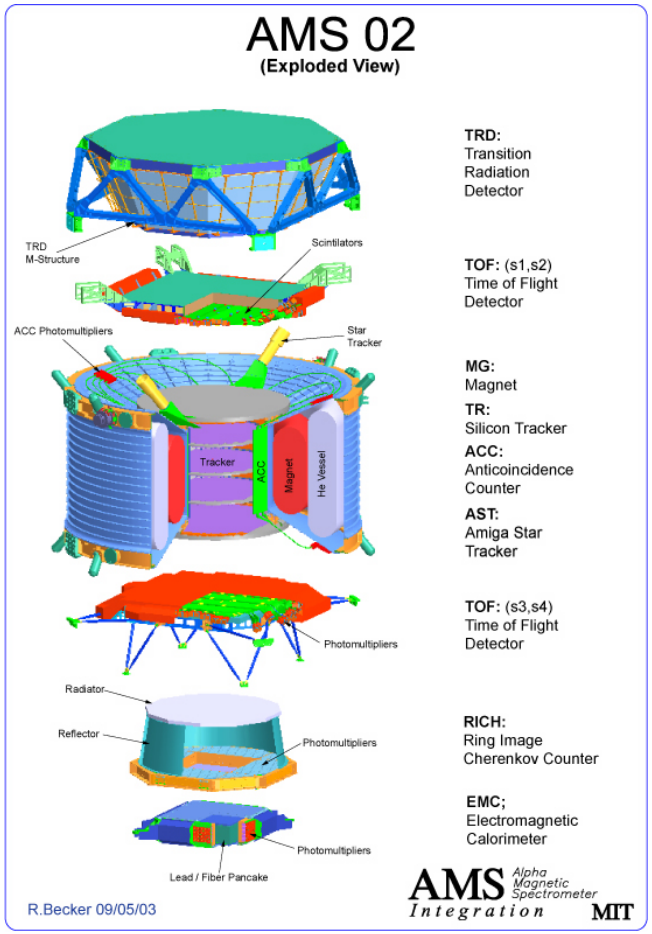


Fig. 3.7: Les différents sous-détecteurs d'AMS-02.

Compteur de temps de vol (TOF)

Le système de temps de vol est constitué de quatre plans de scintillateurs. Deux des plans se trouvent au dessus de l'aimant et les deux autres sont en dessous. L'écart entre les deux paires de plans est d'environ 1.3 m.

Chaque plan est constitué de plusieurs bandes de scintillateur mesurant 12 cm de large. Les plans sont orientés de manière alternée dans les directions x et y. Des photomultiplicateurs permettent de collecter la lumière Čerenkov crée dans les scintillateurs au passage des particules.

Le TOF permet de mesurer le temps de passage des particules chargées et aussi leur perte d'énergie par ionisation. Il est utilisé pour assurer le déclenchement de niveau 0 et participe au déclenchement de niveau 1 qui intervient lorsque trois plans sur quatre sont touchés et si les compteurs anti-coïncidence ne donne pas de veto.

À partir de la déduction de la vitesse des particules, le TOF peut être utilisé pour séparer les e^- et p. On attend ainsi un facteur de séparation p/e de 10^3 à 1.5 GeV. La mesure de la perte d'énergie par ionisation permet en plus de déterminer la charge absolue $|Z|$ des particules.

L'aimant supraconducteur

Lorsque AMS-02 sera lancé, son aimant supraconducteur sera le premier à fonctionner dans l'espace.

L'aimant d'AMS-02 mesure environ 1 m de diamètre intérieur pour une hauteur de 83 cm. Il est constitué de plusieurs bobines disposées de manière à ce que le champ magnétique soit transverse (perpendiculaire à l'axe z). Au centre, le champ généré sera d'environ 0.8 T.

L'aimant est composé de deux dipôles et de 12 quadrupôles permettant de refermer les lignes de champ. Cela permettra de réduire au maximum le champ résiduel. Ainsi, celui-ci sera d'environ 3.9 mT à 3 m. Un champ de fuite pourrait faire pivoter l'ISS en interagissant avec le champ magnétique terrestre. D'autre part, il pourrait aussi avoir un impact sur l'électronique et les sous-détecteurs avoisinants.

L'hélium qui permettra de faire fonctionner l'aimant sera stocké dans un réservoir de 2500 L. Cette quantité devrait suffire pour le fonctionnement de l'aimant pendant trois ans.

Compteurs anti-coïncidence

Les compteurs anti-coïncidence forment un cylindre à l'intérieur de l'aimant. Ils sont constitués d'une bande de scintillateur de 10 cm de large. À chaque extrémité se trouve un photomultiplicateur.

Les compteurs sont destinés à fournir un veto pour le déclenchement de niveau 1 : ils permettent de rejeter toutes les particules venant de côté et qui interagissent dans la matière entourant les détecteurs.

Le RICH

Le RICH, *Ring-Imaging Čerenkov detector*, est basé sur l'utilisation de l'effet Čerenkov. Une particule chargée qui traverse un milieu d'indice de réfraction n avec une vitesse supérieure à celle de la lumière dans ce milieu émet des photons dans un cône de demi-angle θ qui dépend de la vitesse de la particule β :

$$\cos(\theta) = 1/(n\beta). \tag{3.1}$$

Si on mesure en plus la quantité de lumière émise, on peut accéder à la charge absolue $|Z|$. Cela permet d'identifier les éléments jusqu'à Z $\approx$ 26 jusqu'au TeV par nucléon.

L'effet Čerenkov est obtenu dans un aérogel de silice (n = 1.03) comportant en son centre une cellule de NaF (n = 1.33). Les deux matériaux utilisés permettent d'obtenir deux seuils en vitesse pour l'émission Čerenkov : 3 GeV/c pour l'aérogel et 1 GeV/c pour la cellule de NaF. Cela augmente la gamme dynamique de l'instrument.

L'effet Čerenkov produit des photons dans l'ultra-violet avec un spectre en $1/\lambda^2$. Il se forme un anneau de lumière dont le rayon dépend de la vitesse de la particule incidente.

Les photons atteignent (directement ou après réflexion sur un miroir) un plan tapissé de 680 photomultiplicateurs. Dans ce plan se trouve une ouverture carrée pour empêcher l'interaction des particules au dessus du calorimètre. En effet, le RICH est placé en dessous des plans inférieurs du TOF et juste au dessus du ECAL.

Couplé à la mesure de l'impulsion, le RICH permet la séparation e/p jusqu'à 15 GeV environ. D'autre part, en mesurant le rayon de l'anneau de lumière, on peut déduire la vitesse avec une précision de 0.1% pour des particules de charge unitaire. Si on utilise en plus l'impulsion donnée par le STD, on peut déduire la masse. Les isotopes sont séparés jusqu'à A $\approx$ 25 pour une énergie jusqu'à une dizaine de GeV par nucléon.

Le Star-Tracker

Les rayons gamma provenant des sources astrophysique ne sont pas déviés par le champ magnétique solaire, galactique ou extragalactique, ce qui n'est pas le cas pour les rayons cosmiques chargés. Les gamma permettent donc de déterminer la direction de la source dont ils proviennent.

Pour pouvoir comparer les données gamma avec les observations en X, UV, visible, IR ou radio (analyse multi-longueur d'onde), il est nécessaire de connaître avec précision la direction de pointé du détecteur au moment de la détection. Le Star-Tracker fournira cette direction.

Le Star-Tracker d'AMS-02 est constitué de deux télescopes optiques équipés de caméras CCD (*Charge Coupled Device*) couvrant un champ de 6.3° x 6.3°. Les deux télescopes pointent des régions différentes du ciel pour faire en sorte qu'un des deux pointe toujours vers des régions intéressantes[8]. Les caméras prennent des images du ciel 20 fois par seconde et comparent la position des étoiles avec un catalogue de référence. La précision attendue de l'instrument est de quelques secondes d'arc.

Le récepteur GPS

Si on veut observer les phénomènes astrophysiques dans plusieurs domaines de fréquence, et donc avec plusieurs instruments, il est nécessaire de mesurer avec précision le temps absolu universel pour chaque événement.

Dans AMS-02, le temps absolu sera fourni par un récepteur GPS (*Global Positionning System*), fixé sur un des radiateurs de côté. Pour chaque événement, le temps universel sera enregistré et figurera dans l'ensemble des données transmises au sol. La précision sur la mesure du temps absolu sera de quelques micro-secondes.

[8] Si une caméra est éblouie par le Soleil, l'autre peut fonctionner normalement.

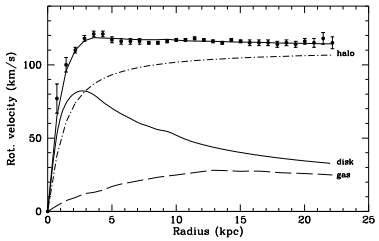


Fig. 3.8: Courbe de rotation de la galaxie NGC 6503. Les points représentent les données. Les courbes notées *disc*, *gaz* et *halo* représentent respectivement les contributions du disque, du gaz et du halo de matière noire. L'introduction du halo est nécessaire pour reproduire les données expérimentales. D'après [83].

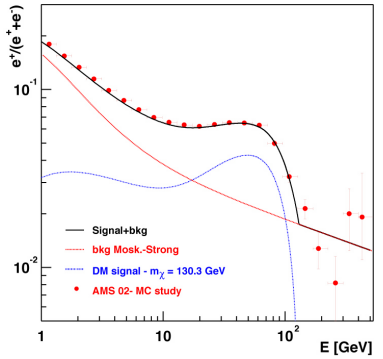


Fig. 3.9: Prédiction de la mesure de la fraction de positons pour trois ans d'opération. On a suposé ici une masse du neutralino de 130.3 GeV. Le signal est amplifié d'un facteur 54.6 pour l'ajuster aux données de HEAT. D'après [84].

3.2.2 Buts physiques

Rayonnement cosmique

AMS-02 permettra de mesurer les spectres des rayons cosmiques chargés entre 0.1 GeV/nucléon et 1 TeV/nucléon pour des noyaux jusqu'à Z $\approx$ 26. Ce rayonnement n'est pas encore bien connu et son étude pourrait nous permettre d'apprendre beaucoup sur les mécanismes de création, de transport et sur les sources.

AMS-02 permettra d'étudier entre autres les rapports ^{10}Be/^{9}Be et B/C. ^{9}Be est stable alors que ^{10}Be est radioactif avec une durée de vie d'environ 1.5 million d'années. Or, les rayons cosmiques chargés créés par les étoiles sont confinés dans la galaxie pendant environ 100 millions d'années. En mesurant les abondances relatives entre les éléments et leurs isotopes radioactifs, il est possible de mesurer cette durée de confinement de manière précise. Le rapport B/C est sensible aux paramètres de propagation et d'accélération. Sa mesure permettra de contraindre les modèles de propagation des rayons cosmiques chargés galactiques.

Matière noire

On sait aujourd'hui qu'environ 98% de la matière composant notre Univers n'est pas accessible aux observations directes. Elle n'est donc pas visible et c'est pourquoi elle est appelée *matière noire*.

La matière noire pourrait être en partie constituée de particules légères et relativistes comme les neutrinos qui voyagent dans l'Univers. En effet, depuis que l'oscillation des neutrinos a été détectée avec l'expérience Super-Kamiokande [85], on sait qu'ils ont une masse et qu'ils peuvent expliquer une partie de la matière noire (quelques pourcents). Dans ce cas, on parle

de matière noire chaude.

Si on ne peut pas la voir directement, on peut en revanche voir les effets de la matière noire sur la matière visible, à l'échelle des galaxies ou de l'Univers entier. Ainsi, les étoiles dans les galaxies ont des vitesses radiales trop grandes par rapport à la masse déduite de la seule matière visible (cf. Fig. 3.8).

Selon les modèles supersymétriques, la matière noire pourrait également être constitué de particules massives intéragissant très peu (les WIMPs, *Weakly Interacting Massive Particles*), groupées en halos autour des galaxies. Dans ce cas, les WIMPs ayant des vitesses faibles (200-300 ms^{-1}), on parle de matière noire froide.

Dans le cas ou ces halos seraient de constitués de la particule supersymétrique la plus stable, le neutralino χ, il serait possible d'observer plusieurs produits de l'annihilation des neutralinos entre eux :

$$\begin{aligned} \chi + \chi &\rightarrow \bar{p} + ... \\ &\rightarrow e^{+} + ... \\ &\rightarrow \gamma + ... \end{aligned}$$

En mesurant précisément les spectres des antiprotons, des positrons et des gamma, AMS-02 permettra de préciser la nature de la matière noire et de dire si les particules supersymétriques en sont des constituants. En effet, la présence de neutralinos entraînerait une grande déformation des spectres. Cette déformation est bien visible sur la figure 3.9, qui montre la fraction de positons en fonction de l'énergie en supposant une masse du neutralino de 130 GeV.

D'autres hypothèses sur la nature du WIMP sont à envisager : axions, particules Kaluza-Klein ou Q-Balls.

Antimatière

La théorie du Big-Bang prévoit que peu de temps après l'origine de l'Univers, la matière et l'antimatière devaient se trouver en quantités égales. Pourtant, les observations ne confirment pas ce point, ce qui fait croire que des lois de conservations ont été violées à un moment donné :

- violation du nombre baryonique ;
- violation de la symétrie CP.

Des antiatomes tels que l'antihélium ou l'anticarbone pourraient voyager jusqu'à la Terre et être détectés directement, ou bien s'annihiler pour former des gamma.

Or pour l'instant, aucune donnée expérimentale n'est susceptible de confirmer la présence d'antimatière, au moins dans l'amas local de galaxies. AMS-02 permettra peut-être de détecter la présence et d'identifier les antinoyaux d'hélium avec une proportion d'un noyau d'anti-hélium pour 10^9 noyaux d'hélium sur une gamme de rigidité de 1 à 200 GV. S'il détecte des noyaux d'anticarbone (attendus en proportion d'un noyau de $\bar{C}$ pour 10^8 noyaux de C), l'existence des antiétoiles serait confirmée.

3.3 Conclusions

AMS-02 sera placé en orbite par une navette spatiale américaine début 2008. Dès lors, l'expérience permettra la mesure précise des spectres des rayons cosmiques chargés. Pour cela, il bénéficiera d'une grande acceptance ($\sim$0.4 m^2sr) si bien que le nombre de particules détectées sera important (environ 10^9 noyaux du D au Fe).

La mesure précise des spectres permettra des avancées majeures en ce qui concerne notre compréhension des processus de création des rayons cosmiques et de leur propagation. Elle permettra aussi peut-être de détecter des antiétoiles et de prouver l'existence de matière noire supersymétrique.

Pour atteindre ces objectifs, AMS-02 bénéficiera des techniques jusque là employées pour les détecteurs sur faisceau : on place le minimum de matière le long de la trajectoire des particules et on fait plusieurs mesures de l'impulsion et de la vitesse pour mieux rejeter le fond et améliorer la précision.

Tous les éléments du détecteur, y compris l'électronique, devront supporter les conditions extrêmes que l'on rencontre dans l'espace. C'est pourquoi ils ont été ou seront soumis à des tests d'accélération, à des tests sous vide et à des variations de températures importantes.

Chapitre 4

La mission HETE-2

4.1 Introduction

Au début des années 80, on commence à imaginer des expériences pour observer les sursauts gamma dans une large gamme d'énergies. C'est en 1986 qu'une collaboration menée par le *Massachusetts Institute of Technology* (MIT) propose la mission HETE (pour *High Energy Transient Explorer*) : un détecteur capable de détecter des photons UV, X et gamma et de fournir rapidement aux autres instruments un positionnement précis. La mission est approuvée par la NASA en 1989.

L'étude du satellite HETE-1 commence en 1992. La collaboration regroupe notamment le *Center for Space Research*[1] du MIT, l'institut japonais RIKEN (*Institute for Chemestry and Physics*), le *Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements* (CESR) de Toulouse ainsi que plusieurs autres instituts et universités[2].

Le 4 novembre 1996, la fusée *Pegasus* (cf. Fig. 4.1) destinée à placer l'instrument en orbite atteint normalement l'altitude de livraison. Malheureusement, le dispositif de libération des satellites ne fonctionne pas et le lancement d'HETE-1 échoue.

En juillet 1997, vu son faible coût et compte-tenu de la découverte des *afterglow* par BeppoSAX [46], la NASA autorise la reprise du programme. Il est prévu d'utiliser les éléments de remplacement d'HETE-1 pour constituer un nouvel instrument : HETE-2. Peu de changements sont apportés au détecteur par rapport à la version du premier vol. On tient compte des résultats de BeppoSAX qui ne détecte pas de composante ultra-violet dans l'émission des sursauts gamma : les caméras UV sont remplacées par des caméras X.

Prévu en janvier 2000, le lancement a finalement eu lieu le 9 octobre 2000. Depuis, HETE-2 a observé plus de 250 sursauts gamma avec de 25 à 30 sursauts localisations par an [87]. Sa capacité à localiser les sursauts rapidement a permis la détection en optique de 90% des sursauts détectés[3] contre 35% pour BeppoSAX.

[1] Le CSR a depuis peu changé de nom est s'appelle désormais le *MIT Kavli Institute for Astrophysics and Space Research*, abrégé en MKI.

[2] Une liste complète est disponible sur Internet [86].

[3] Pour être plus précis, la proportion de sursauts localisés s'élève à 85-90% pour la SXC et 40-50% pour le WXM.

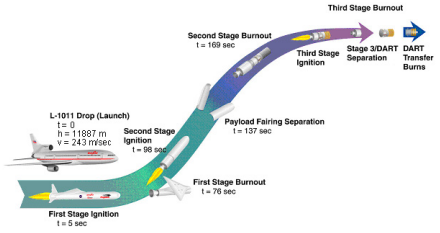


Fig. 4.1: Un lancement de la fusée Pegasus. Le lanceur est initialement accroché à un avion qui l'emporte jusqu'à une altitude d'environ 12000 m, avant de le larguer. Le reste de l'ascension s'effectue avec un moteur fusée. La figure de droite illustre le lancement de DART, un satellite destiné à expérimenter les rendez-vous spatiaux automatiques.

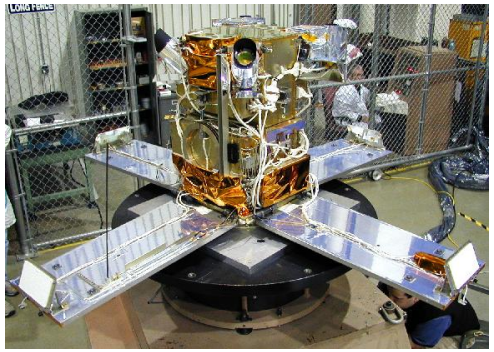


Fig. 4.2: Le satellite HETE-2 à l'achèvement de son assemblage.

Dans ce chapitre, nous commencerons par décrire l'expérience HETE-2. Dans un deuxième temps, nous nous attacherons plus particulièrement au fonctionnement de l'expérience, en centrant notre propos sur le détecteur FREGATE.

4.2 Description

HETE-2 [88] est un satellite mesurant un mètre de haut et environ 50 cm de diamètre pour une masse de 125 kg. La figure 4.2 montre HETE-2 à l'achèvement de son assemblage. Les instruments scientifiques sont disposés dans la partie supérieure et l'électronique et le contrôle d'attitude sont dans la partie inférieure.

Le satellite tourne autour de la Terre sur une orbite équatoriale inclinée de 1.9°à une altitude moyenne de 625 km.

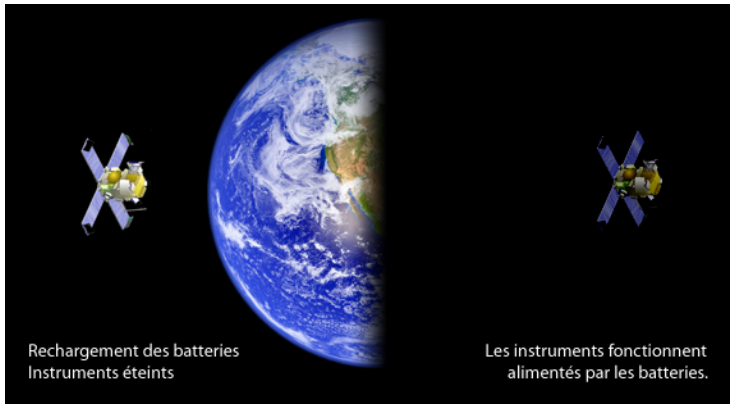


Fig. 4.3: Le satellite HETE-2 tourne autour de la Terre en présentant toujours la même face au Soleil. Les instruments fonctionnent alimentés par les batteries dans la partie nocturne de l'orbite. Quand le détecteur est au Soleil, les batteries se rechargent et les instruments sont éteints. Image J. Bolmont.

4.2.1 Instruments scientifiques

HETE-2 dispose de trois instruments X et gamma complémentaires (FREGATE, WXM et SXC), ainsi que de caméras CCD. La figure 4.4 montre la disposition des instruments d'HETE-2.

FREGATE

FREGATE [89] (*French Gamma-ray Telescope*), construit au CESR à Toulouse, détecte des photons entre 6 et 400 keV, avec une résolution en énergie d'environ 25% à 20 keV. La résolution en temps est de 6.4 μs et le temps mort de 10 μs. Le champ de vue couvre un angle solide de 4 sr. Un récepteur GPS embarqué permet de relever le temps absolu des événements. Le tableau 4.1 résume les caractéristiques de FREGATE.

FREGATE se compose de quatre détecteurs constitués chacun d'un cristal scintillant NaI dopé au Thalium et d'un photomultiplicateur. Un photon qui traverse le scintillateur provoque une émission de lumière. Cette lumière se propage vers le photomultiplicateur qui la traduit en signal électrique. Enfin, le signal électrique est amplifié et échantillonné.

WXM

Le WXM (*Wide field X-ray Monitor*) fournit la position des sursauts gamma. Il est constitué de deux détecteurs identiques (un pour la direction X et l'autre pour la direction Y) pourvus chacun d'un masque codé unidimensionnel[4] et d'un compteur proportionnel sensible à la

[4]On place un masque pourvu de motifs géométriques particuliers au dessus d'un capteur CCD ou d'un compteur proportionnel. Selon l'angle d'incidence de la lumière sur le masque, la caméra (ou le compteur) voit des images différentes. On peut donc reconstruire la direction des particules à partir de l'image formée. Voir par exemple [90].

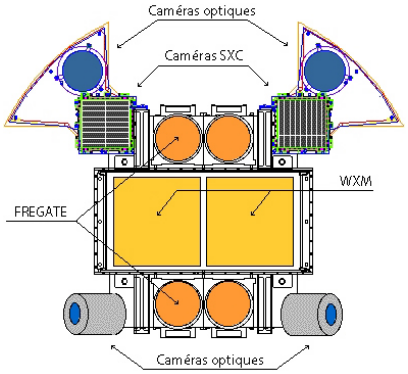


Fig. 4.4: Les instruments d'HETE-2 vus du haut.

Gamme d'énergie	6 - 400 keV
Surface effective (4 detecteurs, incidence normale)	160 cm^2
Champ de vue (HWZM)	70°
Sensibilité (50 - 300 keV)	10^{-7} erg cm^{-2} s^{-1}
Temps mort	10 μs
Résolution temporelle	6.4 μs
Flux de photons maximum accepté	10^3 ph cm^{-2} s^{-1}
Résolution spectrale à 662 keV	$\sim$ 8 %
Résolution spectrale à 122 keV	$\sim$ 12 %
Résolution spectrale à 6 keV	$\sim$ 42 %

Tab. 4.1: Caractéristiques du détecteur FREGATE

position. Le WXM est sensible sur une gamme d'énergie allant de 2 keV à 25 keV. Il permet la localisation d'une source à 10' près lorsque la position est calculée à bord du satellite et de 6' lorsqu'elle est calculée au sol[5].

SXC

La SXC (*Soft X-ray Camera*) est consituée de deux caméra CCD pourvues de masques codés unidimensionnels et détecte les rayons X dans la gamme d'énergie 500 eV - 14 keV. Elle permet une localisation des sursauts plus précise que le WXM : 1' en temps réel et 50" après détermination au sol.

Suite à une détérioration du matériau protégeant les caméra CCD de la lumière, la SXC ne fonctionne plus que lorsque la Lune n'est pas trop brillante.

4.2.2 Alimentation électrique et contrôle d'attitude

Alimentation électrique

L'alimentation électrique est fournie par quatre panneaux solaires fournissant chacun 45 W de puissance. Les panneaux solaires sont orientés en permanence vers le Soleil mais le satellite passe la moitié de son orbite dans le cône d'ombre de la Terre (cf. Fig. 4.3). Pendant qu'ils sont au Soleil, les panneaux solaires rechargent les six batteries au CdNi. A ce moment, les instruments scientifiques pointent vers la Terre et ils sont éteints. Quand le satellite est dans l'ombre de la Terre, les instruments sont pointés vers le ciel et ils fonctionnent en étant alimentés par les batteries.

Le système de communication sera décrit dans la section 4.3 car il constitue un élément essentiel de la chaîne de détection des sursauts.

Contrôle d'attitude

Le système de contrôle d'attitude permet de contrôler l'orientation du satellite dans l'espace. Il utilise les informations de deux magnétomètres, de capteurs permettant de déterminer précisément la position du Soleil et d'une caméra optique qui donne le taux de dérive du satellite lorsqu'il est dans l'ombre de la Terre. Pour agir sur l'orientation du satellite, deux systèmes différents peuvent être utilisés. Trois bobines sont utilisées pour générer une force de Lorentz avec le champ magnétique terrestre : en faisant passer du courant dans les bobines, on peut faire tourner le satellite dans trois directions. Enfin, un volant d'inertie peut être utilisé pour intervenir sur la rotation du satellite.

4.3 La détection d'un sursaut par FREGATE

Dans cette section nous allons décrire plus en détail comment se passe la détection d'un sursaut par le détecteur FREGATE. Cela nous permettra d'évoquer le déclenchement du détecteur et la transmission des données au sol.

[5] L'algorithme utilisé en vol doit être rapide et cette contrainte entraîne une légère diminution des performances.

4.3.1 Le déclenchement

Pendant que le satellite est dans l'ombre de la Terre, FREGATE effectue le comptage des photons dans quatre bandes d'énergies : 6-40 keV (bande A), 6-80 keV (bande B), 32-400 keV (bande C) et au dessus de 400 keV (bande D), avec une résolution en temps de 160 ms.

Le niveau moyen de bruit est calculé en permanence à l'aide des trente dernières secondes du comptage. En parallèle, les fluctuations du bruit sont calculées sur 20 ms, 160 ms, 1.3 s et 5.2 s. Si à un moment donné, les taux de comptage dans les bandes B et C dépassent d'un facteur k les fluctuations du bruit, avec k compris entre 4 et 18, le détecteur déclenche.

Les données photon-photon[6] qui sont envoyées au sol ne peuvent excéder 80 s et sont constituées au maximum de 65000 photons par détecteur (donc 260000 en tout), dont 8000 sont enregistrés avant le déclenchement. Chaque photon est caractérisé par son temps d'arrivée, donné avec une précision de 6.4 μs, et son énergie dans la gamme 6–400 keV. L'intervalle d'énergie de FREGATE est codé par 256 canaux d'ADC.

Quand le détecteur déclenche, une alerte est transmise au sol par l'intermédiaire de la station BAS (cf. Sect. 4.3.2) la plus proche et les données enregistrées sont transmises au sol dès que le satellite passe au dessus d'une station primaire. Si le volume des données est important, plusieurs stations primaires peuvent être mises à contribution.

4.3.2 Le dispositif au sol

Le système de communication utilise deux gammes de fréquences radio. La bande S (de 2.1 à 2.3 GHz) permet un débit de 250 kbit/s. Elle est utilisée pour envoyer des instructions au satellite et pour recevoir les gros volumes de données, en cas de détection d'un sursaut par exemple. L'autre type de liaison utilise une fréquence VHF de 137.96 MHz. Cette transmission a un débit de 300 bits/s et est utilisée pour la transmission des messages d'alerte ainsi que des informations concernant le statut du satellite. Les stations VHF sont uniquement réceptrices.

Les stations radio au sol sont réparties tout le long de l'équateur de manière à ce que le satellite soit toujours dans le rayon de réception d'au moins une station. La figure 4.5 montre les positions des 17 stations de réception dont dispose HETE-2, ainsi que leurs zones de réception.

Il existe deux types de stations. Les trois stations primaires (*Primary Ground Stations* ou PGS) sont situées à Cayenne, dans les Iles Marshall et à Singapour. Ces stations utilisent la bande S. Sur la figure 4.5, ces stations sont représentées par de gros carrés rouges. Les quatorze autres stations fonctionnent en VHF. Ces stations sont appelées Stations d'Alerte Sursaut (*Burst Alert Station* ou BAS) car elle permettent de transmettre les alertes du satellite quelle que soit sa position. Sur la figure 4.5, les BAS sont représentées par de petits carrés rouges.

4.3.3 Les alertes

HETE-2 peut effectuer une localisation du sursaut à l'aide de ses instruments X. En X, la précision peut être suffisante pour permettre de pointer des télescopes à grand champ vers la localisation présumée du sursaut.

[6] Dans la suite, nous appellerons *photon-photon* les données pour lesquelles l'énergie et le temps d'arrivée sont données de manière individuelle pour chaque photon détecté. On peut aussi dire "données photon par photon".

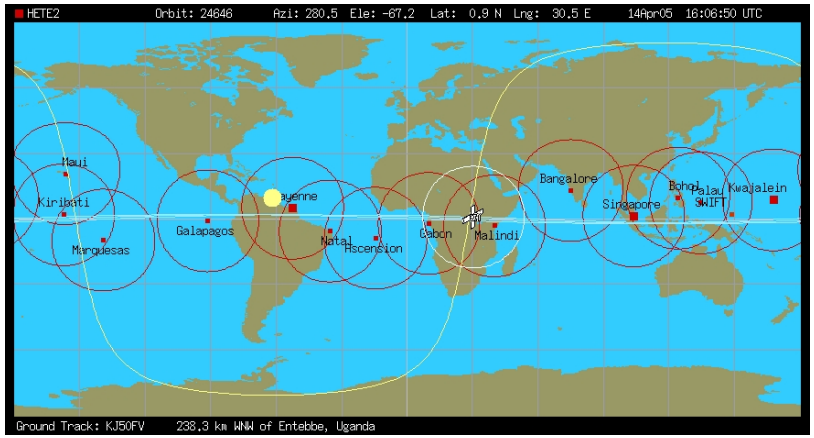


Fig. 4.5: Cette figure montre la position des différentes stations radio au sol utilisées par HETE-2. La position du satellite est montrée pour le 14 avril 2005 à 16h06 UTC. Il se trouve au dessus du continent Africain. La position de SWIFT est également représentée, par un carré rouge orangé au Nord de la Papouasie Nouvelle-Guinée. La courbe jaune indique la limite jour-nuit. Le disque jaune donne le point de la Terre où le Soleil est au zénith. D'après [86].

Les alertes concernant les détections de sursauts sont transmises à la communauté des observateurs à l'aide du réseau GCN (*Gamma ray bursts Coordinates Network*) [91]. Pour peu que le sursaut ait été observé par plusieurs satellites, l'IPN (*Interplanetary Network*, voir chapitre 2) [49] peut calculer des coordonnées plus précises par triangulation.

Les télescopes à grand champ, s'ils identifient une contrepartie optique, peuvent encore affiner les coordonnées célestes du sursaut. Cette localisation plus précise permet aux grands télescopes de trouver la galaxie hôte, et de déterminer son redshift.

Les alertes doivent être transmises rapidement. En effet, la phase d'émission du sursaut peut être trop courte pour permettre la détermination de coordonnées suffisamment précises pour pointer un gros télescope. Parfois, on ne peut pas détecter de contrepartie optique. Cela explique le relativement faible nombre de sursauts pour lesquels une localisation et une mesure de redshift sont disponibles. Seulement dix-huit sursauts vus par HETE-2 ont une mesure de redshift.

Références

[1] E. Feenberg et H. Primakoff, Interaction of Cosmic-Ray Primaries with Sunlight and Starlight. *Phys. Rev.*, 73:449–469, 1948.

[2] S. Hayakawa, *Prog. Theor. Phys.*, 8 :571, 1957.

[3] P. Morrison, *Nuovo Cimento*, 6 :858, 1958.

[4] P. M. S. Blackett, A possible contribution to the night sky from the Cerenkov radiation emitted by cosmic rays. *In The Emission Spectra of the Night Sky and Aurorae*, pages 34–+, 1948.

[5] W. L. Kraushaar et G. W. Clark, Gamma Ray Astronomy. *Scientific American*, mai 1962.

[6] W. L. Kraushaar *et al.*, High-Energy Cosmic Gamma-Ray Observations from the OSO-3 Satellite. *ApJ*, 177:341, 1972.

[7] C. E. Fichtel *et al.*, Gamma ray Telescope, Mission Overview. *ApJ*, 198:163, 1975.

[8] K. Bennett, COS-B Mission Overview. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, 14B:23–34, 1990.

[9] B. N. Swanenburg *et al.*, Second COS B catalog of high-energy gamma-ray sources. *ApJ*, 243:69–73, 1981.

[10] T. C. Weekes et K. E. Turver, Gamma-ray astronomy from 10-100 GeV : A new approach. *In ESA SP-124 : Recent Advances in Gamma-Ray Astronomy*, pages 279–286, 1977.

[11] T. C. Weekes *et al.*, Observation of TeV gamma rays from the Crab nebula using the atmospheric Cerenkov imaging technique. *ApJ*, 342:379–395, 1989.

[12] G. Kanbach *et al.*, The project EGRET (Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope) on NASA's Gamma-Ray Observatory (GRO). *Space Science Reviews, 49, 69-84*, 1988.

[13] R. C. Hartman *et al.*, The third EGRET catalog of high-energy gamma-ray sources. *ApJS*, 123:79–202, 1999.

[14] F. Aharonian *et al.*, The H.E.S.S. survey of the Inner Galaxy in very-high-energy gamma-rays. astro-ph/0510397.

[15] H. Kubo *et al.*, Status of the CANGAROO-III project. *New Astronomy Review*, 48:323–329, avril 2004.

[16] A. Barrau *et al.*, The CAT imaging telescope for very-high-energy gamma-ray astronomy. *Nucl. instrum. methods phys. res., A*, 416:278–292, 1998.

[17] P. Murdin, HEGRA Experiment. *Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics*, novembre 2000.

[18] E. Lorenz et M. Martinez, High energy astrophysics : The MAGIC telescope. *Astronomy and Geophysics*, 46:21–6, décembre 2005.

[19] T.C. Weekes, VERITAS : the Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System. *Astropart. Phys.*, 17:221–243, 2002.

[20] W. Hofman, Status of the High Energy Stereoscopic System (H.E.S.S.) Project. *International Cosmic Ray Conference Proceedings*, pages 2785–2788, 2001.

[21] E. Paré *et al.*, CELESTE : an atmospheric Cherenkov telescope for high energy gamma astrophysics. *Nucl. instrum. methods phys. res., A*, 490:71–89, 2002.

[22] D.S. Hanna *et al.*, The STACEE-32 ground based gamma-ray detector. *Nucl. instrum. methods phys. res., A*, 491:126–151, 2002.

[23] http://ucdcms.ucdavis.edu/solar2/.

[24] S. Ritz *et al.*, The Gamma-ray Large Area Space Telescope (GLAST) Mission. *Bulletin of the American Astronomical Society*, 205:606–+, 2004.

[25] P. Vincent *et al.*, H.E.S.S. Phase II. *In 29th International Cosmic Ray Conference Proceedings*, 2005.

[26] D. Petry, The Earth's Gamma-ray Albedo as observed by EGRET. *In AIP Conf. Proc. 745 : High Energy Gamma-Ray Astronomy*, pages 709–714, février 2005. astro-ph/0410487, images disponibles à l'adresse http://www.nasa.gov/vision/earth/lookingatearth/gamma_earth.html.

[27] S. W. Digel *et al.*, The Origin of Cosmic Rays and the Diffuse Galactic Gamma-Ray Emission. *AIP Conf. Proc.*, 587:449–458, 2001. astro-ph/0110630.

[28] P. Sreekumar *et al.*, EGRET Observations of the Extragalactic Gamma-Ray Emission. *ApJ*, 494:523–534, 1998.

[29] S. Eidelman *et al.*, Review of Particle Physics. *Physics Letters B*, 592:1+, 2004.

[30] Futron Corporation. *Space Transportation Costs : Trends in Price Per Pound to Orbit – 1999-2000*, septembre 2002.

[31] http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/HESS.html.

[32] J. M. Davies et E. S. Cotton, 1957.

[33] http://auger.cnrs.fr.

[34] K.-H. Kampert, The Pierre Auger Observatory – Status and Prospects. astro-ph/0501074.

[35] http://www-glast.stanford.edu/.

[36] R. Klebesadel, I. Strong et R. Olson, Observations of Gamma-Ray Bursts of Cosmic Origin. *ApJ*, 182:L85, 1973.

[37] J. E. Jackson and J. I. Vette, The Orbiting Geophysical Observatories : OGO Program Summary. NASA SP-7601, 1975.

[38] T. L. Cline et U. D. Desai, Observations of cosmic gamma-ray bursts with IMP-7 - Evidence for a single spectrum. *ApJL*, 196:L43–L46, février 1975.

[39] T. L. Cline *et al.*, Gamma-ray burst observations from Helios-2. *NASA STI/Recon Technical Report N*, 79:28115–+, mai 1979.

[40] J. G. Laros *et al.*, Preliminary results from SOLRAD 11 gamma-burst detectors. *Nature*, 267:131–+, mai 1977.

[41] R. W. Klebesadel, W. D. Evans, J. P. Glore, R. E. Spalding et F. J. Wymer, The Pioneer Venus Orbiter Gamma Burst Detector. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 18:76–80, 1980.

[42] E. P. Mazets *et al.*, Catalog of cosmic gamma-ray bursts from the KONUS experiment data. I. *ApSS*, 80:3–83, novembre 1981. Cet article est le premier d'une série concernant le catalogue KONUS.

[43] J.-L. Atteia *et al.*, A second catalog of gamma-ray bursts - 1978-1980 localizations from the interplanetary network. *ApJS*, 64:305–317, mai 1987.

[44] O. V. Terekhov *et al.*, GRANAT/PHEBUS catalog of cosmic gamma-ray bursts (Terekhov+, 1994-2002). *VizieR Online Data Catalog*, 9036:0–+, novembre 2002.

[45] R. Mallozzi, http://www.batse.msfc.nasa.gov/batse/instrument/.

[46] G. Boella *et al.*, BeppoSAX, the wide band mission for X-ray astronomy. *A&AS*, 122:299–307, avril 1997.

[47] N. Gehrels, Swift Science Team, Swift - The Next GRB MIDEX Mission. *Bulletin of the American Astronomical Society*, 31:1512–+, décembre 1999.

[48] C. Winkler *et al.*, The INTEGRAL mission. *A&A*, 411:L1–L6, novembre 2003.

[49] K. Hurley, The third interplanetary network, 1990. http://ssl.berkeley.edu/ipn3/.

[50] R. Mallozzi, http://www.batse.msfc.nasa.gov/batse/grb/.

[51] I. Horvath, A Third Class of Gamma-Ray Bursts ? *ApJ*, 508:757, 1998.

[52] G. Ghisellini, Gamma Ray Bursts : Some Facts and Ideas. astro-ph/0111584.

[53] G. J. Fishman et C. A. Meegan, Gamma-Ray Bursts. *Annu. Rev. Astron.*, 33:415, 1995.

[54] D. E. Reichart *et al.*, A Possible Cepheid-like Luminosity Estimator for the Long Gamma-Ray Bursts. *ApJ*, 57:552, 2001. astro-ph/0004302.

[55] J. P. Norris, G. F. Marani et J. T. Bonnell, Connection between Energy-dependent Lags and Peak Luminosity in Gamma-Ray Bursts. *ApJ*, 248:534, 2000.

[56] E. E. Fenimore *et al.*, Gamma-Ray Burst Peak Duration as a Function of Energy. *ApJ*, 448:L101+, août 1995. astro-ph/9504075.

[57] B. E. Schaefer *et al.*, Redshifts and Luminosities for 112 Gamma-Ray Bursts. *ApJL*, 123:563, 2001.

[58] N. M. Lloyd et V. Petrosian, Synchrotron Radiation as the Source of Gamma-Ray Burst Spectra. *ApJ*, 543:722, 2000.

[59] D. Band *et al.*, BATSE observations of gamma-ray burst spectra. I - Spectral diversity. *ApJ*, 413:281, 1993.

[60] http://bepposax.gsfc.nasa.gov/bepposax/first/grb970228.html.

[61] E. Costa *et al.*, Discovery of an X-ray afterglow associated with the -ray burst of 28 February 1997. *Nature*, 387:783–785, 1997.

[62] B. Zhang, S. Kobayashi et P. Mészáros, Gamma-Ray Burst Early Optical Afterglows : Implications for the Initial Lorentz Factor and the Central Engine. *ApJ*, 595:950, 2003.

[63] M. R. Metzger *et al.*, Spectral constraints on the redshift of the optical counterpart to the gamma-ray burst of 8 May 1997. *Nature*, 387:878–880, 1997.

[64] J.-L. Atteia, A simple empirical redshift indicator for gamma-ray bursts. *A&A*, 407:L1–L4, août 2003.

[65] K. Z. Stanek *et al.*, Spectroscopic Discovery of the Supernova 2003dh Associated with GRB 030329. *ApJ*, 591:L17–L20, 2003.

[66] S. T. Holland et J. Hjorth, Star-forming regions near GRB 990123. *A&A*, 344:L67, 1999.

[67] D. W. Hogg et A. S. Fruchter, The Faint-Galaxy Hosts of Gamma-Ray Bursts. *ApJ*, 520:54, 1999.

[68] J. S. Bloom *et al.*, Closing in on Short-Hard Burst Progenitor : Constrints from Early-Time Optical Imaging and Spectroscopy of a Possible Host Galaxy of GRB 050509b. astro-ph/0505480, 2005.

[69] http://rst.gsfc.nasa.gov/Sect20/A6.html.

[70] A. Dar et A. De Rujula, A cannonball model of gamma-ray bursts : superluminal signatures, 2000. astro-ph/0008474.

[71] T. Piran, The physics of gamma-ray bursts. *Reviews of Modern Physics*, 76:1143–1210, janvier 2005. astro-ph/0405503.

[72] D. Q. Lamb et D. E. Reichart, Gamma-Ray Bursts as a Probe of the Very High Redshift Universe. *ApJ*, 536:1–18, juin 2000.

[73] S. Schanne *et al.*, The ECLAIRs micro-satellite for multi-wavelength studies of gamma-ray burst prompt emission. *In Nuclear Science Symposium Conference Record, 2004 IEEE*, volume 1, pages 301–308, octobre 2004.

[74] 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. *Physics Reports*, 366:331–404, 2002.

[75] J. Alcaraz *et al.*, The Construction of the Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) for the International Space Station. À paraître dans NIM.

[76] J. Alcaraz *et al.*, Search for Antihelium in Cosmic Rays. *Phys. Lett.*, B461:387–396, 1999. hep-ex/0002048.

[77] J. Alcaraz *et al.*, Protons in Near Earth Orbit. *Phys. Lett.*, B472:215–226, 2000. hep-ex/0002049.

[78] J. Alcaraz *et al.*, Cosmic Protons. *Phys. Lett.*, B490:27–35, 2000.

[79] J. Alcaraz *et al.*, Leptons in Near Earth Orbit. *Phys. Lett.*, B484:10–22, 2000.

[80] M. A. Duvernois *et al.*, Cosmic ray electrons and positrons from 1-100 GeV : HEAT balloon measurements. *APS Meeting Abstracts*, pages 709–+, avril 1998.

[81] S. Coutu *et al.*, Positron Measurements with the Heat-Pbar Instrument. *In International Cosmic Ray Conference*, pages 1687–+, 2001.

[82] J. Alcaraz *et al.*, Helium in Near Earth Orbit. *Phys. Lett.*, B494:193–202, 2000.

[83] R. Bottema, The maximum rotation of a galactic disc. astro-ph/9706230.

[84] P. Maestro, A Study on background rejection and e+ and gamma detection in AMS 02. AMS-Note 2003-01-01.

[85] Y. Fukuda *et al.*, Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 81:1562–1567, août 1998.

[86] http://space.mit.edu/HETE/.

[87] D .Q. Lamb *et al.*, Highlights of the HETE-2 Mission. *New Astron. Rev.*, 48:423–430, 2004.

[88] G. R. Ricker *et al.*, In-Flight Performance and First Results of FREGATE. *In AIP Conf. Proc.*, volume 662, page 17, 2003.

[89] J.-L. Atteia *et al.*, The High Energy Transient Explorer (HETE) : Mission and Science Overview. *In AIP Conf. Proc.*, volume 662, pages 3–16, 2003.

[90] G. K. Skinner et T. J. Ponman, Coded mask telescopes for X-ray astronomy. *Journal of the British Interplanetary Society*, 40:169–172, avril 1987.

[91] http://gcn.gsfc.nasa.gov/.

Deuxième partie

AMS-02, détecteur de photons

Les buts physiques principaux d'AMS-02 seront la recherche d'antimatière, de matière noire et la mesure précise des spectres des rayons cosmiques chargés. De plus, son trajectographe au silicium (STD pour *Silicon Tracks Detector*) et son calorimètre électromagnétique ECAL lui permettront d'étudier les photons dans une gamme d'énergie allant de 1 GeV à 300 GeV environ. Plusieurs types de sources gamma pourront être étudiées.

Dans cette partie, nous allons commencer par décrire comment les photons seront détectés dans AMS-02 à l'aide du STD et du ECAL. Ensuite, nous donnerons les résultats obtenus concernant l'analyse des données des tests sur faisceau du calorimètre en juillet 2002. Le dernier chapitre de cette partie sera consacré à la description d'un outil logiciel de simulation rapide développé au cours de cette thèse. Cet outil nous a permis de faire des prédictions concernant différents types de sources. Ainsi, nous donnerons le nombre de photons attendus pour quelques pulsars et blazars. Enfin, dans le cadre des modèles supersymétriques, nous donnerons des prédictions de flux pour les photons issus de l'annihilations de neutralinos au centre galactique.

Chapitre 5

La détection des photons avec AMS

C'est en 2000 que Roberto Battiston [92] évalue pour la première fois les capacités d'AMS pour la détection des photons de haute énergie. Ces capacités reposent sur l'emploi de deux modes de détections. Ils sont basés sur l'utilisation de deux sous-détecteurs d'AMS-02 : le STD (*Silicon Tracks Detector*) et le calorimètre électromagnétique ECAL.

Les photons de haute énergie peuvent interagir dans le TRD et former une paire e^+e^-. Dans ce cas, on peut détecter les traces de l'électron et du positron dans le trajectomètre (STD). Le mode de détection associé à ce processus est appelé *mode conversion*.

Une autre possibilité est que le photon forme une gerbe électromagnétique dans le calorimètre ECAL. Dans ce cas, on parlera de *mode calorimètre* [1].

Dans ce chapitre, nous décrirons les deux détecteurs mentionnés, et nous expliquerons les deux modes de détection des photons associés.

5.1 Les détecteurs

5.1.1 Le STD

Le STD [2] d'AMS-02 [93] est installé à l'intérieur de l'aimant supraconducteur. L'aimant, qui fournira un champ d'environ 0.8 T dans sa partie centrale, permettra de courber la trajectoire des particules chargées.

Le STD se compose de huit plans de silicium double face répartis sur cinq structures en fibre de carbone. Les trois supports centraux possèdent deux plans de Si chacun. Les deux supports des extrémités portent chacun un plan.

Le principe de la détection est le suivant : lorsqu'une particule chargée traverse un capteur de silicium, elle laisse des charges positives et négatives le long de sa trajectoire. Ces charges migrent sous l'effet du champ électrique et sont collectées pour former le signal de détection.

Chaque plan de Si permet donc de mesurer avec précision la position du point de passage des particules chargées. En tenant compte de la position des particules dans chaque plan, on

[1] Dans la littérature, on trouvera plutôt l'appellation *single photon mode*.

[2] La collaboration AMS utilise aussi l'expression *Si-Tracker*.

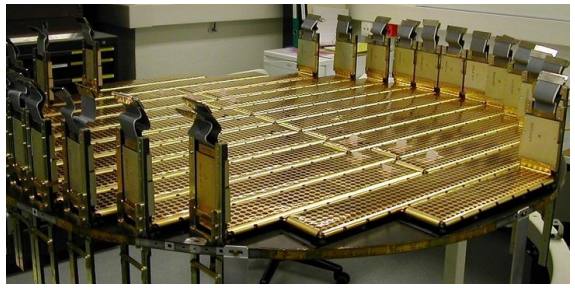


Fig. 5.1: Un plan du STD en cours d'assemblage. On remarque nettement les lames qui sont elles-mêmes couvertes des capteurs silicium.

déduit la courbure des trajectoires ρ, qui est reliée à la rigidité des particules et à leur charge absolue $|Z|$:

$$R \equiv \frac{pc}{|Z|e} = \rho B c, \tag{5.1}$$

où B est la valeur du champ magnétique et p l'impulsion.

Les plans de Si (cf. Fig. 5.1) sont constitués de plusieurs ensembles en forme de lames rectangulaires qui comptent elles-mêmes plusieurs capteurs silicium. Ces capteurs double-face mesurent environ 41 x 72 x 0.3 mm^3. Sur chaque face, les capteurs sont disposés en bande. Les capteurs de la face du haut, semi-conducteurs de type P, sont orientés perpendiculairement aux capteurs de la face du bas, semi-conducteurs de type N.

Comme les capteurs de la face P sont plus petits (27.5 μm sur 3.9 cm) que ceux de la face N (52 μm sur 7 cm), la précision sur la position est meilleure pour la face P. En effet, la face P permet de déterminer la position de passage de la particule dans le plan de courbure de sa trajectoire avec une précision de 10 μm. La face N mesure la position dans le plan orthogonal au plan de la courbure, avec une précision de 30 μm. Une telle résolution spatiale permet d'atteindre une grande précision de mesure de la rigidité : environ 2% pour des protons de 1 GeV.

5.1.2 Le calorimètre électromagnétique

ECAL est un calorimètre à échantillonnage de type SPACAL [3].

Dans cet assemblage, le plomb constitue le *radiateur*, c'est-à-dire le matériau dans lequel les particules interagissent et déposent leur énergie. Les fibres scintillantes sont le matériau actif qui permet de "convertir" l'énergie déposée en lumière et de guider cette lumière vers un photo-muliplicateur.

Le calorimètre a la forme d'un parallélépipède rectangle de dimensions 648×648×166.5 mm^3 et d'une masse de 496 kg. L'épaisseur correspond environ à 16 X_0, où X_0 représente la longueur de radiation [4]. Les fibres scintillantes, d'un diamètre de 1 mm sont réparties en 9 *supercouches*

[3] SPACAL pour SPAghetti CALorimeter [93]. Le terme "spaghetti" désigne les fibres scintillantes utilisées comme matériau actif.

[4] La longueur de radiation est la distance pour laquelle un électron perd $1/e$ de son énergie.

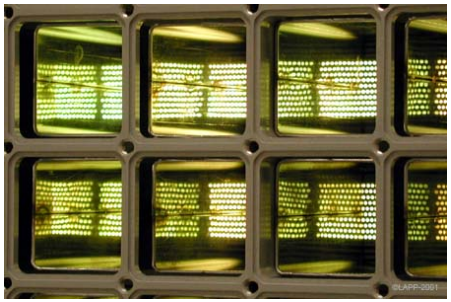


Fig. 5.2: Détail du calorimètre montrant les fibres de deux supercouches à travers les guides de lumière situés entre les fibres et les PM.

d'épaisseur 18.5 mm alternativement disposées dans les directions X et Y. Cette disposition permet une reconstruction des événements dans l'espace.

Chaque photomultiplicateur (PM) Hamamatsu, de type R7600-00-M4, possède 4 anodes couvrant chacune une surface effective de 9×9 mm^2 correspondant à 35 fibres (cf. Fig. 5.2). ECAL comporte 324 photomultiplicateurs, ce qui donne au total 1296 canaux.

Chaque supercouche est équipée de 36 PM alternativement disposés aux extrémités des fibres de manière à réduire au minimum les zones mortes. Pour chaque cellule, un guide de lumière dirige les photons produits dans les fibres vers le PM correspondant.

5.2 Les deux modes de détection des photons

5.2.1 Le mode conversion

Le mode conversion concerne les photons qui se sont convertis en paire électron-positron.

La signature du mode conversion consiste en la présence de deux traces reconstruites dans le STD, ces deux traces provenant d'un point commun situé au dessus du premier plan. A l'aide des vecteurs impulsion de l'électron et du positron, il est possible de reconstruire la direction incidente et l'énergie du photon initial.

La source principale de bruit de fond pour ce mode provient des électrons et des protons d'origine cosmique qui interagissent dans le détecteur en produisant des particules secondaires. Ces particules secondaires peuvent générer des événements avec une double trace qui peuvent être confondus avec une création de paire e^+e^-.

Pour rejeter les événements qui ne sont pas associés à des photons, on applique les critères principaux suivants :

- sélectionner les particules chargées qui entrent dans le TRD par le haut et qui donnent un signal dans tous les compteurs le long de leur trajectoire ;
- rejeter les événements liés à des particules de masse invariante plus petite que 0.1 GeV/c^2 ;
- rejeter les particules entrant dans le volume fiduciel [5] par les côtés du TRD.

[5] Dans AMS, le volume fiduciel est le volume qui contient les trajectoires des particules passant à la fois dans le TRD et dans le calorimètre.

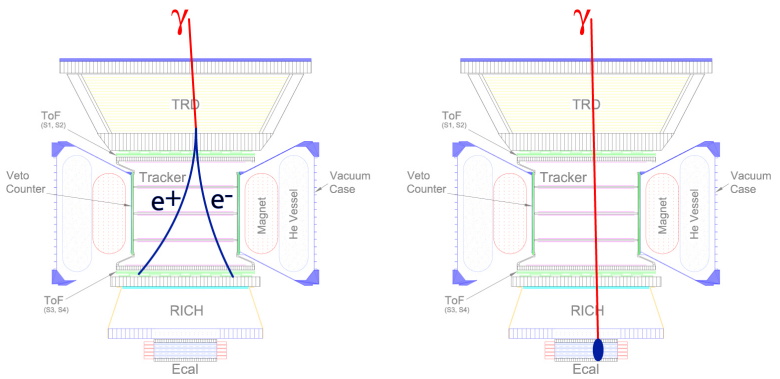


Fig. 5.3: Principe des deux modes de détections. À gauche, un photon est converti en paire e^+e^- dans le TRD. L'électron et le positron, dont les trajectoires sont courbées par le champ magnétique sont détectés par le STD. À droite, le photon interagit seulement dans le calorimètre et forme une gerbe électromagnétique.

Le facteur de rejet est supérieur à 5×10^4 pour des e^- et des protons, en appliquant toutes les sélections.

L'ensemble des éléments qui se trouvent au dessus du STD représente une épaisseur d'environ 0.25 X_0. Il y a donc une probabilité d'environ 20% pour qu'un photon soit converti en paire e^+e^- et que cette paire soit détectée dans le STD.

5.2.2 Le mode photon unique

Pour ce mode de détection, on demande la présence d'un dépôt d'énergie de type électromagnétique dans le calorimètre et aucun événement dans les autres sous-détecteurs.

La source principale de bruit de fond provient des particules chargées comme les électrons, protons et noyaux d'hélium, qui ne sont pas détectés dans le STD ou qui entrent dans le calorimètre par le côté.

Les critères suivants sont appliqués pour rejeter les événements de fond :

- rejeter les p et He en analysant dans les trois dimensions les propriétés des gerbes de particules dans le calorimètre ;
- rejeter les particules chargées en demandant que la trajectoire reconstruite dans le calorimètre passe dans le volume fiduciel et
- rejeter les événements produisant des signaux le long de cette trajectoire.

Les facteurs de rejet obtenus après application de toutes les sélections sont :

- $>$ 6 x 10^4 pour les $e^\pm$;
- $\approx$ 2.5 x 10^6 pour les protons ;
- $>$ 1.7 x 10^6 pour les noyaux d'hélium.

Dans la gamme d'énergie 1 GeV-300 GeV, la probabilité pour qu'un photon arrive jusqu'au calorimètre sans avoir interagi dans le reste du détecteur est de 80%. Le calorimètre détectera ce photon avec une probabilité de pratiquement 100%.

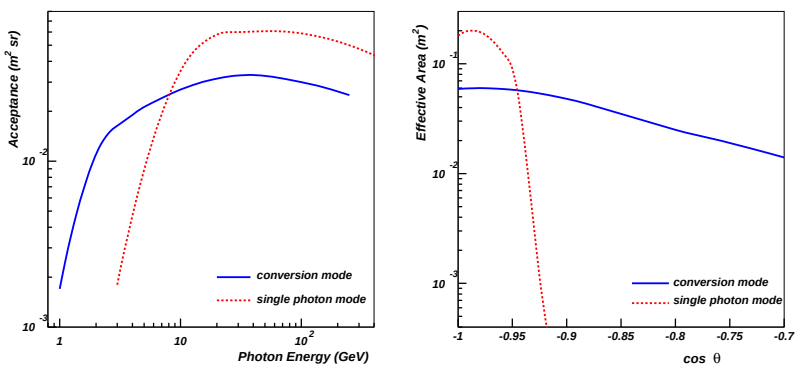


Fig. 5.4: À gauche, l'acceptance pour le mode conversion (en bleu) et le mode photon unique (en rouge). À droite, la surface effective pour le mode conversion (en bleu) et le mode calorimètre (en rouge), pour une énergie de 50 GeV.

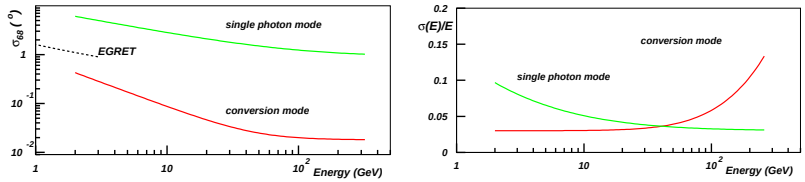


Fig. 5.5: À gauche, résolution angulaire pour les deux modes (en rouge pour le mode conversion et en vert pour le mode photon unique. À droite, les résolutions en énergie.

5.3 Acceptances, résolutions

Les acceptances et résolutions sont déterminées par des simulations *Monte Carlo*, en tenant compte de l'expérience acquise au cours des tests sur faisceau.

Les figures 5.4 et 5.5 montrent la complémentarité des deux modes de détections. En dessous de 10 GeV, c'est le STD qui a la plus grande acceptance. Au delà de 10 GeV, c'est l'acceptance du calorimètre qui est meilleure. Pour ce qui est de la surface effective (à droite sur la figure 5.4), on voit clairement que le STD a la meilleure couverture angulaire. Son champ de vue est d'environ 45° contre 23° pour le calorimètre.

Sur la figure 5.5, on remarque que c'est le STD qui donne la meilleure résolution angulaire : 0.1°à 10 GeV, 0.02°à 100 GeV. La résolution en énergie du calorimètre est meilleure si l'énergie augmente. C'est en fait une caractéristique des calorimètres électromagnétiques pour lesquels le rapport $\sigma(E)/E$ varie comme $1/\sqrt{E}$ à une constante additive près. Par exemple, pendant

les tests sur faisceau de 2002, la résolution en énergie du modèle d'ingénierie d'ECAL était

$$\frac{\sqrt{E}}{E} = \frac{(10.2 \pm 0.3)\%}{\sqrt{E}} \bigoplus (2.3 \pm 0.1)\%. \tag{5.2}$$

Au contraire, la résolution en énergie du STD se détériore lorsque l'énergie augmente.

Les acceptances et résolutions montrées ici ont servi de base au travail présenté dans le chapitre 7. C'est en effet à partir des courbes montrées dans cette section qu'ont été réalisées les paramétrisations utilisées dans le logiciel de simulation rapide développé au cours de cette thèse.

Chapitre 6

Étalonnage du calorimètre électromagnétique : tests faisceaux

6.1 Introduction

L'étalonnage d'un détecteur consiste à déterminer ses paramètres principaux en le plaçant dans un rayonnement dont les caractéristiques sont connues, en général un faisceau de particules produit par un accélérateur.

Pour un calorimètre électromagnétique, on détermine la constante d'étalonnage, la résolution angulaire, la résolution en énergie et la longueur de radiation. En fait, on détermine expérimentalement toutes les caractéristiques du détecteur, ce qui revient à évaluer ses performances. De plus, les tests sont utilisés aussi dans le but d'ajuster la simulation MC, pour qu'elle corresponde au mieux à la réalité et pour qu'elle permette de faire les meilleures extrapolations possibles dans les domaines non testés.

Dans le cas d'un détecteur comme AMS, qui sera hors d'atteinte dès lors qu'il sera installé sur l'ISS, les tests faisceaux sont d'une importance capitale. En effet, même si les possibilités d'étalonnage relatif en vol existent, elles ne peuvent remplacer l'expérience acquise au sol et fournir les constantes absolues.

Alors que l'étalonnage au sol consiste à placer un détecteur sur le trajet d'un faisceau de particules dont toutes les caractéristiques sont connues, l'étalonnage en vol utilise le rayonnement cosmique ou bien des sources radioactives ou lumineuses embarquées[1]. Dans une expérience comme AMS qui dispose de plusieurs instruments, un interétalonnage peut aussi s'effectuer en comparant les réponses des différents sous-détecteurs.

Dans tous les cas, l'étalonnage en vol ne peut être mené sans une bonne simulation MC. C'est en effet en ayant une simulation correspondant le mieux possible à la réalité que l'on peut ensuite comprendre ce qui se passe en vol.

Dans ce chapitre, nous allons évoquer les tests sur faisceau d'un prototype du calorimètre[2]

[1] Le STD d'AMS utilise des faisceaux laser pour tester l'alignement des couches entre elles. FREGATE (cf. Chp. 4) dispose de sources radioactives de $_{133}$Ba.

[2] Le modèle d'ingénierie. Avant le calorimètre final, le modèle de vol, deux prototypes sont construits : le

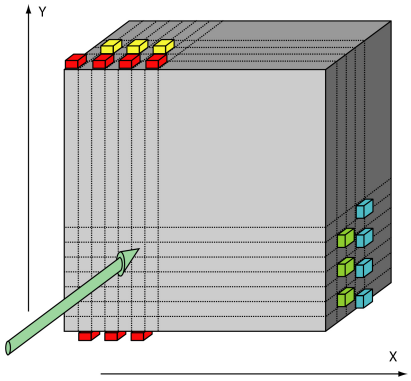


Fig. 6.1: Schéma du ECAL tel qu'il était équipé pour les tests faisceau. Seules les quatre premières supercouches sont figurées. Les PM d'une même couleur sont dans la même supercouche. Les PM qui se trouvent sur les faces cachées ne sont pas représentés. La flèche donne la direction du faisceau. Ce schéma n'est pas à l'échelle.

ECAL ayant eu lieu au CERN du 16 au 31 juillet 2002. Au cours de cette période, le calorimètre a été soumis à des faisceaux d'électrons, de muons, de protons et d'antiprotons pour des énergies comprises entre 3 GeV et 180 GeV. En plus de la participation aux prises de données, nous avons pris part à l'analyse des données collectées.

Alors que les autres équipes impliquées dans le test faisceau se concentraient sur l'étude des résolutions en énergie et angulaire pour les électrons, nous avons choisi d'étudier des points un peu plus spécifiques. Dans un premier temps, nous nous sommes attachés à étudier le bruit, la stabilité de l'électronique du calorimètre au cours du temps en étudiant les piédestaux et la réponse au MIP (*Minimum Ionizing Particle* ou particule au minimum d'ionisation) pour les protons. Nous avons ensuite effectué des comparaisons entre les données du test et la simulation MC. Dans ce cadre, nous avons développé une méthode pour corriger l'effet des pixels défectueux.

6.2 Description du dispositif expérimental

Les tests sur faisceau de juillet 2002 avaient pour but de tester l'électronique d'acquisition du calorimètre et de déterminer ses performances.

Pour remplir ces objectifs, un prototype du calorimètre partiellement équipé a été soumis à des faisceaux produits par l'accélérateur SPS[3] au CERN avec des électrons, des protons, des antiprotons et des muons, avec des énergies variant de 3 à 180 GeV.

Le calorimètre était monté sur un portique mobile pour pouvoir éclairer différentes zones. Il était équipé de 63 photomultiplicateurs, situés dans un coin pour pouvoir étudier les effets de bord. Les PM étaient répartis sur les neuf supercouches du calorimètre à raison de sept par

modèle d'ingénierie et le modèle de qualification.

[3] SPS pour *Super Proton Synchrotron*.

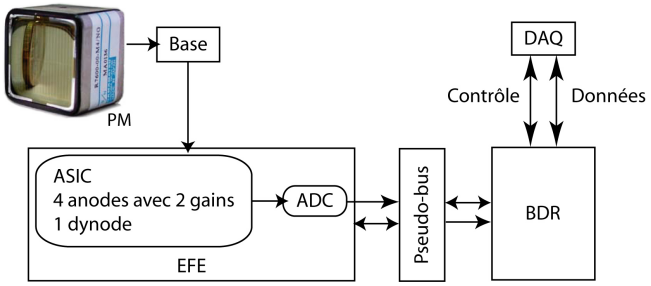


Fig. 6.2: Schéma de l'électronique de lecture utilisée pour les tests faisceau.

supercouche. Le schéma de la figure 6.1 montre comment était équipé le calorimètre. La zone équipée couvrait une surface de 126×126 mm^2.

Dans la suite, nous utilisons une numérotation spéciale pour identifier les PM. Les supercouches sont numérotées de 10 à 90 par pas de 10 et dans chaque supercouche, les PM sont numérotés de 10 à 70 par pas de 10. Par exemple, le troisième photomultiplicateur de la deuxième supercouche est numéroté 2030.

Sur la ligne du faisceau et devant et derrière le calorimètre se trouvaient des scintillateurs permettant de déclencher l'acquisition en cas de coïncidence temporelle. Deux détecteurs Čerenkov permettaient de rejeter la contamination en π, κ et e^+ pour le faisceau de proton d'une part, et d'identifier les électrons (avec une énergie inférieure à 15 GeV) d'autre part.

L'électronique utilisée pour le test (cf. Fig. 6.2) permettait de travailler dans une large gamme dynamique : du MIP à 80 GeV par pixel. Chaque photomultiplicateur était équipé d'une carte d'électronique *front-end* (EFE). Les cartes *pseudo-bus* permettait la liaison entre les cartes EFE et les deux BDR (*Board Data Reduction*). Chaque carte *pseudo-bus* est associée à une colonne, avec 4 ou 5 PM. Les BDR servaient à la réduction de données et à l'alimentation basse tension. Ils servaient aussi d'interface avec le système d'acquisition *via* des cartes VME.

Comme le montre la figure 6.2, les données enregistrées étaient, pour chaque PM, les signaux des quatre anodes bas gain, haut gain et le signal de la dernière dynode. On avait donc neuf valeurs en canaux d'ADC pour chaque photomultiplicateur.

Le rapport entre les signaux haut gain et bas gain devait être égal à 35 mais un problème d'alimentation des cartes EFE a fait que le rapport entre le haut gain et le bas gain n'était pas constant dans la zone de linéarité. La figure 6.3 montre l'évolution du signal haut gain en fonction du signal bas gain. Le plateau que l'on observe provient de la saturation du haut gain.

Le problème de la double pente a été pris en compte pour l'analyse des données haut gain ou en cas d'utilisation simultanée des données haut et bas gain (cf. Sec. 6.5).

Au début du test, des pixels morts ou bruyants ont été identifiés. Ils représentent environ 4% du nombre total de canaux. Dans la mesure du possible, les données ont toujours été choisies de manière à éviter les zones du calorimètre ayant des pixels défectueux.

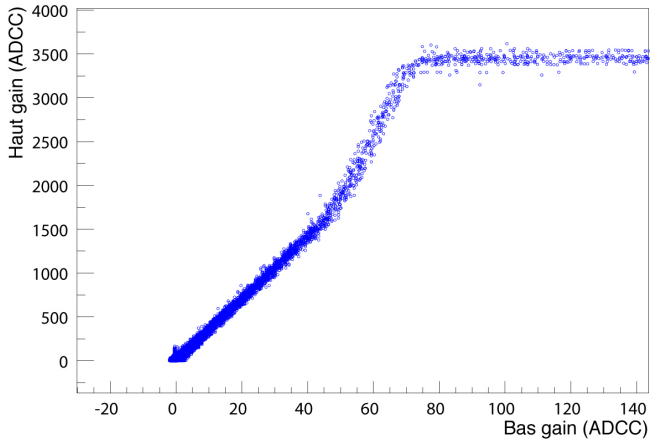


Fig. 6.3: Données haut gain en fonction des données bas gain pour un run d'électrons.

6.3 Les données disponibles

Au cours des deux semaines de tests, 728 fichiers de données (appelés *runs*) ont été générés par le système d'acquisition. Certains runs étaient destinés à la mesure de l'atténuation de la lumière dans les fibres, d'autres à la mesure du piédestal et d'autres encore à la prise des données physiques.

Dans la suite, nous n'utiliserons que les données physiques ou les piédestaux. Parmi les données disponibles, on compte 348 runs physiques et 71 runs piedestaux. Ces runs sont présenté par les tableaux A.1 et A.2 de l'annexe A. La répartition des runs physiques et piédestaux en fonction du type de particules et de leur énergie est donnée par les figures 6.4 et 6.5.

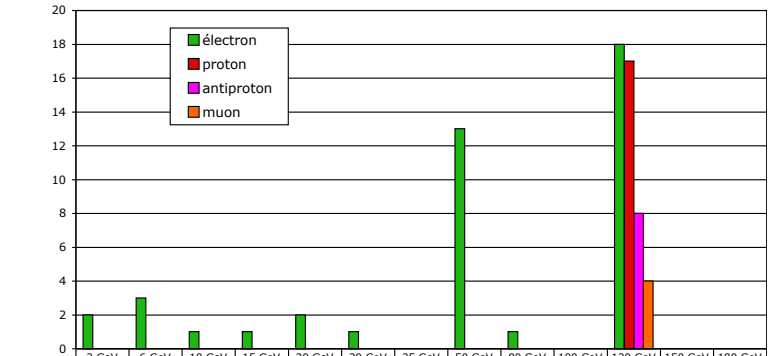
6.4 Étude des stabilités

6.4.1 Stabilité des piédestaux

Le piédestal est en fait le niveau de bruit introduit par les courants d'obscurité des PM ainsi que par l'ensemble de la chaîne électronique.

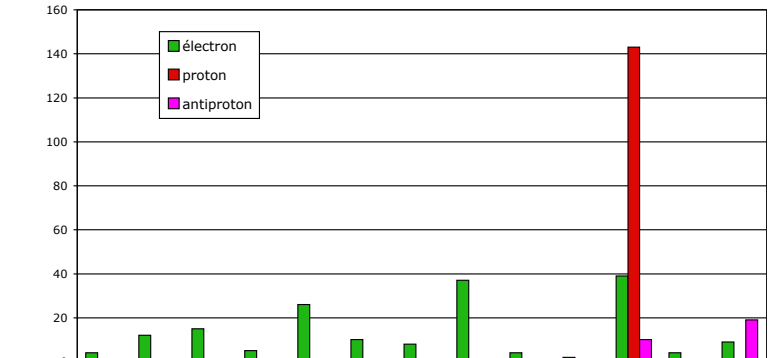
Les runs piédestaux comportent chacun 1000 événements, enregistrés avec un trigger aléatoire. Pour chaque run, on peut déterminer la moyenne du signal (exprimée en canaux d'ADC), ainsi que la dispersion correspondante (la RMS).

La figure 6.6 montre l'évolution de la moyenne et de la RMS pour un pixel du PM 4050 au cours des deux semaines de test, en prenant en compte tous les fichiers piédestaux (Tab. A.1). Le niveau moyen du piédestal, stable pendant les huit premiers jours, diminue de presque trois canaux d'ADC peu après. Ensuite, le niveau moyen remonte peu à peu au niveau où il était



	3 GeV	6 GeV	10 GeV	15 GeV	20 GeV	30 GeV	35 GeV	50 GeV	80 GeV	100 GeV	120 GeV	150 GeV	180 GeV
électron	2	3	1	1	2	1	0	13	1	0	18	0	0
proton	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	17	0	0
antiproton	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	8	0	0
muon	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	4	0	0

Fig. 6.4: Répartition des runs piédestaux en fonction du type de particule et de l'énergie du faisceau.



	3 GeV	6 GeV	10 GeV	15 GeV	20 GeV	30 GeV	35 GeV	50 GeV	80 GeV	100 GeV	120 GeV	150 GeV	180 GeV
électron	4	12	15	5	26	10	8	37	4	2	39	4	9
proton	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	143	0	0
antiproton	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	10	0	19

Fig. 6.5: Répartition des runs physiques en fonction du type de particule et de l'énergie du faisceau.

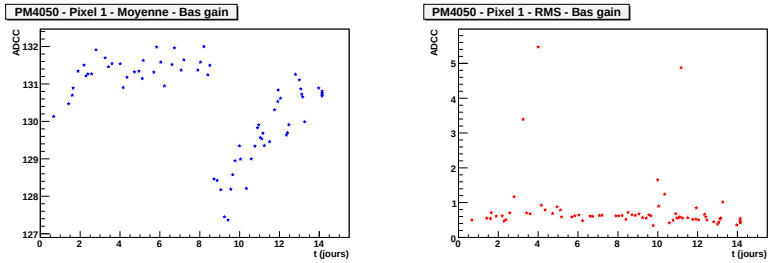


Fig. 6.6: Évolution du niveau moyen (à gauche) et de la RMS (à droite) du piédestal pour le pixel 1 du PM 4050 (BDR 2), pour toute la durée du test. La discontinuité du niveau moyen est bien visible. On constate aussi que la RMS présente des irrégularités.

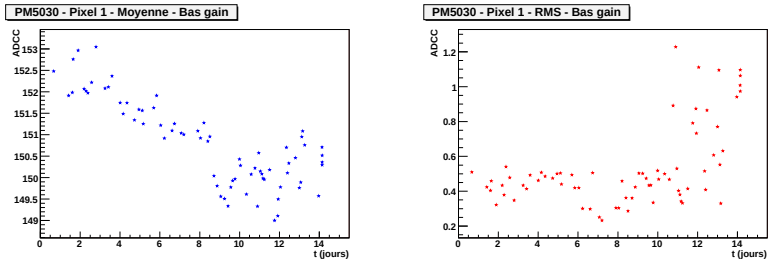


Fig. 6.7: Évolution du niveau moyen (à gauche) et de la RMS (à droite) du piédestal pour le pixel 1 du PM 5030 (BDR 1), pour toute la durée du test.

au début des tests. Cette discontinuité est probablement due à l'arrêt et au redémarrage de l'électronique pendant une manipulation du calorimètre.

Pendant l'arrêt, les composants et les PM ont refroidi, ce qui a fait changer leurs performances. D'autre part, cette évolution peut être due à l'instabilité des alimentations elles-mêmes ou bien au fait que l'installation n'était pas mise à la masse de manière satisfaisante. Une mauvaise mise à la masse se traduirait en effet par la présences de courants de fuite qui pourraient entraîner une variation du niveau du piédestal.

L'évolution de la RMS présente des discontinuités importantes, mais qui ne semble pas reliées à l'arrêt de l'alimentation. Elles semblent apparaître aléatoirement. Nous verrons dans la suite qu'il n'en est rien.

Effet du BDR

L'étude systématique de l'évolution de la moyenne des piédestaux pour tous les PM a fait apparaître une différence de comportement entre les piédestaux des PM gérés par le premier BDR et ceux gérés par le deuxième. La figure 6.6 montre l'évolution de la moyenne du piédestal pour le PM 4050, associé au BDR n°2. Elle est à comparer à la figure 6.7, qui montre les même graphiques, pour le PM 5030, géré par le BDR n°1.

Pour le PM 5030, la discontinuité du jour 8 est toujours visible mais elle apparaît de manière

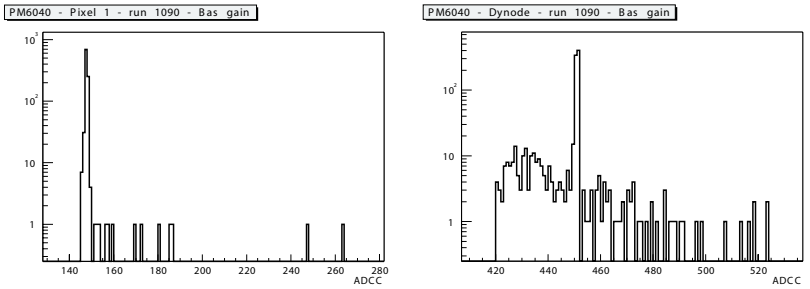


Fig. 6.8: Distribution des énergies déposées (exprimées en canaux d'ADC) pour le pixel 1 (à gauche) et de la dynode (à droite) du PM 6040, pour le run piédestal 1090.

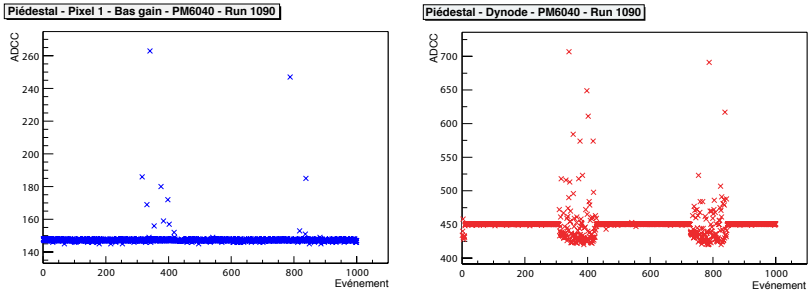


Fig. 6.9: Évolution de l'énergie déposée dans le pixel 1 (à gauche) et dans la dernière dynode (à droite) du PM 6040, pour le run 1090. Chaque point de ces graphiques représente un événement.

moins flagrante tant la moyenne du piédestal est irrégulière aussi bien avant qu'après le jour de la coupure des alimentations. L'évolution de la RMS montre encore des piédestaux pour lesquels la RMS est importante.

Effet du faisceau

Comme nous venons de le voir, certains runs piédestaux présentent des RMS importantes (typiquement supérieures à 1). Un exemple de tels runs est donné par la figure 6.8. Cette figure montre la distribution des énergies déposées pour les 1000 événements du run piédestal 1090 pour le PM 6040. Le graphique de gauche montre l'énergie dans un pixel et celui de droite dans la dynode.

La particularité du PM 6040 pour le run 1090 est qu'il équipait la tour qui était sur la trajectoire du faisceau. Pendant la prise des données piédestal, le faisceau n'était pas arrêté. Le maximum des deux histogrammes correspond bien au "vrai" piédestal, c'est à dire au bruit électronique et aux sources de rayonnement naturelles (radioactivité, rayons cosmiques). Les autres événements viennent des particules du faisceau, qui passent au moment où le trigger aléatoire déclenche. La figure 6.9 confirme cela en montrant l'évolution de l'énergie

déposée pour le run piédestal 1090, en fonction du temps. Les cycles montrés par les figures correspondent parfaitement au cycle du faisceau du SPS : 5 s où le faisceau passe pour chaque période de 17 s environ.

On voit clairement sur cette figure que c'est lors du passage du faisceau que l'on observe l'augmentation de la RMS pour les piédestaux des PM éclairés. Ceci est confirmé par le fait que les piédestaux des PM qui n'étaient pas éclairés par le faisceau sont normaux.

Conclusion

Dans cette partie, nous avons montré que les piédestaux ne sont pas restés stables tout au long de la durée du test. En plus d'une discontinuité du niveau du piédestal due à l'extinction et au ré-allumage des alimentations, on a remarqué une variation supplémentaire lors du passage du faisceau.

Le fait que le faisceau pollue le piédestal vient peut-être d'un problème de mise à la masse de l'électronique lors du test. Une autre possibilité serait que certains événements physiques dus au faisceau soient venus polluer les données piédestal. Le trigger aléatoire aurait pu capturer certains de ces événements physiques.

Ce problème sera évidemment absent pendant le vol d'AMS-02 sur la station spatiale puisque la mise à la masse devrait être correcte. D'autre part, les flux de particules dans l'espace sont bien plus faibles que le flux obtenu avec un faisceau sur accélérateur, ce qui fait que les effets d'empilement seront négligeables.

6.4.2 Étude du MIP avec les protons et les antiprotons

Une particule au minimum d'ionisation (un MIP) dépose une quantité d'énergie égale par unité de longueur parcourue dans le calorimètre. Les MIPs peuvent donc être utilisés en vue de étalonner un détecteur.

À très basse énergie (typiquement inférieure à 1 GeV), les protons interagissent par diffusion élastique alors que les antiprotons s'annihilent si la quantité de matière est suffisante. Pour des énergies supérieures, protons et antiprotons donnent préférentiellement des gerbes hadroniques après un certain parcours dans la matière où ils perdent leur énergie par ionisation et constituent donc des MIPs. Or dans la suite, nous utiliserons des données à 120 GeV. À cette énergie, les protons et les antiprotons se comportent de la même manière.

Dans cette section, nous étudions la stabilité du MIP dans le temps. Pour cela, nous aurons besoin d'un moyen d'identifier la composante MIP du signal et de rejeter la composante hadronique. Nous verrons que le choix des données piédestal utilisées pour la suppression du bruit a une influence importante sur les résultats. Nous étudierons les MIPs en considérant le dépôt d'énergie dans tout le calorimètre et aussi seulement dans la tour touchée par le faisceau.

Les données

La table 6.1 donne la liste et les caractéristiques des runs physiques utilisés pour l'étude de la stabilité des MIP pour les protons et les antiprotons. Pendant ces runs, le portique supportant le calorimètre est toujours positionné aux mêmes coordonnées si bien que le faisceau a théoriquement toujours le même point d'entrée.

Tab. 6.1: Ensemble des runs physiques utilisés pour l'étude du MIP.

Run	Energie (GeV)	Particule	x	y	Date	Heure
695	120	p	302	152	2002-07-21	17 :16
696	120	p	302	152	2002-07-21	17 :41
697	120	p	302	152	2002-07-21	18 :05
698	120	p	302	152	2002-07-21	18 :30
699	120	p	302	152	2002-07-21	18 :55
700	120	p	302	152	2002-07-21	19 :20
701	120	p	302	152	2002-07-21	19 :45
702	120	p	302	152	2002-07-21	20 :11
703	120	p	302	152	2002-07-21	20 :39
704	120	p	302	152	2002-07-21	21 :05
705	120	p	302	152	2002-07-21	21 :30
706	120	p	302	152	2002-07-21	21 :56
707	120	p	302	152	2002-07-21	22 :02
709	120	p	302	152	2002-07-21	22 :53
710	120	p	302	152	2002-07-21	23 :19
711	120	p	302	152	2002-07-21	23 :43
712	120	p	302	152	2002-07-22	00 :08
732	120	p	302	152	2002-07-22	04 :55
733	120	p	302	152	2002-07-22	05 :03
734	120	p	302	152	2002-07-22	05 :05
735	120	p	302	152	2002-07-22	06 :18
736	120	p	302	152	2002-07-22	06 :45
737	120	p	302	152	2002-07-22	07 :15
738	120	p	302	152	2002-07-22	07 :04
739	120	p	302	152	2002-07-22	08 :05
740	120	p	302	152	2002-07-22	08 :03
741	120	p	302	152	2002-07-22	09 :41
742	120	p	302	152	2002-07-22	10 :15
1164	120	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	01 :16
1165	120	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	01 :21
1166	120	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	02 :18
1167	120	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	02 :45
1168	120	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	03 :01
1169	120	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	03 :35
1170	120	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	04 :01
1171	120	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	04 :25
1172	120	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	04 :49
1173	120	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	05 :15

Les runs piédestaux utilisés sont donnés par le tableau 6.2. Le point d'entrée du faisceau est le même que pour les runs physique.

Extraction du signal MIP

Les données sont constituées de 28 runs physiques de protons à 120 GeV et de 9 runs d'antiprotons à la même énergie.

Dans un premier temps, nous utilisons systématiquement les données piédestales les plus proches temporellement des données physiques pour soustraire le bruit. Pour chaque fichier piédestal, le niveau moyen du bruit $< Ped >$ et sa variance σ_{ped} sont déterminés.

La procédure d'extraction des MIPs consiste à :

– Soustraire le piédestal. La soustraction est obtenue par

$$\mathrm{ADCC}^j_{sub}(i) = \mathrm{ADCC}^j(i) - < \mathrm{Ped} >^j,$$

où j représente le canal (le pixel) et i le numéro de l'événement ;

Tab. 6.2: Ensemble des runs piédestaux utilisés pour l'étude du MIP.

Run	Energie (GeV)	Particule	x	y	Date	Heure
694	120	p	302	152	2002-07-21	17 :15
708	120	p	302	152	2002-07-21	22 :52
731	120	p	302	152	2002-07-22	04 :04
1163	120	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	01 :15
1175	120	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	08 :31

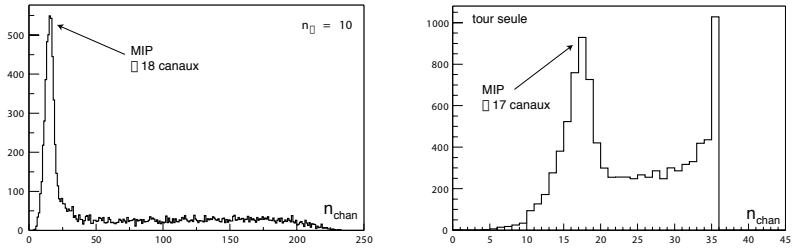


Fig. 6.10: Distribution de n_{chan} pour le run proton 742, avec une coupure du bruit à 10 σ pour tout le calorimètre (à gauche) et la tour touchée par le faisceau (à droite).

– Sélection des n_{chan} canaux actifs, c'est-à-dire ceux pour lesquels le signal est au dessus du niveau de bruit d'un certain facteur : $\mathrm{ADCC}^j_{sub}(i) > n_\sigma\ \sigma_{ped}$. Pour ces tests, σ_{ped} était sensiblement toujours égal à 1 canal ADC ;
– Sélection des MIPs par une coupure sur n_{chan} ;
– Le signal MIP est obtenu en sommant les signaux des canaux sélectionnés, soit dans tout le calorimètre, soit dans la tour touchée par le faisceau ;
– Le signal MIP est caractérisé à l'aide d'un ajustement d'une fonction Landau qui permet de déterminer sa valeur moyenne et sa variance.

Distributions de $\mathbf{n_{chan}}$ À partir des données physiques, on compte pour chaque événement le nombre n_{chan} de cellules qui dépassent le niveau de bruit d'un certain facteur n_{sigma}. La distribution de n_{chan} pour un run proton est montrée par la figure 6.10.

On voit qu'une majorité des événements éclairent environ 18 cellules. Ils correspondent à des MIPs puisqu'il y a 18 cellules dans l'épaisseur du calorimètre, deux par supercouche. La queue de la distribution est due aux protons créant des gerbes hadroniques. Pour ces événements, le nombre de cellules touchées est plus important et vaut au maximum 252, c'est-à-dire le nombre de PM (63) multiplié par le nombre de pixels par PM (4). La variable n_{chan} permet donc de discriminer entre les événements MIP et les événements hadroniques.

Lorsqu'on ne considère que la tour (section longitudinale du calorimètre) où tombe le faisceau, on obtient le graphique montré par la figure 6.10 à droite. Cette fois, le nombre maximum de canaux vaut 36, ce qui correspond à 9 PM avec 4 anodes chacun.

En résumé, pour sélectionner le signal MIP avec une coupure du bruit à 10 σ_{ped}, nous appliquerons la sélection suivante, basée sur la distribution de la figure 6.10 :

$$13 < n_{chan} < 25. \qquad (6.1)$$

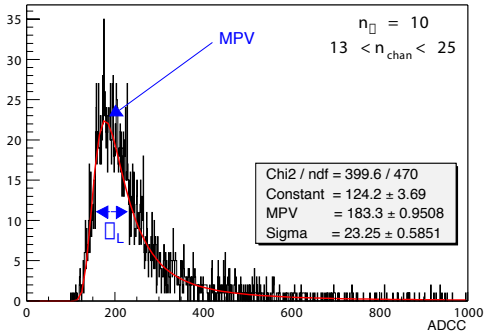


Fig. 6.11: Énergie déposée dans le calorimètre après sélection des événements MIP par une coupure sur n_{chan} (run 742). Les données sont fittées par une courbe de Landau (en rouge). Les paramètres MPV et σ_L sont expliqués dans le texte.

Détermination de l'énergie moyenne déposée La figure 6.11 montre la distribution du dépôt d'énergie pour tout le calorimètre pour les événements sélectionnés par la coupure 6.1. Le graphique montre un fit effectué avec une fonction de Landau[4] :

$$f_{Landau}(y) = k \times \exp\left(-\frac{y + e^{-y}}{2}\right), \tag{6.2}$$

avec

$$y = \frac{x - MPV}{\sigma_L}. \tag{6.3}$$

Les paramètres déterminés par l'ajustement sont MPV et σ_L. MPV (*Most Probable Value*) nous donne la position du MIP. Dans la suite, nous allons étudier le variations de cette position au cours du temps.

Les coupures sur le bruit et sur n_{nchan} ont toujours été choisies de manière à sélectionner un maximum d'événements MIP et donnant le meilleur fit possible.

Évolution du MIP au cours du temps

Soustraction des piédestaux les plus proches Les valeurs moyennes de MIP ont été déterminées pour tous les runs protons 120 GeV mentionnés plus haut. Nous avons pu ainsi tracer l'évolution de la MPV en fonction du temps. Un graphique de ce type est présenté par la figure 6.12. Cette figure présente le même graphique de deux manières différentes.

Le graphique de gauche montre que l'évolution de la MPV présente un saut de 30 canaux d'ADC dans la nuit du 21 au 22 juillet. Cette nuit là, à 4h40, le système de contrôle du portique permettant le déplacement du calorimètre a remis ces coordonnées relatives à (0, 0) de manière intempestive. La procédure dans ce cas-là voulait que les personnes en shift arrêtent le faisceau, vérifient les coordonnées réelles du calorimètre, le déplacent à la vraie origine, remettent les coordonnées à zéro, et replacent le calorimètre à la position voulue.

[4] La courbe de Landau est bien adaptée à la description d'un dépôt d'énergie par ionisation.

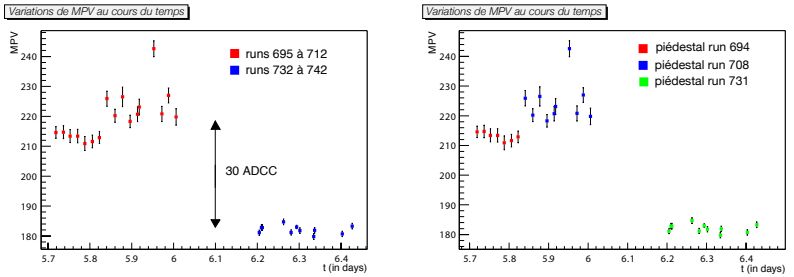


Fig. 6.12: Variation de la MPV au cours du temps. À gauche, les couleurs mettent en évidence les deux populations de MPV. À droite, chaque couleur correspond au run piédestal utilisé.

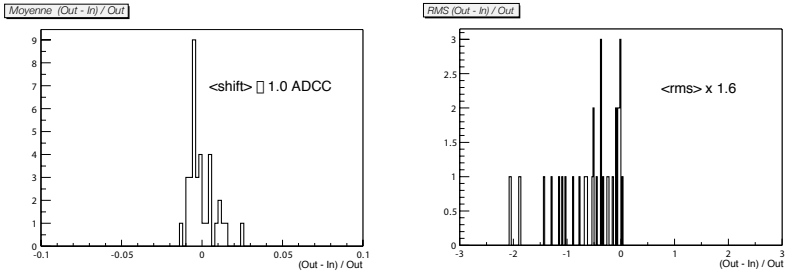


Fig. 6.13: Distribution des écarts relatifs entre les niveaux des piédestaux (à gauche) et entre les valeurs de σ_{ped} (à droite).

Cet incident ne peut certainement pas expliquer à lui seul une variation aussi importante de la MPV, même s'il y contribue certainement. La figure de droite apporte une réponse bien plus évidente. Elle est identique au graphique de gauche, mais elle montre les runs piédestaux utilisés pour la suppression du bruit. Cette fois, il apparaît clairement que le choix des fichiers piédestaux influe sur le résultat. D'autre part, en sachant que les runs piédestaux 694 et 708 ont été pris en présence du faisceau, et pas le run piédestal 731, on comprend un peu mieux la grande variation montrée par le graphique.

Pour avoir une estimation de la variation introduite par le changement de fichiers piédestaux, nous avons étudié les distributions des grandeurs suivantes :

$$\Delta < Ped >= \frac{M(out) - M(in)}{M(out)} \tag{6.4}$$

et

$$\Delta RMS = \frac{RMS(out) - RMS(in)}{RMS(out)} \tag{6.5}$$

où out signifie sans faisceau et in avec faisceau.

Ces distributions sont montrées par la figure 6.13. La figure de gauche montre l'écart relatif entre les niveaux moyens des piédestaux quand ils sont "dans le faisceau" ou non. L'écart relatif

paraît faible mais la variation correspondante de la moyenne vaut environ 1 canal ADC, et ce pour un pixel. Si on considère que le nombre de canaux touchés pour un MIP est d'environ 18, on arrive à une différence de presque 20 canaux d'ADC. Ce n'est pas encore assez pour expliquer l'écart de la figure 6.12 mais la contribution est importante.

En conclusion, nous voyons là encore une conséquence d'avoir pris les données des piédestaux pendant que le faisceau était en fonctionnement puisque nous voyons les MIP varier si nous utilisons des fichiers piédestaux pris avec faisceau ou sans. Dans la suite, nous utiliserons des piédestaux "avec faisceau", mais nous utiliserons un seul fichier piédestal pour tous les runs protons.

Soustraction du même piédestal pour tous les runs Dans cette section, nous décrivons les résultats de la même analyse, mais réalisée avec un seul fichier piédestal pour les protons et un seul pour les antiprotons. L'ajout des données antiprotons, prises à la fin des tests faisceau, nous permettra d'évaluer la stabilité des MIP sur une période d'environ une semaine.

Les sélections appliquées ici sont les mêmes que celles décrites dans la section 6.4.2, mais on applique cette fois les constantes d'interétalonnage et la correction de l'atténuation de la lumière dans les fibres [94] :

$$\frac{A(x[cm])}{A_0} = 0.2\exp\left(\frac{-x}{20}\right) + 0.8\exp\left(\frac{-x}{250}\right). \tag{6.6}$$

Cette expression comprend deux termes. Le premier terme est à décroissance rapide. Il correspond aux photons créés dans la fibre avec un angle tel qu'ils ne sont pas réfléchis. Le second terme correspond aux photons dont l'angle sur les parois de la fibre est suffisamment proche de l'angle de réflexion totale pour qu'ils puissent se propager. Ce terme de l'équation prend alors en compte l'atténuation le long de la fibre.

La phase d'interétalonnage est d'une importance capitale. Elle consiste à comparer la réponse de tous les pixels de tous les photomultiplicateurs lorsque ceux-ci reçoivent la même quantité de lumière. Par exemple, dans le cas d'un particule au minimum d'ionisation, le dépôt d'énergie est constant sur tout le parcours de la particule dans le calorimètre. Il suffit donc de comparer les réponses des PM pour déterminer les coefficients d'interétalonnage. Nous utiliserons ici des coefficients d'interétalonnage obtenus avec des runs muons.

Cette fois, les meilleurs ajustements de l'énergie déposée sont obtenus avec des coupures sur n_{chan} données par : $15 < n_{chan} < 25$ quand on considère tout le calorimètre et $15 < n_{chan} < 27$ pour la tour seule, avec une coupure sur le bruit à 5 σ_{ped} dans les deux cas.

Comme dans la section précédente, notre but est d'étudier les variations de la MPV en fonction du temps. Pour cette analyse, nous n'utilisons qu'un seul fichier piédestal pour les proton et un pour les antiprotons. Les fichiers piédestaux sont choisis "dans le faisceau", c'est-à-dire que le calorimètre n'a pas été déplacé entre la prise des données physiques et la prise des données des piédestaux. Les runs proton et antiproton sont choisis pour que le faisceau ait toujours le même point d'entrée dans le calorimètre.

Protons Les graphiques de la figure 6.14 (page suivante) montrent l'évolution de la MPV pour les protons, dans le cas où l'on considère tous les PM (à gauche) et dans le cas où on ne considère que la tour touchée par le faisceau. La première remarque que nous pouvons faire est que la discontinuité observée auparavant a disparu. Il est donc fort probable que ce soit le fait d'utiliser des données piédestal différentes qui causait le problème.

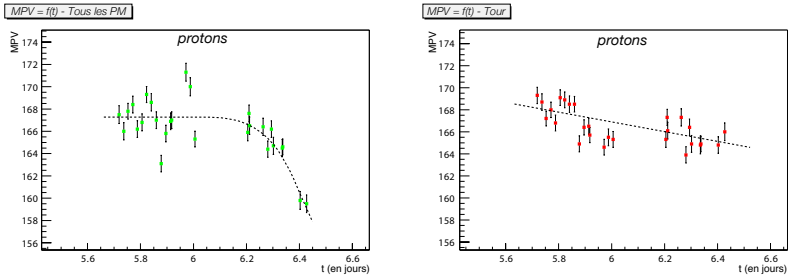


Fig. 6.14: Évolution du MPV en fonction du temps, pour les protons. A gauche, en considérant tous les PM, à droite, en ne considérant que la tour touchée par le faisceau.

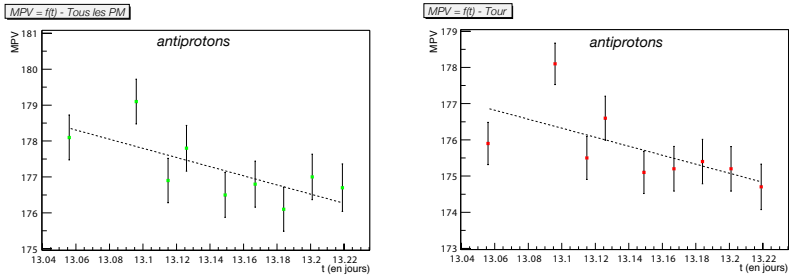


Fig. 6.15: Évolution du MPV en fonction du temps, pour les antiprotons. À gauche, en considérant tous les PM, à droite, en ne considérant que la tour touchée par le faisceau.

Le niveau du MIP est sensiblement le même pour la tour et pour tout le calorimètre. C'est ce que l'on s'attend à avoir dans le cas d'une interaction de type MIP. Si les protons formaient des gerbes hadroniques, on aurait une réponse bien plus importante dans tout le calorimètre que dans la tour.

Par contre, on a toujours une évolution du niveau du MIP en fonction du temps. Quand on tient compte de tous les PM, cette évolution commence après le sixième jour[5] et correspond environ à -35 ADCC/jour. Pour les PM de la tour touchée par le faisceau, l'évolution est moins importante et vaut environ -5 ADCC/jour.

La variation est plus marquée dans le cas où on prend en compte tout le calorimètre. Il est donc probable qu'elle soit due aux événements hadroniques non rejetés par la coupure sur n_{chan}. D'autre part, la variation de la MPV pourrait venir du fait que nous utilisons le même piédestal pour toutes les données. Le fichier piédestal pourrait refléter correctement le niveau de bruit réel des données au début des runs protons et moins bien à la fin.

Antiprotons Pour les antiprotons, comme le montre la figure 6.15, la tendance est la même : la MPV décroît avec le temps. Pour le calorimètre entier comme pour la tour seule, le taux de décroissance est d'environ 12.5 ADCC/jour. Comme pour les protons, on pourrait dire que

[5] Rappelons ici que la coupure des alimentations est survenue au huitième jour.

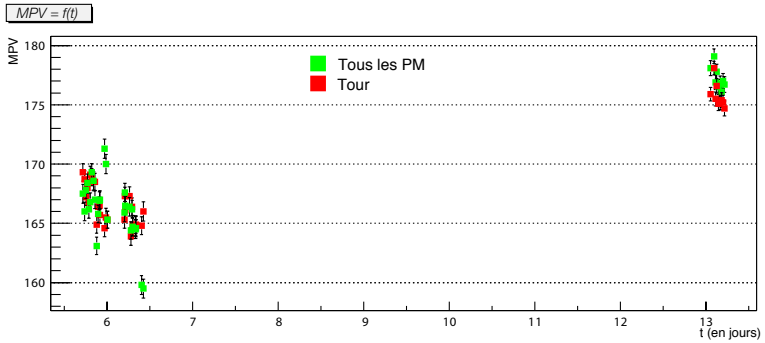


Fig. 6.16: Évolution du MPV en fonction du temps, pour les protons (groupe de gauche) et les antiprotons (groupe de droite).

cette évolution reflète le fait que le bruit des données s'écarte petit à petit du piédestal du fichier piédestal.

Conclusions

La figure 6.16 regroupe les données proton et antiproton pour montrer l'évolution du MIP sur une période d'une semaine. Si tout était parfaitement stable, on ne pourrait pas s'attendre à voir une différence entre le MIP "proton" et le MIP "antiproton" à une énergie de 120 GeV. Or, c'est ce que nous observons : le niveau moyen du dépôt d'énergie pour le MIP croît d'environ 20 canaux d'ADC en l'espace d'une semaine. Cette variation du niveau du MIP est illustrée à nouveau par la figure 6.17, qui montre les distribution de MPV pour les protons et les antiprotons.

La figure 6.18 montre l'évolution du paramètre σ_L en fonction de la MPV. Les deux populations (protons et antiprotons) sont bien séparées car les valeurs de la MPV sont différentes pour les protons et la antiprotons. De plus, on remarque que les antiprotons donnent des valeurs de σ_L sensiblement identiques à celles des protons.

Il est probable que le fait que nous utilisions des fichiers piédestaux différents pour les protons et les antiprotons ait une influence. C'est au vu des résultats de notre analyse sur la stabilité des piédestaux que nous avons décidé d'utiliser le même fichier piédestal pour tous les protons et un autre pour tous les antiprotons. Il aurait évidemment été très discutable d'utiliser le même fichier piédestal pour tous les runs. Toutefois, la variation du piédestal ne suffit pas à elle seule pour expliquer la variation de la MPV entre les prises de données protons et antiprotons.

On peut aussi penser qu'en une semaine, le calorimètre et son électronique auraient pu évoluer de façon à ce que le dépôt d'énergie du MIP change. Par exemple, à l'occasion d'une remise à zéro accidentelle des coordonnées, et d'un repositionnement manuel, le détecteur aurait pu être déplacé suffisamment pour que sa réponse change un peu.

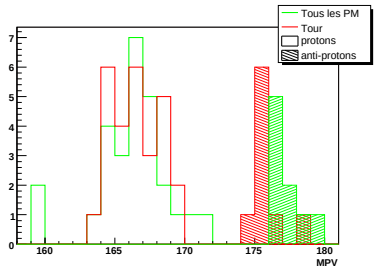


Fig. 6.17: Distribution du MPV pour les protons (histogrammes ouverts) et les antiprotons (histogrammes hachurés). En vert : pour tous les PM. En rouge : pour la tour seule.

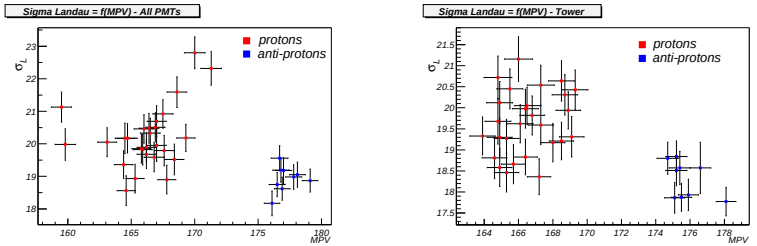


Fig. 6.18: Évolution de σ_L en fonction de la MPV pour les protons et les antiprotons. À gauche, en considérant tous les PM, à droite, en ne considérant que la tour touchée par le faisceau.

6.5 Comparaison des données du test avec la simulation MC

Dans cette partie, nous allons effectuer une comparaison des résultats du test avec ceux de la simulation *Monte Carlo* (MC).

Pour cela, nous allons reprendre la même procédure que dans la section précedente, mais nous allons en plus déterminer et appliquer une constante d'étalonnage pour exprimer les dépôts d'énergie en keV, et non plus en canaux d'ADC. Cette étape est nécessaire dans la mesure où la simulation donne les dépôts d'énergie en keV.

Nous comparerons les profils de gerbe ainsi que l'énergie totale déposée pour des électrons à 3, 6, 10, 20, 30, 50, 80 et 120 GeV. Pour les protons, nous n'utiliserons que des données à 120 GeV puisque c'est la seule énergie disponible.

Nous utiliserons pour les comparaisons la version de la simulation de février 2003, en générant les particules sur un carré de 2 cm sur 2 cm aux coordonnées -28 $<$ x $<$ -26 et -24 $<$ y $<$ -22.

Comme précédemment, nous commencerons par décrire les données et les sélections réalisées à l'aide de la variable n_{chan}.

Tab. 6.3: Ensemble des runs physiques e^- utilisés pour effectuer la comparaison données/MC. Les runs sont ici classés par énergie croissante et par type de particule.

Run	Energie (GeV)	Particule	x	y	Date	Heure
803	3	e^-	302	-	2002-07-24	02 :25
804	3	e^-	302	152	2002-07-24	02 :59
791	6	e^-	302	152	2002-07-23	12 :52
792	6	e^-	302	152	2002-07-23	13 :24
747	10	e^-	302	152	2002-07-22	12 :01
748	10	e^-	302	152	2002-07-22	12 :45
778	20	e^-	302	143	2002-07-23	04 :31
779	20	e^-	302	143	2002-07-23	05 :00
989	30	e^-	329	152	2002-07-27	07 :37
974	50	e^-	329	152	2002-07-27	00 :29
975	50	e^-	302	152	2002-07-27	00 :55
968	80	e^-	302	152	2002-07-26	22 :15
969	80	e^-	338	152	2002-07-26	22 :45
812	120	e^-	304.9	152	2002-07-24	21 :42
813	120	e^-	304.9	152	2002-07-24	22 :02
814	120	e^-	304.9	152	2002-07-24	22 :38
815	120	e^-	304.9	152	2002-07-24	23 :04
705	120	p	302	152	2002-07-21	21 :30
706	120	p	302	152	2002-07-21	21 :56

Tab. 6.4: Ensemble des runs piédestaux e^- utilisés pour effectuer la comparaison données/MC.

Run	Energie (GeV)	Particule	x	y	Date	Heure
754	10	e^-	283.8	125	2002-07-22	16 :39
780	20	e^-	302	143	2002-07-23	05 :28
794	6	e^-	302	152	2002-07-23	14 :39
805	3	e^-	302	152	2002-07-24	04 :42
811	120	e^-	304.9	143.2	2002-07-24	21 :35
971	80	e^-	338	116	2002-07-26	23 :41
976	50	e^-	302	152	2002-07-27	01 :02
990	30	e^-	329	152	2002-07-27	08 :07
708	120	p	302	152	2002-07-21	22 :52

6.5.1 Données

Le tableau 6.3 montre l'ensemble des données physiques utilisées pour effectuer la comparaison données/MC. Contrairement aux runs utilisés précédemment, ici le faisceau n'a pas toujours le même point d'entrée.

Le tableau 6.4 donne la liste des données piédestales utilisées.

6.5.2 Sélections sur les données

Notre procédure d'analyse est similaire à celle utilisée précédemment :

– Soustraction du piédestal. La soustraction est obtenue par

$$\text{ADCC}^j_{sub}(i) = \text{ADCC}^j(i) - < \text{Ped} >^j,$$

où j représente le canal (le pixel) et i le numéro de l'événement ;

– Interétalonnage et correction pour la longueur d'atténuation ;

– Utilisation des données haut gain si le signal vaut moins de 1750 canaux d'ADC et du signal bas gain multiplié par 36 sinon. Ceci sert à corriger la double pente du rapport des gains (cf. Fig. 6.3 et Sec. 6.2) ;

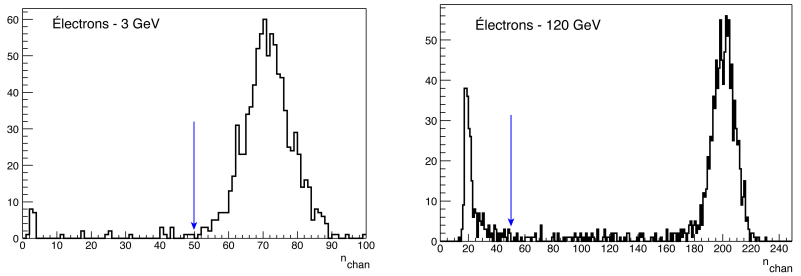


Fig. 6.19: Distributions de la variables n_{chan} pour des électrons de 3 GeV et de 120 GeV. La coupure appliquée est la même pour toutes les énergies : $n_{chan} > 50$. Elle est indiquée par les flèches bleues.

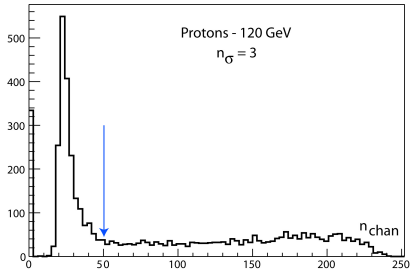


Fig. 6.20: Distribution de la variables n_{chan} pour des protons de 120 GeV. La coupure appliquée est indiquée par une flèche bleue.

– Utilisation du compteur Čerenkov pour sélectionner les particules ;

– Sélection des n_{chan} canaux actifs, c'est-à-dire ceux pour lesquels le signal est au dessus du niveau de bruit d'un certain facteur : $\text{ADCC}^j_{sub}(i) > 3\ \sigma_{ped}$;

– Sélection des événements physiques par une coupure sur n_{chan} : on sélectionne les interactions électromagnétiques pour les électrons et les événements hadroniques pour les protons ;

– L'énergie totale déposée est obtenue en sommant les signaux des canaux sélectionnés pour tout le calorimètre.

Les données pour les électrons permettent d'utiliser la même coupure à toutes les énergies. La figure 6.19 montre les distributions de n_{chan} pour des électrons à 3 GeV et à 120 GeV. Il est possible d'effectuer la même coupure quelque soit l'énergie des électrons. Comme le montre la figure, nous avons choisi la coupure $n_{chan} > 50$. Pour ce qui est des protons, nous sélectionnons le signal hadronique en effectant la même coupure : $n_{chan} > 50$ (cf. Fig. 6.20).

Le tableau 6.5 donne l'efficacité des coupures pour les différentes énergies. On a indiqué également le nombre d'événements simulés pour la comparaison données/MC. L'efficacité des coupures diminue lorsque les énergies augmentent. Cela est dû au fait que plus le faisceau est énergétique, plus il est contaminé.

Tab. 6.5: Efficacité des coupures dans le cas des électrons pour différentes énergies. Le nombre d'événements simulés est aussi indiqué.

Energie (GeV)	Avant coupure (données)	Après courpure (données)	Efficacité	Nombre d'événements MC
3	2021	890	44%	14409
6	20000	15034	75%	11340
10	20000	10047	50%	9692
20	20000	4350	22%	-
30	10000	5616	56%	7057
50	20000	4310	21%	3882
80	20000	1667	8%	-
120	40000	1099	3%	4817

6.5.3 Détermination de la constante de calibration

La simulation MC donne tous les dépôts d'énergie exprimés en unité d'énergie et non pas en canaux d'ADC. Pour pouvoir effectuer les comparaisons, nous avons dû nous aussi passer des ADCC aux MeV, en déterminant la constante de calibration absolue du calorimètre.

Pour déterminer cette constante, nous avons tracé l'énergie reconstruite (en canaux d'ADC) en fonction de l'énergie du faisceau (cf. Fig. 6.21 à gauche) pour des énergies comprises entre 3 et 20 GeV, c'est-à-dire dans une gamme d'énergie où les fuites longitudinales sont négligeables. La pente de la droite fittée nous donne la valeur de la constante de calibration. Dans notre cas, cette constante est telle que :

$$1 \text{ canal ADC (haut gain)} = 0.89 \ \pm \ 0.04 \text{ MeV}. \tag{6.7}$$

Cette valeur est en très bon accord avec la valeur trouvée pour les mêmes faisceaux tests mais avec une analyse différente dans [94].

La figure 6.21 à droite montre la droite obtenue avec la constante de calibration ci-dessus, avec l'ensemble des données électrons. À haute énergie (> 50 GeV), le calorimètre ne contient plus entièrement les gerbes électromagnétiques. On parle de fuite longitudinale ou en anglais de *leakage*.

6.5.4 Comparaison données/MC pour l'énergie totale déposée

Électrons

La figure 6.22 de la page 113 montre pour des énergies de 3, 6, 10, 30, 50 et 120 GeV les énergies déposées dans le calorimètre dans le cas du test sur faisceau (courbes en noir) et dans le cas de la simulation MC (courbes en rouge). Les histogrammes sont tous normalisés au même nombre d'événements. Les moyennes des distributions sont indiquées près des courbes.

De manière générale, l'accord entre la simulation et les données est moyen. Les distributions permettent de remarquer que le leakage dans la simulation est un peu plus faible que celui trouvé pour le test faisceau. On a en effet un leakage d'environ 4% pour le test et de 3% pour le *Monte Carlo* à 120 GeV.

Cette tendance est confirmée par les graphiques de la figure 6.23. Cette figure montre l'évolution du rapport de l'énergie déposée dans la dernière couche du calorimètre avec l'énergie de départ (énergie du faisceau ou énergie reconstruite) en fonction de l'énergie du faisceau. L'énergie déposée dans la dernière couche est plus importante pour la simulation (points rouges) que pour le test (points noirs).

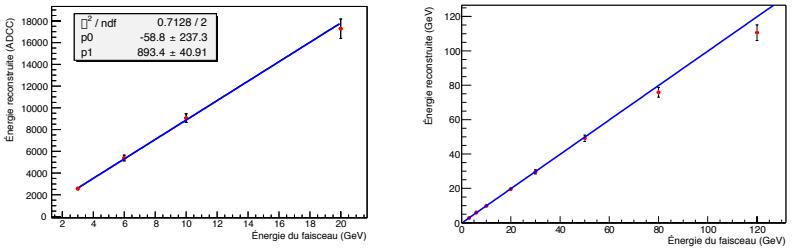


Fig. 6.21: Détermination de la constante de calibration. À gauche, l'ajustement des quatre premières énergies utilisé pour déterminer la constante de calibration. À droite, la droite ajustée avec les points pour toutes les énergies.

Ici, aucune correction des fuites longitudinales n'est appliquée mais nous allons tout de même décrire brièvement la procédure qui pourrait être appliquée dans ce but, et qui est d'ores et déjà mise en œuvre dans le programme de reconstruction officiel [95]. La correction se fait à partir de l'énergie déposée dans la dernière couche E_{18}. L'énergie totale de la gerbe est écrite de la manière suivante :

$$E_{rec} = \frac{E_{mes}}{c - a\frac{E_{18}}{E_{mes}}} \tag{6.8}$$

où E_{rec} est l'énergie reconstruite et E_{mes} l'énergie mesurée. La correction passe donc par une phase consistant à déterminer les paramètres c et a en étudiant les données des tests d'étalonnage à plusieurs énergies.

Protons

En sélectionnant le signal hadronique pour les runs protons 705 et 706 et après soustraction du niveau de bruit obtenu avec le fichier piédestal 708, nous avons déterminé l'énergie totale déposée dans le calorimètre par les protons de 120 GeV. La figure 6.24 montre la distribution de l'énergie totale déposée. La courbe noire représente les données et la courbe rouge le résultat de la simulation MC. Les histogrammes sont normalisés au même nombre d'événements. On constate un très bon accord entre les données et la simulation.

6.5.5 Comparaison données/MC pour les profils de gerbe

On appelle profil de gerbe l'évolution de l'énergie déposée dans le calorimètre en fonction de la distance parcourue dans celui-ci. Dans cette section, nous allons donc étudier le dépôt d'énergie pour chaque couche et nous allons comparer les données avec la simulation pour chacune des dix-huit couches du calorimètre.

Électrons

Les électrons interagissent pour donner des gerbes électromagnétiques. Dans ce cas, le profil de gerbe peut être paramétrisé par l'équation suivante :

$$\frac{d(E/E_0)}{d(bz/X_0)} = \frac{1}{c}\left[\exp\left(\frac{-b(z-z_0)}{X_0}\right)\ (b(z-z_0))^{a-1}\right] \tag{6.9}$$

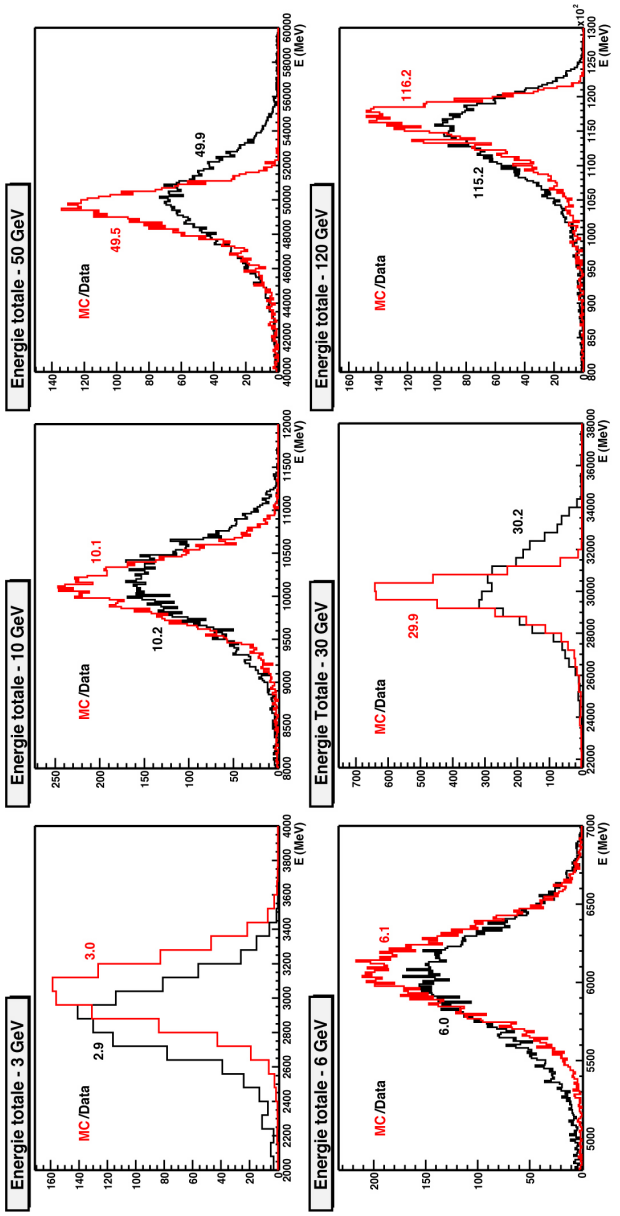


Fig. 6.22: Comparaison entre les données électrons du test faisceau et les résultats de la simulation MC pour l'énergie totale déposée. En noir, les données du test. En rouge, les résultats de la simulation *Monte Carlo*. Les moyennes des distributions sont indiquées près des courbes.

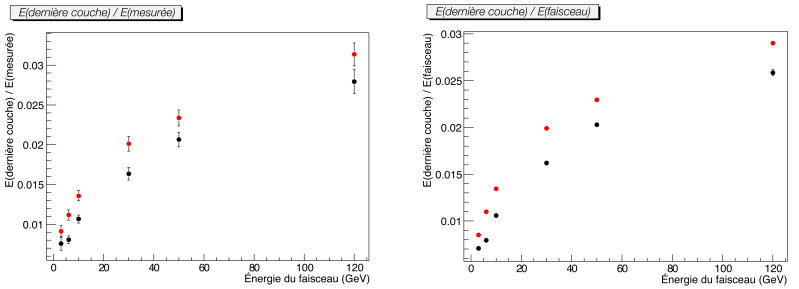


Fig. 6.23: Évaluation du leakage dans la dernière couche du calorimètre. À gauche, en considérant l'énergie mesurée (réelle) et à droite, l'énergie du faisceau. Les points en rouge correspondent à la simulation MC et les points en noirs aux données du test.

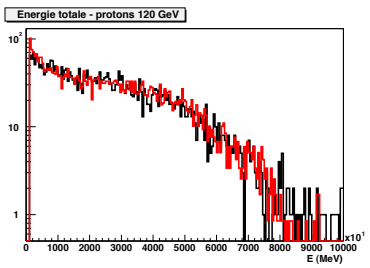


Fig. 6.24: Comparaison données/MC pour l'énergie totale déposée par des protons à 120 GeV.

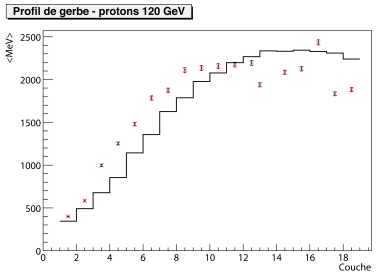


Fig. 6.25: Comparaison données/MC pour le profil de gerbe avec des protons à 120 GeV.

où X_0 est la longueur de radiation et où z représente la profondeur dans le calorimètre. Pour nous, a, b, c, z_0 et X_0 sont des paramètres libres que nous allons déterminer par un ajustement. Nous ne nous intéresserons pas ici aux valeurs de ces paramètres. Pour indication, la valeur de X_0 déterminée pour ces tests faisceau est de 10.17±0.13 mm [94].

La figure 6.26 montre les profils de gerbe pour les électrons de 3, 6, 10, 30, 50 et 120 GeV. On remarque que quelque soit l'énergie du faisceau, les dépôts d'énergie sont plus grands dans le test que dans la simulation avant le maximum de la gerbe. Après le maximum, les dépôts d'énergie sont plus grands dans la simulation que dans les tests. Ceci peut être dû au fait que la quantité de matière située devant le calorimètre est légèrement plus petite dans la simulation que dans les tests.

D'autre part, on voit que pour la majorité des couches, l'accord des données avec la loi de l'équation 6.9 est bon. Pourtant, pour certaines couches il y a des différences plus importantes. Comme les différences semblent s'accentuer lorsque l'énergie augmente, ceci est peut-être dû aux pixels morts ou défectueux.

Les figures 6.27 et 6.28 des pages 116 et 117 montrent les dépôts d'énergie dans toutes les couches.

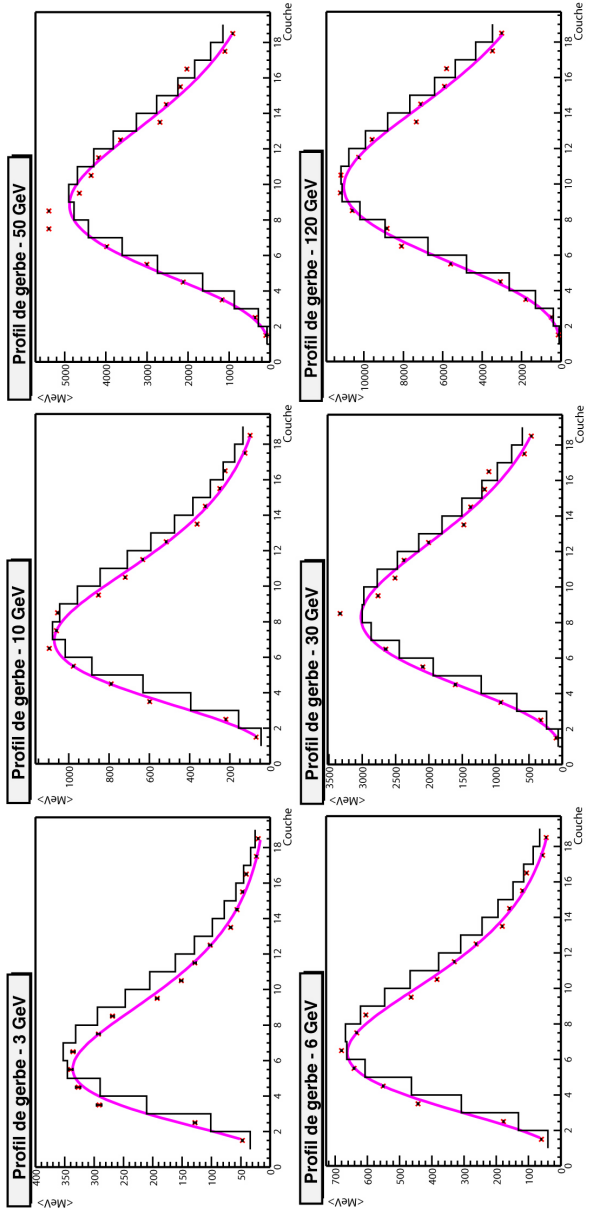


Fig. 6.26: Comparaison entre les données électrons du test faisceau et les résultats de la simulation MC pour les profils de gerbe. Les points rouges représentent les données. Ces points sont ajustés avec la fonction définie par l'équation 6.9. En noir, les profils du MC.

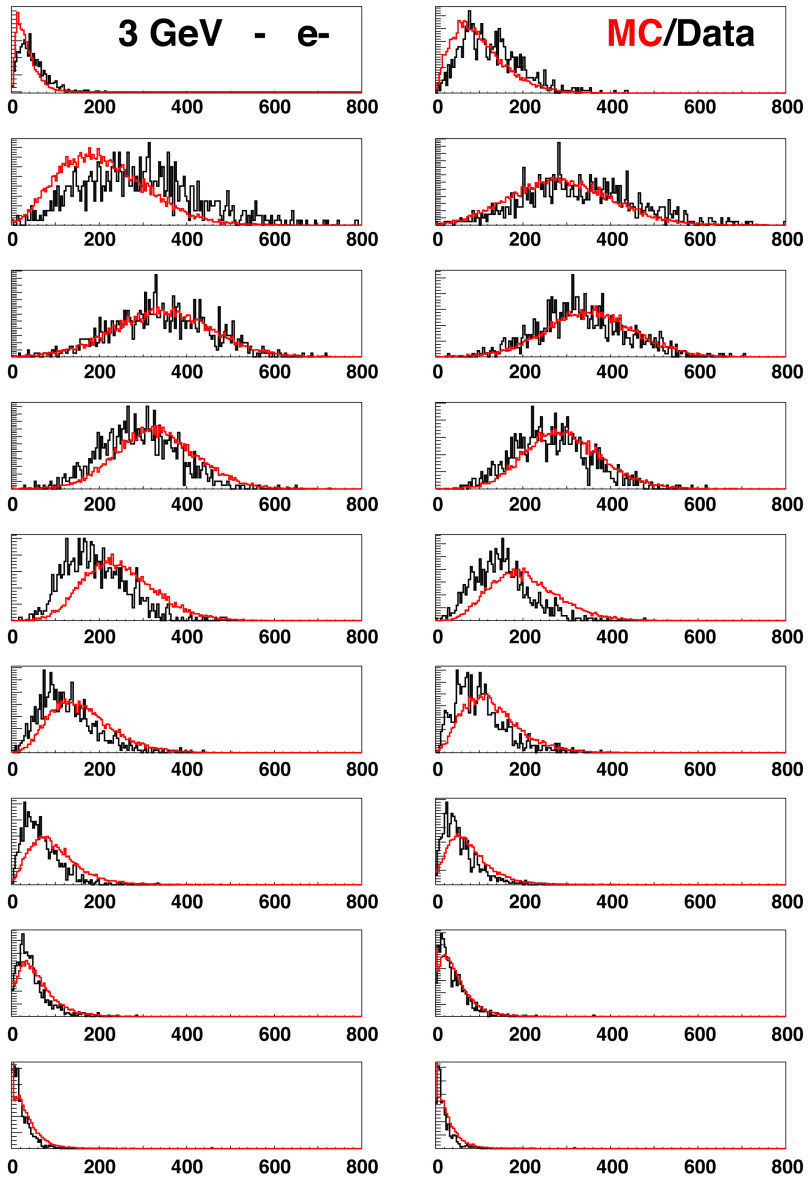


Fig. 6.27: Énergie déposée (en MeV) dans chaque couche par des électrons de 3 GeV. Comparaison avec la simulation (en rouge). La première couche est en haut à gauche et la dix-huitième en bas à droite.

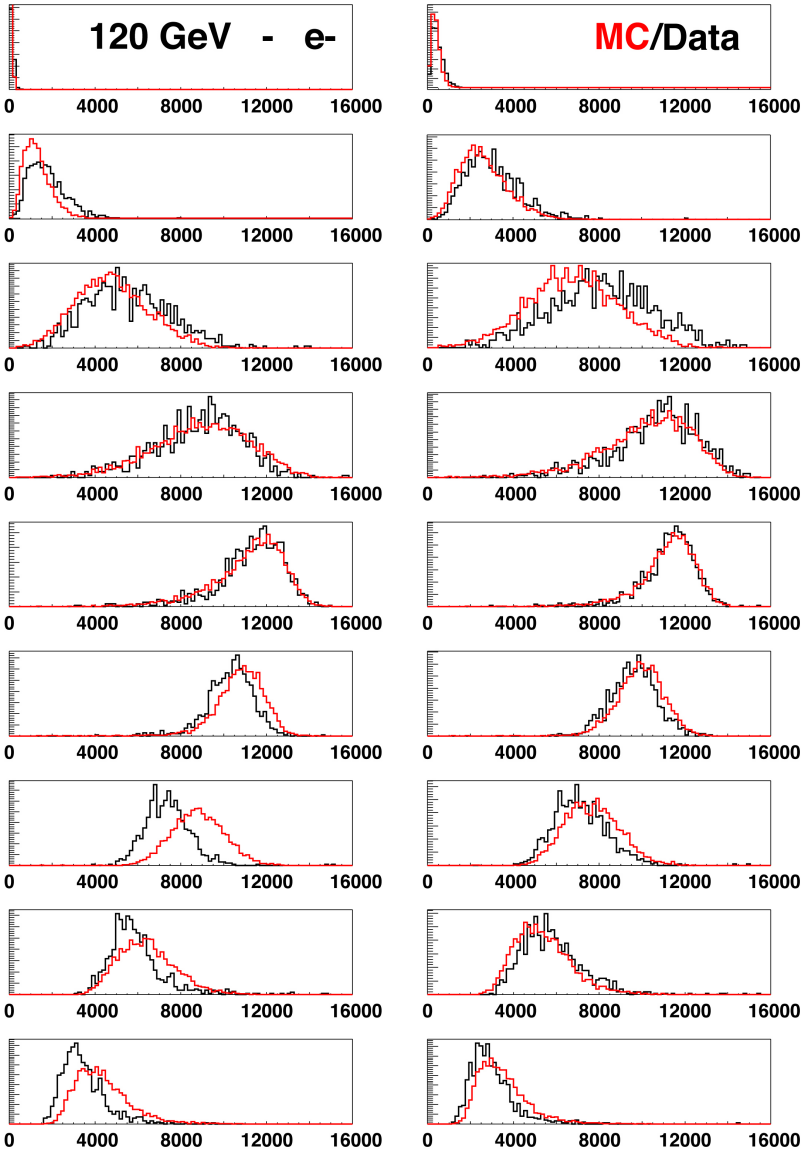


Fig. 6.28: Énergie déposée (en MeV) dans chaque couche par des électrons de 120 GeV. Comparaison avec la simulation (en rouge). La première couche est en haut à gauche et la dix-huitième en bas à droite.

Protons

La figure 6.25 montre le profil de gerbe pour les protons à 120 GeV. En dessous de la 12^{e} couche, les points représentant les données sont au dessus de l'histogramme représentant les résultats de la simulation. Après la 12^{e} couche, le dépôt d'énergie est plus faible dans les tests que dans la simulation.

Enfin, la figure 6.29 montre les dépôts d'énergie dans chaque couche.

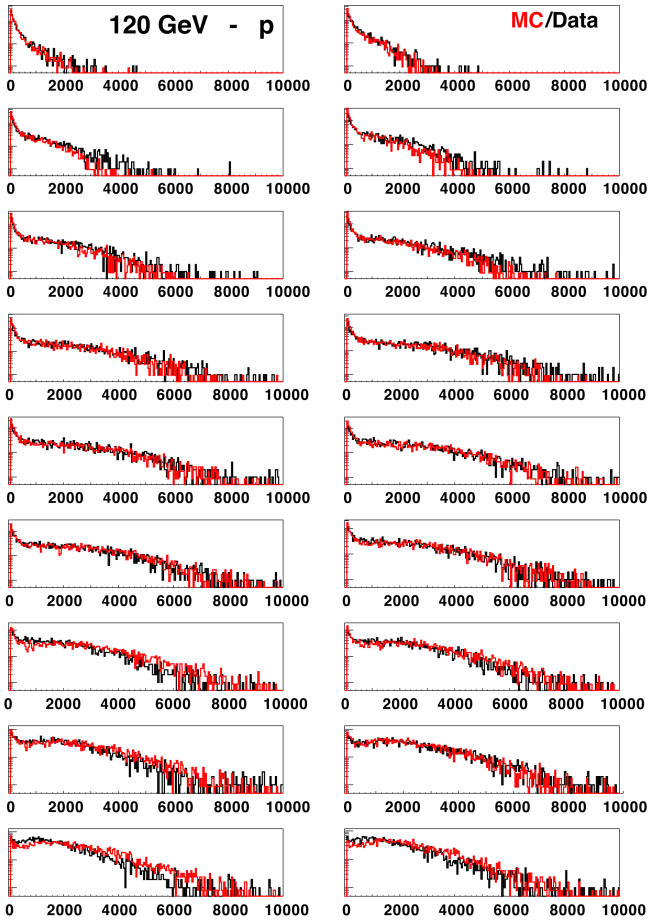


Fig. 6.29: Énergie déposée (en keV) dans chaque couche par des protons de 120 GeV. Comparaison avec la simulation (en rouge).

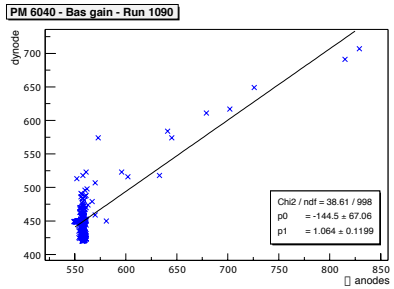


Fig. 6.30: Signal de dynode en fonction de la somme des quatre anodes, pour le PM 6040.

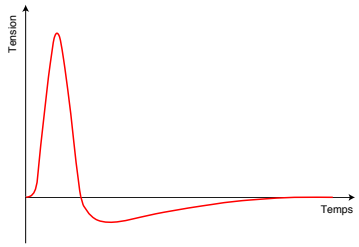


Fig. 6.31: Forme présumée du signal de dynode permettant d'expliquer l'aspect du graphique de la figure 6.30.

6.6 Correction des pixels défectueux avec le signal de dynode

6.6.1 Étude du signal de dynode

Dans la section 6.4.1, nous avons vu l'évolution du piédestal au cours du temps pour un run (cf. Fig. 6.9). Comme nous l'avons dit, le faisceau a une influence certaine sur le niveau du piédestal mais ce qui frappe en plus pour le signal de dynode, c'est que pour certains événements, le dépôt d'énergie est inférieur au niveau du piédestal sans faisceau. La figure 6.30 montre la corrélation entre le signal de dynode et la somme des signaux des quatre anodes pour le PM 6040.

La corrélation entre ces deux grandeurs, soulignée par la droite noire du graphique, provient de la multiplication des électrons sur la dernière dynode. Toutefois, on voit qu'il existe des événements pour lesquels le signal de dynode présente une dispersion alors que les signaux d'anode n'en présentent pas. En fait, tout se passe comme si le signal de dynode était négatif pendant un certain temps après le pic de tension (effet d'*undershoot*). Le graphique de la figure 6.31 montre à quoi pourrait ressembler un tel signal. Il pourrait être dû à un couplage capacitif mal ajusté dans l'électronique utilisée pour le test.

6.6.2 Correction

Dans la section 6.5, nous avons effectué des comparaisons entre les énergies déposées dans chaque couche du calorimètre et les résultats de la simulation *Monte Carlo*. Lorsqu'on étudie de près les profils de gerbe, on remarque que dans certains cas, l'énergie reconstruite est assez différente de l'énergie prédite par la simulation. Cela peut-être dû à un interétalonnage peu précis ou bien au fait que certains pixels de certains photomultiplicateurs sont défectueux.

Nous avons donc mis au point une méthode simple pour corriger les effets des pixels présentant des défauts de fonctionnement en utilisant le signal de la dernière dynode, qui faisait partie des données sauvegardées pendant le test faisceau. Pour réaliser cette correction,

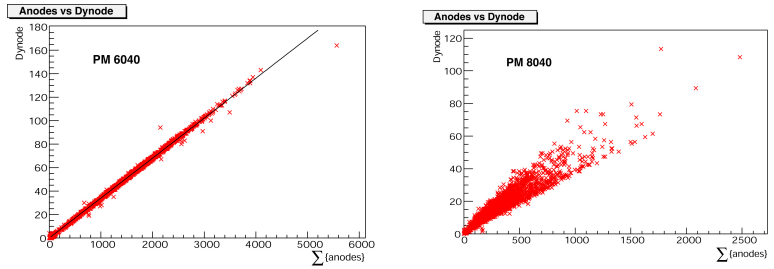


Fig. 6.32: Énergie déposée dans la dernière dynode en fonction de l'énergie déposée dans les anodes. À gauche pour le PM 6040, qui fonctionne correctement. La droite ajustée permet de déterminer la valeur de la constante K de l'équation 6.10. À gauche, pour le PM 8040 défectueux.

Tab. 6.6: Les valeurs de A déterminées par ajustement pour le PM 3050 et pour différentes énergies. Les erreurs sur A sont négligeables du fait du grand nombre de points utilisés pour les ajustements.

Energie (GeV)	A
3	0.03381
6	0.03461
10	0.03455
20	0.03406
30	0.03461
50	0.03373
80	0.03335
120	0.03297

on part d'un photomultiplicateur sain et on détermine A dans la formule suivante :

$$E_{dynode} = A \sum_{i=1}^{4} E_{pixel_i} \tag{6.10}$$

où E_{pixel_i} est l'énergie déposée dans le pixel i. Notons que pour trouver A, on part des données brutes : aucune correction ou coupure n'est appliquée.

La figure 6.32 montre l'évolution du signal de dynode en fonction de la somme des signaux d'anode pour un PM sain et pour un PM défectueux. On constate parfaitement bien la différence entre les deux situations : pour le PM 6040, la relation $E_{dynode} = f(\Sigma\ E_{pixels})$ est bien linéaire alors que ce n'est pas le cas pour le PM 8040.

Nous avons déterminer la valeur de A pour différentes énergies. Les valeurs sont reportées dans le tableau 6.6 et représentées graphiquement par la figure 6.33. A diminue légèrement lorsque l'énergie augmente.

Dans la suite, nous avons appliqué la correction suivante :

$$E_{pixel_4} = \frac{E_{dynode}}{A} - \sum_{i=1}^{3} E_{pixel_i}. \tag{6.11}$$

Ici, nous avons pris l'exemple où c'est le pixel numéro 4 qui est défectueux.

La figure 6.34 montre le résultat de la correction pour l'énergie déposée dans la couche 15 à 10 GeV (à gauche) et à 120 GeV (à droite). L'énergie déposée est obtenue par la même

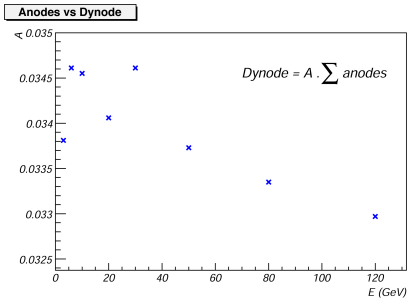


Fig. 6.33: Variations de A en fonction de l'énergie.

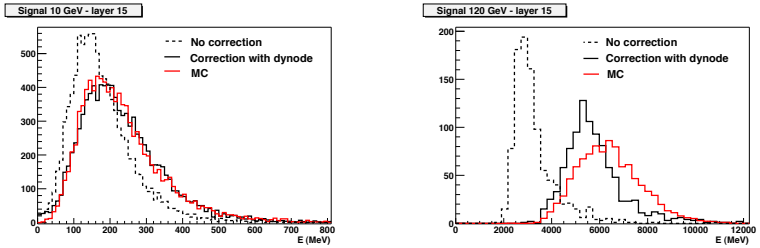


Fig. 6.34: Énergie déposée dans la couche 15. Effet de la correction avec la dernière dynode. À gauche, pour une énergie de 10 GeV, à droite, pour une énergie de 120 GeV.

procédure que celle décrite à la section 6.5. À 10 GeV, la correction pour le PM 8040 est très efficace. Elle le reste jusqu'à environ 50 GeV. À 120 GeV, la correction s'avère insuffisante mais cela pourrait provenir encore une fois d'un manque de qualité de l'interétalonnage avec les muons.

6.7 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons étudié deux aspects concernant la stabilité du calorimètre et de l'électronique d'acquisition au cours des deux semaines de tests.

Nous avons vu que ni les piédestaux, ni le niveau du MIP ne sont restés stables pendant les tests. Le niveau du piédestal a changé, et plusieurs raisons pourraient l'expliquer :

– coupure des alimentations, stabilité de ces alimentations ;
– problème de mise à la masse ;
– pollution par les événements physiques du faisceau.

La question du choix du niveau du piédestal à soustraire a donc été un problème permanent pour toutes les analyses des données du test.

Le niveau du MIP, qui devrait être identique pour les protons et les antiprotons à 120 GeV a lui aussi changé au cours du temps. Le manque de stabilité des piédestaux n'est pas suffisante

pour expliquer l'instabilité du MIP mais les raisons qui s'appliquent au piédestal pourraient s'appliquer aussi au MIP :

– stabilité de l'électronique ;
– problème de mise à la masse.

En ce qui concerne la comparaison entre les données du test et les résultats de la simulation, nous avons trouvé un bon accord général, mais en analysant les résultats en détail, on remarque des divergences. Les différences qui apparaissent au niveau des couches proviennent certainement en partie des pixels morts ou défectueux. Il est aussi possible que les paramètres de la simulation ne soient pas précisément ajustés par rapport aux caractéristiques réelles du calorimètre testé.

Pourtant, il est plus vraisemblable que la phase d'interétalonnage des pixels entre eux soit aussi à mettre en cause. En effet, un problème majeur de ces tests sur faisceau a été de trouver une méthode correcte d'interétalonnage. Les coefficients d'interétalonnage que nous avons utilisés, obtenus avec les runs muons, se sont finalement révélés insuffisants. Il a été montré que les écarts entre la simulation et les données pouvaient être corrigés en employant une autre technique d'interétalonnage avec des runs électrons à 50 GeV [94].

Il faut encore noter que d'autres tests sur faisceau en 2004 ont permis de finaliser l'électronique *front-end* et la partie analogique du trigger du calorimètre. Tous les problèmes d'électronique rencontrés pendant les tests de 2002 ont pu être corrigés.

En 2006, de nouveaux tests sur faisceau permettront de valider le modèle de vol du calorimètre et l'électronique finale.

Chapitre 7

Une simulation rapide pour AMS-02 : prédictions des flux de gamma pour les sources astrophysiques et la matière noire

7.1 Introduction

Pour établir des prédictions des flux de gamma provenant des sources et de l'émission diffuse, nous avons conçu et réalisé un programme de simulation rapide. Un simulateur rapide est un outil très utile qui permet d'évaluer les performances d'un instrument sans pour autant nécessiter d'importantes ressources informatiques. La différence par rapport à la simulation complète (Monte Carlo) au moyen de GEANT [96] consiste en l'utilisation des paramétrisations des acceptances et résolutions, sans tenir compte de toutes les interactions des particules dans le détecteur.

De nombreuses expériences actuelles ou futures disposent d'un tel outil de simulation (voir par exemple la référence [97] concernant une simulation rapide de GLAST [98]).

Au début de ce travail de thèse, la collaboration AMS avait une simulation rapide dédiée aux gamma [99], mais l'acceptance était paramétrisée de manière approchée.

Nous avons donc récrit le simulateur en nous inspirant du programme existant, mais en utilisant une architecture orientée objet et en tirant parti des fonctionnalités de l'environnement ROOT [100] comme par exemple les routines d'intégration numérique. Nous avons aussi utilisé une paramétrisation de l'acceptance plus précise.

Nous sommes passés par une phase d'analyse pendant laquelle se sont dégagés les différents éléments à représenter :

L'orbite : comme AMS sera sur l'ISS en orbite autour de la Terre, il ne pointera pas vers toutes les parties du ciel pendant des durées égales. Il faut donc simuler l'orbite pour pouvoir évaluer le temps d'observation pour chaque source.

La source : en plus de sa position dans le ciel, il faut aussi connaître les propriétés de

l'émission γ de la source, c'est à dire son spectre. Le spectre peut être modélisé, ou bien venir des mesures ultérieures.

Le détecteur : il est nécessaire de disposer d'une paramétrisation de l'acceptance et des résolutions du détecteur dont on veut évaluer la réponse.

Nous avons apporté un soin particulier au développement du programme C++ pour qu'il soit à la fois flexible et facile d'utilisation. Ainsi, le simulateur présenté ici pourrait très bien être utilisé pour n'importe quelle expérience gamma sur satellite. De plus, il permet de traiter un nombre quelconque de détecteurs et de sources. Nous décrivons quelques aspects techniques concernant le simulateur dans l'annexe B.

Dans ce chapitre, nous commençons par décrire la manière dont sont implémentés l'orbite, les détecteurs et les sources dans le simulateur rapide d'AMS-02 dédié aux photons gamma, appelé AMSFS (pour *AMS Fast Simulator*).

Dans un second temps, nous donnerons les nouvelles prédictions obtenues pour différentes sources gamma ainsi que pour les fonds gamma diffus galactiques et extragalactiques. Comme nous ne considérerons que des sources gamma ponctuelles et compte tenu du facteur de suppression d'AMS pour les hadrons (environ 10^5-10^6), le fond hadronique sera négligé.

7.2 Méthode

7.2.1 Simuler l'orbite de l'ISS

Des données précises sur l'orbite de la Station Spatiale sont régulièrement diffusées et mises à jour sur Internet [102]. Ces informations sont en fait les éléments képlériens de l'orbite : excentricité, anomalie moyenne, inclinaison, argument du périgée, etc.

À partir de ces paramètres, on peut calculer la position de la station pour un temps t donné. Connaissant l'emplacement où AMS sera installé sur la station et son orientation, il est possible de déduire les coordonnées pointées par le détecteur. AMS pointe en permanence vers le ciel (Fig. 7.1) et est incliné de 12° par rapport à la verticale pour éviter d'avoir une partie de panneau solaire dans son champ de vue.

Le simulateur rapide utilise des cartes d'expositions en coordonnées galactiques pour représenter l'orbite [103]. Ces cartes sont élaborées pour une certaine durée passée en orbite et donnent le temps passé par AMS à pointer une direction précise du ciel. Nous exprimerons l'exposition en secondes par an.

Dans le cadre du AMSFS, nous utilisons plusieurs cartes d'exposition, pour différents intervalles d'angles d'incidence, pour pouvoir prendre en compte la variation de l'acceptance avec l'angle. L'angle d'incidence est mesuré par rapport à la verticale, comme le montre la figure 7.2. Les intervalles sont choisi de manière à ce qu'ils aient la même largeur en cosinus :

$$|\cos(\theta_1) - \cos(\theta_2)| \equiv |\psi_1 - \psi_2| = 0.03. \tag{7.1}$$

Chaque carte est en fait un histogramme à deux dimensions, dont les cellules mesurent 2° sur 2°. La figure 7.3 montre la carte d'exposition obtenue pour des angles d'incidence compris entre 180° et 134°, pour une période de précession [1] de l'orbite de l'ISS. Pour constituer ces cartes, on calcule la position de la station pour chaque pas en temps, on déduit les coordonnées de pointé d'AMS, et on incrémente les bins des différentes cartes aux différents angles d'incidence.

[1] L'orbite de la station effectue 5,3 précessions par an.

Fig. 7.1: La Station spatiale tourne de manière à présenter toujours la même face vers l'espace. AMS est du côté opposé à la Terre et pointe en permanence vers l'espace. Image J. Bolmont.

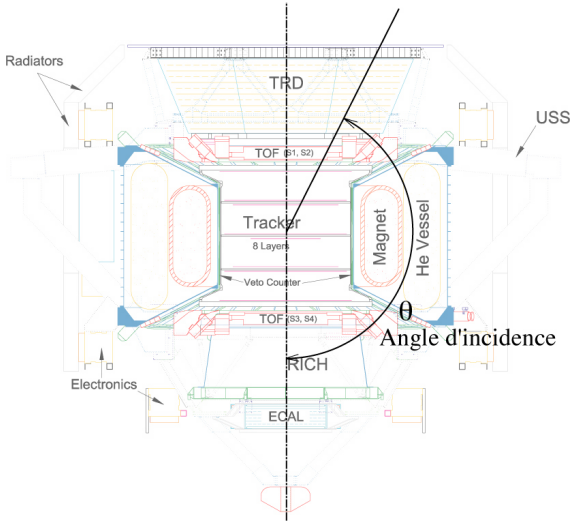


Fig. 7.2: Définition de l'angle d'incidence.

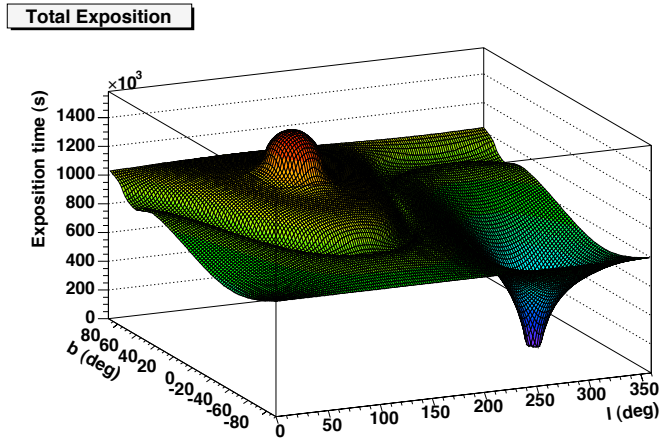


Fig. 7.3: La carte d'exposition obtenue pour les dix intervalles d'angle d'incidence et pour une période de précession. Pour l'ISS, il y a 5,3 périodes de précession par an. *l* représente la longitude galactique et *b* la latitude galactique.

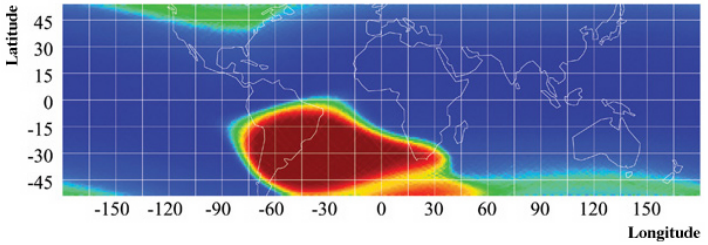


Fig. 7.4: L'anomalie Sud-Atlantique (zone en rouge) vue par le satellite ROSAT [101].

Tab. 7.1: Valeur des temps d'exposition pour les dix intervalles d'angle d'incidence et pour trois sources. Les deux lignes du bas donnent les temps d'exposition pendant lesquels la source se trouve dans le champ de vue d'ECAL (180° – 152°) et du STD (180° – 134°). Les valeurs sont exprimées en secondes par an.

	Intervalle d'angle d'incidence	Centre Galactique	Crabe	Vela
	180° – 166°	697215	431685	455217
	166° – 160°	503871	460305	415785
	160° – 155°	420555	460305	366654
	155° – 152°	390663	477318	339783
	152° – 148°	370470	491946	331038
	148° – 145°	371424	534876	334059
	145° – 142°	353139	554433	321975
	142° – 139°	347574	612309	321180
	139° – 136°	350436	713751	328971
	136° – 134°	350277	591321	325950
ECAL	180° – 152°	2012304	1829613	1577439
STD	180° – 134°	4155624	5328249	3540612

Notons ici que les cartes d'exposition sont constituées en ignorant le temps passé par AMS au dessus de l'Anomalie Sud-Atlantique (SAA de *South Atlantic Anomaly*) (cf. Fig. 7.4). La SAA est une région de l'Atlantique sud où la ceinture de radiation entourant la Terre descend à basse altitude (environ 250 km). Dans cette zone, de nombreuses particules (protons, électrons) peuvent faire déclencher les détecteurs de manière intempestive et on préfère souvent les désactiver.

Le tableau 7.1 montre les temps d'exposition dans les dix intervalles d'angle d'incidence que nous utilisons dans la simulation, pour le centre galactique (l = 0°, b = 0°), le Crabe (l = 184.53°, b = -5.84°) et Vela (l = 263.52°, b = -2.86°), pour un an de fonctionnement.

7.2.2 Flux d'une source

De manière générale, le flux différentiel d'une source étendue est le nombre de particules reçues par unité de temps et d'énergie, dans une surface dS et dans un angle solide $d\Omega$:

$$\Delta\mathcal{F} = \frac{d^4\mathcal{N}}{dtdEd\Omega dS}(E,\Omega). \tag{7.2}$$

Le flux différentiel s'exprime en $m^{-2}sr^{-1}s^{-1}GeV^{-1}$.

Par la suite, nous ne considérerons que des sources ponctuelles. Dans ce cas, l'angle solide n'intervient pas dans l'expression du flux :

$$\Delta\mathcal{F}^{\text{ponctuel}} = \frac{d^3\mathcal{N}}{dtdEdS}(E) \tag{7.3}$$

qui s'exprime alors en $m^{-2}s^{-1}GeV^{-1}$.

En intégrant l'expression de la formule précédente sur l'énergie, on obtient ce que l'on appelle le flux intégré, qui est exprimé en $m^{-2}s^{-1}$.

Le AMSFS permet de représenter le flux différentiel des sources ponctuelles de manière très générale par une fonction quelconque de l'énergie. Néanmoins, le cas d'un spectre en loi de puissance est géré par défaut :

$$\mathcal{F}(E) = \mathcal{F}_0 E^{-\alpha}. \tag{7.4}$$

7.2.3 Paramétrisation de l'acceptance et de la résolution angulaire

Pour calculer le nombre de photons détectés par un instrument, on doit connaître une grandeur rendant compte de son efficacité moyenne de détection. Nous verrons dans cette section une manière simple de définir cette grandeur, encore appelée *acceptance*. Ensuite, nous dirons comment est paramétrisée l'acceptance dans le AMSFS. Enfin, nous donnerons la paramétrisation de la résolution angulaire que nous utilisons pour les calculs des flux des fonds gamma.

Acceptance, surface effective

Dans la suite, nous allons donner l'expression du nombre de photons détectés par seconde et dans une bande d'énergie donnée à partir du flux d'une source, exprimé comme nous l'avons vu en $cm^{-2}sr^{-1}s^{-1}GeV^{-1}$ ou en $cm^{-2}s^{-1}GeV^{-1}$. Pour obtenir un nombre de photons, il faut convoluer le flux avec une grandeur ayant les dimensions d'une surface multipliée par un angle solide pour le premier cas et les dimensions d'une surface dans le deuxième cas.

C'est l'*acceptance* qui est exprimée en cm^2sr et la *surface effective* qui est exprimée en cm^2.

Dans le cas du flux différentiel de la formule 7.2, Le nombre de photons détectés par unité de temps et d'énergie est donné par

$$\frac{d^2\mathcal{N}}{dtdE} = \int_\Omega\int_S \epsilon(E,S,\Omega)\frac{d^4\mathcal{N}}{dtdEd\Omega dS}(E,\Omega)dSd\Omega \tag{7.5}$$

Dans cette formule, la grandeur ϵ (qui est une efficacité) regroupe plusieurs aspects. Elle prend en compte l'efficacité de la détection (dans laquelle intervient la géométrie du détecteur), l'efficacité de la reconstruction des paramètres de la particule initiale et l'efficacité de l'analyse qui permet d'identifier la particule incidente.

La formule 7.5 permet de donner la définition suivante de l'acceptance :

$$\mathcal{A}(E) = \int_\Omega\int_S \epsilon(E,S,\Omega)dSd\Omega \tag{7.6}$$

où $\mathcal{A}$ s'exprime en cm^2sr.

Si on considère que la source est ponctuelle, l'équation 7.5 s'écrit :

$$\frac{d^2\mathcal{N}}{dtdE} = \int_S \epsilon(E,S,\Omega)\frac{d^3\mathcal{N}}{dtdEdS}(E)dS. \tag{7.7}$$

À partir de la formule précédente, la surface effective A peut s'exprimer par

$$A(E,\Omega) = \int_S \epsilon(E,S,\Omega)dS. \tag{7.8}$$

Dans le cas d'un détecteur, il est souvent plus pratique de raisonner en terme d'angle d'incidence plutôt qu'en terme d'angle solide.

Paramétrisation de la surface effective

Dans le simulateur rapide AMSFS, nous utilisons une paramétrisation de la surface effective obtenue à partir des résultats présentés dans [104], en supposant que la surface effective

Tab. 7.2: Valeurs des paramètres ajustés dans les équations 7.10 et 7.12 pour le mode conversion et le mode calorimètre. D'après [105].

Paramètre	Mode Conversion	Mode Calorimètre
p_1	0.098 ± 0.005	0.111 ± 0.003
p_2	1.39 ± 0.11	1.62 ± 0.04
p_3	0.82 ± 0.10	0.62 ± 0.05
q_1	0.041 ± 0.004	0.18 ± 0.04
q_2	-0.79 ± 0.02	-0.951 ± 0.001
q_3	0.057 ± 0.01	0.010 ± 0.003

$A(E,\theta)$ peut s'écrire sous la forme d'un produit d'une composante ne dépendant que de l'énergie et d'une autre ne dépendant que de l'angle d'incidence [105] :

$$A(E,\theta) = \frac{A_1(E)A_2(\theta)}{A_1(E_0)}. \tag{7.9}$$

Dans cette équation, E_0 est une constante qui dépend du mode de détection utilisé. E_0 vaut 32 GeV pour le mode conversion et 50 GeV pour le mode calorimètre.

Dans [105], A_1 est défini par

$$A_1(E) = p_1 \exp\left(-\frac{y+e^y}{2}\right) \tag{7.10}$$

où

$$y = \frac{x-p_2}{p_3} \tag{7.11}$$

avec $x = \log_{10}(E)$, E étant exprimé en GeV.

A_2 est exprimé en fonction de $\psi = \cos(\theta)$:

$$A_2(\psi) = \frac{q_1}{1+\exp\left(\frac{\psi-q_2}{q_3}\right)}. \tag{7.12}$$

Les valeurs des paramètres p_1, p_2, p_3, q_1, q_2 et q_3 sont obtenus par ajustement des points obtenus par la simulation *Monte Carlo* (MC) [104]. Le tableau 7.2 donne les valeurs de ces paramètres dans le cas du mode conversion et dans le cas du mode calorimètre.

Notons que les paramétrisations des surfaces effectives du calorimètre et du STD que nous employons ici sont préliminaires. Les acceptances des détecteurs sont en constante évolution au gré des optimisations des méthodes d'analyse. Les résultats donnés dans la suite peuvent donc être considérés comme étant plutôt conservatifs.

Résolution angulaire

Dans le cas où l'on étudie une source diffuse, il est important de tenir compte de la résolution angulaire des détecteurs.

Dans le simulateur rapide, la résolution angulaire à 68% de niveau de confiance est paramétrisée par la formule [99] :

$$\Omega(E) = \pi\frac{\pi^2}{180^2}\left[a^2 + \left(\frac{b}{E}\right)^2\right]. \tag{7.13}$$

avec a = 0.9 et b = 8.5 pour le calorimètre et a = 0.015 et b = 1.17 pour le STD.

7.2.4 Calcul du nombre de photons détectés pour une source

Soit S une source ponctuelle dont le flux différentiel est :

$$\mathcal{F}(E) = \frac{d^3\mathcal{N}}{dtdEdS}(E) \tag{7.14}$$

Du fait de la représentation de l'orbite par différentes cartes d'exposition pour différents intervalles d'angle d'incidence, le temps d'exposition total pour la source S est donné par :

$$T(S) = \sum_I t_I(S). \tag{7.15}$$

où $t_I(S)$ est le temps d'exposition correspondant à la position de la source S, dans l'intervalle d'angle d'incidence I. Comme nous l'avons déjà souligné, le fait d'avoir des temps d'exposition dépendant de l'angle d'incidence nous permet de bien tenir compte de la variation de la surface effective en fonction de $\psi = \cos(\theta)$.

Le nombre de photons γ observés par le détecteur au dessus de son énergie de seuil E_{th} est donné par la formule :

$$N_\gamma(S) = \sum_I \left[t_I(S)\int_{E_{th}} \langle A(E,\psi)\rangle_I \cdot \mathcal{F}(E)dE\right] \tag{7.16}$$

où la surface effective moyennée sur l'intervalle I est donnée par

$$\langle A(E,\psi)\rangle_I = \frac{1}{\Delta\psi_I}\int_{\psi_I} A(E,\psi)d\psi. \tag{7.17}$$

Ici, $\Delta\psi_I$ représente la largeur de l'intervalle en cosinus de l'angle d'incidence (cf. Eq. 7.1).

Enfin, comme la surface effective est exprimée en fonction du logarithme de l'énergie, on effectue le changement de variable $x = \log_{10} E$. Le nombre de photons détectés s'écrit alors sous la forme :

$$N_\gamma(S) = \frac{1}{\Delta\psi_I}\sum_I \left[t_I(S)\int_x\int_{\psi_I} A(x,\psi)\mathcal{F}(x)K(x)dxd\psi\right] \tag{7.18}$$

où

$$K(x) = 10^x \ln(10). \tag{7.19}$$

7.2.5 Emission gamma diffuse

L'émission gamma diffuse possède deux composantes. L'une est d'origine galactique, l'autre d'origine extragalactique.

Le simulateur rapide inclut un calcul du nombre de photons détectés pour les fonds diffus galactiques et extragalactiques. Le calcul est tout à fait similaire à celui présenté précédemment mais comme un fond peut être assimilé à une source étendue, il faut tenir compte en plus de la résolution angulaire des détecteurs. Par conséquent, le nombre de photons de fond est donné par :

$$B_\gamma(S) = \frac{1}{\Delta\psi_I}\sum_I \left[t_I(S)\int_x\int_{\psi_I} A(x,\psi)\mathcal{F}(x)\Omega(x)K(x)dxd\psi\right] \tag{7.20}$$

où K a la même définition que précédemment et où $\mathcal{F}$ est le flux différentiel du fond gamma.

Fond diffus extragalactique

Le fond diffus extragalactique prend en compte tous les gamma produits dans l'univers. L'émission correspondante est isotrope. Dans la suite, nous utiliserons la paramétrisation de P. Sreekumar basée sur les observations d'EGRET [106] :

$$\mathcal{F}(E) = k \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha} \tag{7.21}$$

avec

$$\begin{cases} k = & (7.32 \pm 0.34) \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{MeV}^{-1} \\ \alpha = & 2.10 \pm 0.03 \\ E_0 = & 0.451 \text{ GeV} \end{cases} \tag{7.22}$$

Fond diffus galactique

Le fond diffus galactique est produit par les nuages de gaz de notre galaxie. Il est surtout important lorsqu'on observe les régions centrales de la galaxie.

Pour la région du centre galactique, nous emploierons deux paramétrisations différentes : la paramétrisation telle que présentée par Bergström et ses collaborateurs [107].

Bergström donne une paramétrisation identique à celle de la formule 7.21, mais avec

$$\begin{cases} k = & 9 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{MeV}^{-1} \\ \alpha = & 2.7 \\ E_0 = & 1 \text{ GeV} \end{cases} \tag{7.23}$$

Pour indication, nous donnerons aussi les prédictions de fond gamma galactique avec la paramétrisation donnée par Hunter *et al.* à partir des données EGRET [108]. Cette publication donne la paramétrisation du fond dans la région des latitudes galactiques inférieures à 10°. Les caractéristiques spectrales sont données pour des intervalles en énergie particuliers entre 30 MeV et 30 GeV et pour des régions particulières mesurant 10° par 4° (l x b). En ce qui concerne AMS, seules les gammes d'énergie au-delà de 1 GeV nous intéressent : 1-2 GeV, 2-4 GeV, 4-10 GeV et 10-30 GeV. Au-delà de 30 GeV, les flux deviennent très faibles. Du fait du format particulier des données et de la difficulté de les traiter dans le AMSFS, nous ne donnerons ici que les prédictions pour des seuils de 1 et 2 GeV.

Dans les régions d'émission galactique, le fond extragalactique sera négligé. En effet, son flux est inférieur d'un ordre de grandeur au flux galactique.

7.2.6 Significativité

Pendant qu'AMS-02 observera le centre de la galaxie ou n'importe quelle autre source, il recevra des photons du fond diffus galactique ou extragalactique. Il est donc important de savoir à quel point les résultats concernant une source se détachent du fond. C'est ce que l'on appelle la significativité.

De manière schématique, on peut dire que plus le nombre de photons issus d'une source est grand par rapport au bruit de fond, plus le résultat est significatif.

Il existe différentes techniques pour évaluer la significativité d'un résultat. On peut par exemple donner un rapport signal sur bruit. On peut aussi utiliser des techniques plus poussées comme celle des niveaux de confiance.

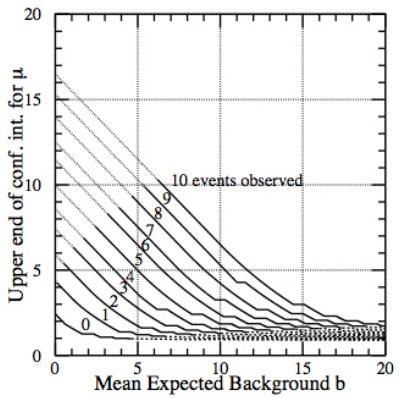


Fig. 7.5: Limite supérieure sur le signal à 90% de niveau de confiance, en fonction du nombre d'événements observés. D'après [109].

Statistique gaussienne

Dans le cas où le nombre de particules détectées est grand devant le nombre de photons de fond, on peut calculer la significativité à partir de la formule simple suivante, pour une énergie seuil E_{th} :

$$S(E > E_{th}) = \frac{N_\gamma(E > E_{th})}{\sqrt{B_\gamma(E > E_{th})}}. \tag{7.24}$$

Si par exemple nous voulons un niveau de confiance à 99%, on recherche une significativité de 3σ, ce qui correspond à S > 3.

Statistique poissonienne

Feldman et Cousins [109] ont mis au point une méthode élaborée pour déterminer les intervalles de confiance dans le cas des statistiques poissoniennes avec un fond.

Un processus poissonien avec un fond peut être représenté de la manière suivante. Soit b le niveau moyen du fond, supposé connu, et μ le niveau moyen du signal. Pour un total de n événements observés, on a

$$P(n|\mu) = \frac{(\mu + b)^n}{n!} e^{-(\mu+b)}. \tag{7.25}$$

Prenons un exemple concret. Si on a un fond $b = 3.0$, que le signal a une moyenne $\mu = 0.5$, et qu'aucun événement n'est observé ($n = 0$), alors $P(n|\mu) = 0.03$. Les auteurs comparent cette probabilité à celle d'obtenir 0 événement avec $b = 3.0$ et $\mu = 0.0$, qui vaut 0.05. Pour cela, ils étudient le rapport

$$R = P(n|\mu)/P(n|\mu_{best}) \tag{7.26}$$

où $\mu_{best} = \max(0, n - b)$ est la valeur de μ qui maximise $P(n|\mu)$. μ_{best} vaut 0 tant que n est inférieur à b, c'est-à-dire tant que le nombre d'événements observés est inférieur au fond.

Dans notre exemple, $R = 0.03/0.05$. En répétant le processus avec des n croissant jusqu'à avoir

$$\sum_n P(n|\mu) \approx 0.90, \tag{7.27}$$

on obtient l'intervalle des valeurs de n nécessaire pour atteindre un niveau de confiance de 90%. Dans notre cas, cet intervalle est $[0, 6]$.

En répétant ce procédé pour un ensemble de valeurs de n et différentes valeurs du fond b, on obtient la figure 7.5 (page de gauche). Ce graphique permet d'obtenir la significativité connaissant le niveau de bruit et le nombre d'événements observés. Par exemple, pour $n = 2$ et $b = 1$, on a une significativité de 5.

7.3 Prédictions

Dans cette section, nous donnons les résultats du simulateur rapide pour deux types de sources. La première partie concerne les sources du 3e catalogue EGRET. Dans la seconde partie, nous considérons l'émission d'un halo de matière noire supersymétrique dans la région du centre galactique.

7.3.1 Prédictions pour les sources EGRET

Dans cette étude, nous considérons un ensemble de huit sources, cinq blazars et trois pulsars, figurant dans le 3e catalogue EGRET [110]. Les paramètres spectraux de ces sources sont donnés par le tableau 7.3. Rappelons ici qu'un blazar est une galaxie active qui est orientée de telle manière que nous regardons presque directement dans l'axe de ses jets, et qu'un pulsar est une étoile à neutron en rotation rapide dont on observe le rayonnement à intervalles réguliers.

Le tableau 7.4 de la page 135 regroupe les résultats obtenus pour différentes bandes d'énergie et pour une durée d'un an. Le tableau 7.5 à la page 136 donne quant à lui le nombre total de photons obtenu au dessus de 1 GeV pour les même sources et toujours pour un an d'opération.

Les figures 7.6 et 7.7 donnent une représentation graphique des résultats, respectivement pour le Crabe et 3C279. Ces deux figures montrent une évolution en cloche du nombre de gamma en fonction de l'énergie. Cela est dû à la dépendance de la surface effective avec l'énergie. D'autre part, on remarque que c'est le STD qui donnera le plus de statistiques pour les sources à basse énergie. Cela provient du fait que le détecteur de trace a une meilleure couverture angulaire que le calorimètre et une meilleure acceptance à basse énergie (cf. Fig. 5.4, page 91). Le calorimètre contribuera à part égale pour des énergies supérieures à 10 GeV.

Les tableaux 7.6 et 7.7 donnent le nombre de photons de fond attendus respectivement pour le fond diffus extragalactique et le fond diffus galactique. Les résultats sont donnés à 2σ, pour un an d'opération. Le nombre de photons de fond est plus faible pour le STD que pour le calorimètre car sa résolution angulaire est bien meilleure.

Tab. 7.3: Extrait du 3e catalogue EGRET montrant l'ensemble des sources étudiées. Nous donnons ici le nom de la source, sa référence dans le catalogue, son type, ses coordonnées galactiques, son flux intégré et son indice spectral.

Référence du catalogue 3EG	Nom commun	Type	l (deg.)	b (deg.)	Flux intégré 10^{-8} cm^{-2}s^{-1}	Indice Spectral
J0210-5055	0208-512	Blazar	276.1	-61.89	85.5±9.7	1.99±0.05
J0530+1323	0528+134	Blazar	191.5	-11.09	93.5±10.0	2.46±0.04
J0534+2200	Crab	Pulsar	184.53	-5.84	226.2±23.1	2.19±0.02
J0633+1751	Geminga	Pulsar	195.06	4.31	352.9±35.7	-
J0834-4511	Vela	Pulsar	263.52	-2.86	834.3±85.2	-
J1255-0549	3C279	Blazar	304.98	57.03	179.7±19.2	1.96±0.04
J1409-0745	1406-076	Blazar	334.23	50.3	97.6±13.3	2.29±0.11
J1635+3813	1633+382	Blazar	61.21	42.26	107.5±14.4	2.15±0.09

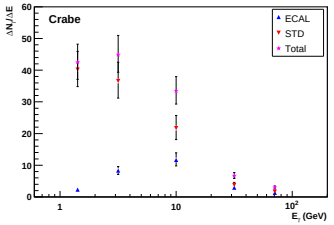


Fig. 7.6: Flux attendu pour la nébuleuse et le pulsar du Crabe. À noter que ces résultats ne tiennent pas compte du cut-off exponentiel du spectre observé pour les pulsars. Résultats obtenus pour un an d'opération.

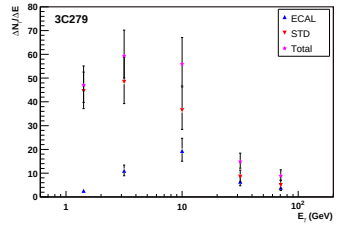


Fig. 7.7: Flux attendu pour le blazar 3C279. Résultats obtenus pour un an d'opération.

7.3.2 Annihilations de neutralinos au centre galactique

L'étude de la rotation des galaxies ou des mirages gravitationnels a permis de se rendre compte qu'une partie de la matière de l'Univers n'est pas directement observable. En fait, il s'agit d'une grande partie puisque l'on pense que seulement 2% de la matières nous est accessible par les observations [111].

La matière qui échappe aux observations est appelée *matière noire*. Comme la masse et l'énergie sont équivalentes, cette matière noire peut être constituée de particules peu ou pas massives (comme les neutrinos) voyageant à des vitesses relativistes, mais elle peut aussi être composée de particules plus massives et ayant des vitesses plus modestes. Si ces particules massives n'ont pas encore été détectées, c'est probablement parce qu'elles interagissent peu avec la matière : on parle alors de WIMPs (*Weakly Interacting Massive Particle*).

Par la suite, nous étudierons le cas où ces WIMPs seraient constitués de la particule supersymétrique la plus stable (LSP pour *Lightest Supersymmetric Particle*), le neutralino (χ_1^0). La supersymétrie est en fait une symétrie qui à chaque fermion fait correspondre un boson et

Tab. 7.4: Nombre de photons pour un an d'opérations et pour différentes sources du catalogue EGRET, dans différentes bandes d'énergie. Pour Vela et Geminga, comme l'indice spectral n'est pas donné par le catalogue, nous avons utilisé la valeur 2±0.05. Ces deux sources ne diffèrent donc pour nous que par leurs positions. À noter que les prédictions pour les pulsars ne tiennent pas compte du cut-off exponentiel des spectres.

	1-2 GeV		2-5 GeV		5-20 GeV		20-50 GeV		> 50 GeV	
Source	STD	ECAL	STD	ECAL	STD	ECAL	STD	ECAL	STD	ECAL
0208-512	$13.8^{+2.9}_{-2.5}$	$0.8^{+0.2}_{-0.1}$	$14.7^{+3.7}_{-3.2}$	$3.2^{+0.8}_{-0.7}$	$10.7^{+3.5}_{-2.7}$	$5.5^{+1.8}_{-1.4}$	$2.4^{+1.0}_{-0.7}$	$1.8^{+0.7}_{-0.5}$	$1.4^{+0.7}_{-0.5}$	$1.0^{+0.5}_{-0.4}$
0528+134	$9.0^{+1.8}_{-1.6}$	$0.5^{+0.1}_{-0.1}$	$6.7^{+1.6}_{-1.3}$	$1.6^{+0.4}_{-0.3}$	$3.0^{+0.9}_{-0.7}$	$1.7^{+0.5}_{-0.4}$	$0.4^{+0.1}_{-0.1}$	$0.3^{+0.1}_{-0.1}$	$0.10^{+0.04}_{-0.03}$	$0.10^{+0.03}_{-0.03}$
Crab	$40.2^{+5.7}_{-5.4}$	$2.3^{+0.3}_{-0.3}$	$36.6^{+5.9}_{-5.4}$	$8.3^{+1.3}_{-1.2}$	$21.7^{+4.0}_{-3.6}$	$11.7^{+2.2}_{-1.9}$	$3.8^{+0.8}_{-0.7}$	$2.9^{+0.6}_{-0.5}$	$1.7^{+0.4}_{-0.3}$	$1.3^{+0.3}_{-0.3}$
Geminga	$82.5^{+14.5}_{-13.1}$	$5.0^{+0.9}_{-0.8}$	$87.1^{+18.5}_{-16.1}$	$20.5^{+4.4}_{-3.8}$	$62.9^{+16.6}_{-13.7}$	$34.9^{+9.3}_{-7.7}$	$14.0^{+4.6}_{-3.6}$	$11.0^{+3.6}_{-2.8}$	$7.7^{+3.1}_{-2.3}$	$6.3^{+2.5}_{-1.8}$
Vela	$149.3^{+26.3}_{-23.9}$	$11.9^{+2.2}_{-1.9}$	$157.6^{+33.6}_{-29.2}$	$49.0^{+10.7}_{-9.2}$	$113.9^{+30.2}_{-25.0}$	$83.3^{+22.4}_{-18.4}$	$25.3^{+8.3}_{-6.5}$	$26.3^{+8.6}_{-6.7}$	$14.0^{+5.6}_{-4.1}$	$15.1^{+6.0}_{-4.4}$
3C279	$44.5^{+8.0}_{-7.3}$	$2.6^{+0.5}_{-0.4}$	$48.4^{+10.5}_{-9.1}$	$11.0^{+2.4}_{-2.1}$	$36.5^{+9.8}_{-8.1}$	$19.4^{+5.3}_{-4.4}$	$8.5^{+2.8}_{-2.2}$	$6.4^{+2.1}_{-1.7}$	$5.0^{+2.0}_{-1.5}$	$3.9^{+1.6}_{-1.2}$
1406-076	$13.6^{+5.3}_{-4.1}$	$0.8^{+0.3}_{-0.2}$	$11.5^{+5.9}_{-4.1}$	$2.5^{+1.3}_{-0.9}$	$6.1^{+4.3}_{-2.6}$	$3.2^{+2.3}_{-1.4}$	$1.0^{+0.9}_{-0.5}$	$0.7^{+0.7}_{-0.4}$	$0.4^{+0.4}_{-0.2}$	$0.3^{+0.4}_{-0.2}$
1633+382	$24.1^{+7.9}_{-6.4}$	$1.5^{+0.5}_{-0.4}$	$22.7^{+9.5}_{-7.1}$	$5.5^{+2.4}_{-1.7}$	$14.0^{+7.9}_{-5.2}$	$8.0^{+4.6}_{-3.0}$	$2.6^{+1.9}_{-1.1}$	$2.1^{+1.6}_{-0.9}$	$1.2^{+1.1}_{-0.6}$	$1.0^{+1.0}_{-0.5}$

Tab. 7.5: Nombre de photons au dessus de 1 GeV pour un an d'opérations et pour différentes sources du catalogue EGRET. Pour Vela et Geminga, comme l'indice spectral n'est pas donné par le catalogue, nous avons utilisé la valeur 2±0.05. À noter que les prédictions pour les pulsars ne tiennent pas compte du cut-off exponentiel des spectres.

Référence du catalogue 3EG	Nom commun	N_γ (STD)	N_γ (ECAL)	N_γ (total)
J0210-5055	0208-512	$43.0^{+11.7}_{-9.6}$	$12.3^{+4.0}_{-3.1}$	$55.3^{+12.4}_{-10.1}$
J0530+1323	0528+134	$19.1^{+4.3}_{-3.7}$	$4.2^{+1.1}_{-0.9}$	$23.3^{+4.4}_{-3.8}$
J0534+2200	Crab	$103.8^{+16.8}_{-15.4}$	$26.4^{+4.8}_{-4.3}$	$130.2^{+17.5}_{-16.0}$
J0633+1751	Geminga	$253.9^{+57.1}_{-48.7}$	$77.5^{+20.7}_{-17.0}$	$331.4^{+60.7}_{-51.6}$
J0834-4511	Vela	$459.3^{+103.9}_{-88.5}$	$185.1^{+49.8}_{-40.7}$	$644.4^{+115.2}_{-97.4}$
J1255-0549	3C279	$142.6^{+33.0}_{-28.1}$	$43.2^{+11.9}_{-9.7}$	$185.8^{+35.1}_{-29.7}$
J1409-0745	1406-076	$32.6^{+16.8}_{-11.4}$	$7.5^{+4.9}_{-3.0}$	$40.1^{+17.5}_{-11.8}$
J1635+3813	1633+382	$64.4^{+28.3}_{-20.4}$	$18.1^{+10.0}_{-6.6}$	$82.5^{+30.0}_{-21.4}$

Tab. 7.6: Nombre de photons du fond diffus extragalactique détectés en un an à 2σ pour un seuil de 1 GeV, d'après la paramétrisation de [106]. Comme le fond extragalactique est isotrope, les différences observées proviennent uniquement du fait que les sources ont des positions différentes et que les temps d'exposition sont légèrement différents.

Référence du catalogue 3EG	Nom commun	$B_\gamma^{\text{EG EGRET}}$ (ECAL)	$B_\gamma^{\text{EG EGRET}}$ (STD)	$B_\gamma^{\text{EG EGRET}}$ (total)
J0210-5055	0208-512	3.6	0.4	4.0
J0530+1323	0528+134	5.6	0.4	6.0
J0534+2200	Crab	5.6	0.4	6.0
J0633+1751	Geminga	5.6	0.4	6.0
J0834-4511	Vela	5.6	0.4	6.0
J1255-0549	3C279	5.2	0.4	5.6
J1409-0745	1406-076	5.2	0.4	5.6
J1635+3813	1633+382	7.2	0.4	7.6

Tab. 7.7: Nombre de photons du fond diffus galactique détectés en un an à 2σ et pour un seuil de 1 GeV, d'après la paramétrisation de [108]. Seules les sources pour lesquelles $|b| < 10°$ figurent dans ce tableau. Pour les autres, le fond galactique est négligeable par rapport au fond extragalactique.

Référence du catalogue 3EG	Nom commun	$B_\gamma^{\text{GAL EGRET}}$ (ECAL)	$B_\gamma^{\text{GAL EGRET}}$ (STD)	$B_\gamma^{\text{GAL EGRET}}$ (total)
J0534+2200	Crab	22.3	0.4	22.7
J0633+1751	Geminga	42.8	0.4	43.2
J0834-4511	Vela	39.6	0.4	40.0

Tab. 7.8: Paramètres des différents profils de densité utilisés. Le profil NFW-*cuspy* [107] ajuste les paramètres R_0, ρ et a pour augmenter le flux de photons.

Profil	NFW-*standard*	NFW-*cuspy*	Moore
α	1	1	1
γ	1	1	3/2
ϵ	2	2	3/2
R_0 (kpc)	8.0	8.5	8.0
ρ_0 (Gev/cm^3)	0.3	0.4	0.3
a (kpc)	20	4	28

vice-versa. Cette théorie a été développée en premier lieu pour résoudre les problèmes d'infinis dans le calcul de la masse du Higgs et pour tenter d'unifier les forces électromagnétique, faible et forte avec la gravité. Le neutralino est une particule de Majorana [2] et l'annihilation de deux neutralinos peut produire des leptons, des hadrons, mais aussi des photons gamma.

Nous commencerons par montrer comment on peut modéliser un halo de matière noire autour du centre galactique. Ensuite, nous verrons comment déduire le flux de photons émis par l'annihilation des neutralinos dans le halo. Enfin, connaissant ce flux, nous pourrons donner les prédictions du programme AMSFS pour différents modèles de halos et différentes hypothèses concernant les paramètres supersymétriques.

Les résultats de cette étude feront l'objet d'une publication [112].

Paramétrisation d'un halo de matière noire

Le halo de matière noire est paramétrisé par son profil de densité :

$$\rho_\chi(r) \;=\; \rho_0 \left(\frac{R_0}{r}\right)^{\gamma} \left\{\frac{R_0^\alpha + a^\alpha}{r^\alpha + a^\alpha}\right\}^{\epsilon} \tag{7.28}$$

où R_0 est la distance entre le centre galactique et la Terre, ρ_0 est la densité à la distance R_0 et où a est le rayon de coeur. Pour $r < a$, la densité est posée égale à $\rho(a)$. Ceci permet d'éviter d'avoir une singularité lorsque $r \to 0$.

Dans la suite, nous allons utiliser trois paramétrisations différentes, résumées dans le tableau 7.8. Le profil Navarro, Frenk et White (NFW) [113] est obtenu avec $\gamma = 1$, $\alpha = 1$, et $\epsilon = 2$. Le profil de Moore [114] est défini avec $\gamma = \epsilon = 3/2$ et $\alpha = 1$. Dans [107], Bergström et ses collaborateurs proposent un modèle basé sur le profil NFW avec des valeurs différentes de R_0, ρ_0 et a. Ce profil permet d'augmenter le nombre de photons attendus. D'autre part, il faut noter que ρ et a ne peuvent pas être choisis complètement au hasard : ils sont contraints par la masse totale de la galaxie.

Flux de gamma émis par annihilations de neutralinos

Nous supposons ici que les WIMPs contenus dans le halo autour du centre galactique s'annihilent et produisent des photons de haute énergie. Le flux de gamma mesuré sur Terre par

[2] Il est donc sa propre antiparticule.

unité de temps, d'angle solide et de surface est donné par

$$\Phi_\gamma \;=\; \frac{1}{4\pi}\,\frac{\langle\sigma v\rangle\, n_\gamma}{2\, m_{wimp}^2} \underbrace{\int_{\text{ldv}} \rho_{wimp}^2(r)\, ds}_{\text{J}}\,. \tag{7.29}$$

Dans cette équation, m_{wimp} est la masse du WIMP. $\langle\sigma v\rangle$ est le taux d'annihilation moyen. $\rho_{wimp}(r)$ est la densité du halo, qui dépend de la distance au centre galactique r. Pour avoir le flux observé sur Terre, on intégre le long de la ligne de visée (ldv).

À partir de l'équation précédente, nous allons calculer le flux de photons de haute énergie reçu par unité de temps et de surface.

L'intégrale J de l'équation 7.29 est un terme astrophysique alors que l'autre partie de l'équation relève de la supersymétrie puisqu'elle porte sur l'annihilation des WIMPs.

J peut s'écrire sous la forme :

$$\text{J}(R) \;=\; 2\int_0^{\sqrt{R_0^2 - R^2}} \rho^2\left(\sqrt{s^2 + R^2}\right)\, ds, \tag{7.30}$$

en faisant l'hypothèse d'un halo sphérique de rayon maximal R_0. s est l'abscisse le long de la ligne de visée et R est le paramètre d'impact autour du centre galactique pour la direction de la ligne de visée.

Nous devons maintenant intégrer J sur un angle solide autour du centre galactique. Cet angle solide est soutendu par l'acceptance du détecteur et on l'assimile à une région circulaire de rayon angulaire θ_{obs} :

$$\Sigma \;=\; 2\pi \int_0^{\theta_{\text{obs}}} \text{J}(R)\, \sin\theta\, d\theta, \tag{7.31}$$

où $R/R_0 = \tan\theta \simeq \theta$.

Le flux de photons reçu par unité de temps et de surface est donné par :

$$I_\gamma = \left(3.98 \times 10^{-18}\ \text{photons cm}^{-2}\text{s}^{-1}\right) \times \left(\frac{\langle\sigma v\rangle\, N_\gamma}{10^{-29}\ \text{cm}^3\text{s}^{-1}}\right) \times \left(\frac{1\ \text{TeV}}{m_\chi}\right)^2 \Sigma_{19}, \tag{7.32}$$

où Σ_{19} représente Σ exprimé en unité de 10^{19} GeV^{2}cm^{-5} et obtenu en intégrant sur une acceptance typique de $\Delta\Omega = 10^{-3}$ sr.

En intégrant l'équation 7.31 pour les différents profils présentés dans le tableau 7.8, on obtient :

- pour le profil NFW-*standard* : $\Sigma_{19} = 269$;
- pour le profil NFW-*cuspy* : $\Sigma_{19} = 11769$;
- pour le profil de Moore : $\Sigma_{19} = 33672$;

Il apparaît dès lors que les profils NFW-*cuspy* et Moore vont donner beaucoup plus de photons que le profil NFW-*standard*.

Modèles de *benchmark*

Dans l'équation 7.29, il nous reste à expliciter le terme rendant compte de la désintégration des neutralinos. Or, les différents modèles mis en place pour décrire la supersymétrie ont de nombreux paramètres libres et il est difficile de travailler avec. On préfère se placer dans les

Tab. 7.9: Les paramètres mSUGRA pour cinq modèles de benchmark : masse du neutralino m_χ, m_0 et $tan\beta$.

Modèle	B	G	I	K	L
m_χ	98.3	153.6	143.0	571.5	187.2
m_0	59	116	178	999	299
$tan\beta$	10.0	20.0	35.0	38.2	47.0

Tab. 7.10: Nombre de photons de fond obtenu à 2σ pour la paramétrisation de Bergström [107] et pour différents seuils en énergie, pour une durée de trois ans.

Seuil (GeV)	B_γ^{berg} (ECAL)	B_γ^{berg} (STD)	Total
1	952	86	1038
2	404	11	415
2.5	277	4	281
3	196	3	199

Tab. 7.11: Nombre de photons de fond obtenu à 2σ pour la paramétrisation de Hunter [108] et pour des seuils en énergie de 1 et 2 GeV, pour une durée de trois ans.

Seuil (GeV)	B_γ^{hunter} (ECAL)	B_γ^{hunter} (STD)	Total
1	856	8	863
2	312	2	314

cas où un nombre réduit de paramètres suffisent à fournir des prédictions de flux. C'est le cas pour les scénarios de supergravité minimale mSUGRA [115][116][117].

Les modèles de *benchmark* [118][119] ont été proposés pour permettre la comparaison du potentiel de découverte de la supersymétrie par les différentes expériences sur accélérateurs. Il existe treize modèles de benchmark mais tous ne donnent pas des flux détectables par AMS. Nous en avons sélectionnés cinq, dont les paramètres sont donnés dans le tableau 7.9.

Prédictions

Les flux des différents benchmarks sont obtenus en utilisant des programmes de simulation spécialisés : DarkSUSY [120] et SUSPECT [121]. Ces flux sont écrits dans des fichiers textes qui peuvent être relus par le AMSFS. Le programme construit alors des sources aux coordonnées galactiques (0, 0) correspondant aux différents modèles de benchmark.

Ici, nous considérons qu'en première approximation le centre galactique peut être assimilé à une source ponctuelle.

Les tableaux 7.12, 7.13, 7.14 et 7.15 donnent les nombres de photons obtenus dans le trajectographe pour les modèles B, G, I, K et L, avec des seuils en énergie respectifs de 1, 2, 2.5 et 3 GeV. On a considéré ici une durée d'opération de trois ans. Nous ne considérons que les résultats du STD car il donne la meilleure statistique avec le fond le plus faible. En effet, la paramétrisation de Bergström *et al.* [107] donne les résultats du tableau 7.10, obtenus pour une durée de trois ans. On obtient donc 0.8 photon dans le STD et 50 photons dans le calorimètre pour le fond diffus et pour un seuil de 3 GeV.

A titre indicatif, nous donnons dans le tableau 7.11 le fond gamma tel que prédit avec la paramétrisation de Hunter *et al.* [108] et pour des seuils en énergie de 1 et 2 GeV, pour une durée de trois ans.

Tab. 7.12: Nombre de photons attendu dans le STD pour différents modèles de benchmark et pour un seuil de **1 GeV**. Les valeurs sont données pour trois ans d'opération.

Modèle	NFW-*standard*	NFW-*cuspy*	Moore
B	0.24	10.30	29.59
G	0.13	5.70	16.39
I	0.96	41.79	120.08
K	0.25	10.88	31.28
L	2.32	101.11	290.55

Tab. 7.13: Nombre de photons attendu dans le STD pour différents modèles de benchmark et pour un seuil de **2 GeV**. Les valeurs sont données pour trois ans d'opération.

Modèle	NFW-*standard*	NFW-*cuspy*	Moore
B	0.17	7.43	21.34
G	0.10	4.40	12.64
I	0.72	31.52	90.56
K	0.22	9.47	27.23
L	1.82	79.36	228.04

Tab. 7.14: Nombre de photons attendu dans le STD pour différents modèles de benchmark et pour un seuil de **2.5 GeV**. Les valeurs sont données pour trois ans d'opération.

Modèle	NFW-*standard*	NFW-*cuspy*	Moore
B	0.15	6.36	18.26
G	0.09	3.89	11.18
I	0.63	27.52	79.09
K	0.20	8.83	25.39
L	1.62	70.29	201.98

Tab. 7.15: Nombre de photons attendu dans le STD pour différents modèles de benchmark et pour un seuil de **3 GeV**. Les valeurs sont données pour trois ans d'opération.

Modèle	NFW-*standard*	NFW-*cuspy*	Moore
B	0.13	5.44	15.64
G	0.08	3.45	9.90
I	0.55	24.01	69.00
K	0.19	8.23	23.66
L	1.43	62.35	179.18

7.4 Conclusions

Le tableau 7.16 (page 142) résume les résultats obtenus pour les sources du catalogue EGRET. Nous donnons ici le nombre total de photons détectés dans le calorimètre et le STD. La significativité $N_\sigma \equiv S$ des résultats est calculée avec l'équation 7.24 puisque nous sommes dans le cas où le nombre de photons de fond est petit par rapport au signal.

On constate qu'AMS sera tout à fait en mesure de détecter différents types de sources gamma (pulsars, nébuleuses), et ce dès la première année passée en orbite. De plus, sur toute la durée de la mission, il sera certainement possible d'établir des spectres de ces objets, sur une gamme d'énergie peu explorée jusqu'alors. En effet, les télescopes au sol en activité tels que HESS [122], MAGIC [123] ou VERITAS [124] ont tous des seuils en énergie de quelques dizaines de GeV.

Pour ce qui est de l'émission gamma due à l'annihilation de neutralinos dans la région du centre galactique, nous ne donnerons ici que les résultats et significativités pour un seuil en énergie de 3 GeV. En effet, pour des seuils en énergie plus bas, le fond devient prédominant et empêche toute conclusion (cf. Tab. 7.10). Le tableau 7.17 reprend les résultats du tableau 7.15 et donne en plus les significativités.

Pour un seuil de 3 GeV, le tableau 7.10 nous indique que pour le STD, le nombre de photons de fond est environ égal à 3. Pour la prise de donnée, dans tous les cas où le nombre de photons attendu est faible devant le nombre de photons de fond, c'est-à-dire dans notre cas pour un profil NFW-*standard*, la significativité devrait être calculée dans le cadre d'une statistique poissonienne (cf. Sec. 7.2.6). Ici, puisque il ne s'agit que de prédictions, nous avons simplement reporté dans le tableau 7.17 les valeurs du rapport signal sur bruit. Dans les autres cas (NFW-*cuspy* et Moore), la formule 7.24 s'applique.

Le tableau 7.17 regroupe les résultats concernant les modèles de benchmark B, G, I, K et L. On peut conclure qu'en trois ans d'opération, AMS sera capable de placer des limites intéressantes sur les modèles dans le cas où le profil de densité serait plus *piqué* ou bien dans le cas de la présence de grumeaux de matière noire.

Rappelons encore ici que ces résultats pourront évoluer à la hausse au gré des optimisations des méthodes d'analyse et des acceptances.

Tab. 7.16: Résultats et significativité pour les sources EGRET et pour un an d'opérations. La significativité est calculée à partir de l'équation 7.24.

Référence du catalogue 3EG	Nom commun	N_γ	B_γ^{EGRET}	N_σ
J0210-5055	0208-512	$55.3^{+12.4}_{-10.1}$	4.0	27.7
J0530+1323	0528+134	$23.3^{+4.4}_{-3.8}$	6.0	9.5
J0534+2200	Crab	$130.2^{+17.5}_{-16.0}$	28.7	24.3
J0633+1751	Geminga	$331.4^{+60.7}_{-51.6}$	49.2	47.2
J0834-4511	Vela	$644.4^{+115.2}_{-97.4}$	46.0	95.0
J1255-0549	3C279	$185.8^{+35.1}_{-29.7}$	5.6	78.5
J1409-0745	1406-076	$40.1^{+17.5}_{-11.8}$	5.6	16.9
J1635+3813	1633+382	$82.5^{+30.0}_{-21.4}$	7.6	29.9

Tab. 7.17: Résumé des résultats et significativités pour les modèles de benchmark et pour un seuil de 3 GeV. Les nombres de photons détectés par le STD sont donnés pour trois ans d'opération. Pour le profil de NFW-*standard*, on donne la valeur du rapport signal sur bruit. Dans les autres cas, on a utilisé la formule 7.24.

Modèle	NFW-*standard*	$N^{NFW-std}/B$	NFW-*cuspy*	$N_\sigma^{NFW-cuspy}$	Moore	N_σ^{Moore}
B	0.13	0.04	5.44	3.12	15.64	8.97
G	0.08	0.03	3.45	1.97	9.90	5.68
I	0.55	0.18	24.01	13.77	69.00	39.58
K	0.19	0.06	8.23	4.72	23.66	13.57
L	1.43	0.47	62.35	35.77	179.18	102.79

Références

[92] R. Battiston *et al.*, The gamma-ray detection capabilities of the Alpha Magnetic Spectrometer. *Astropart. Phys.*, 13:51–74, 2000.

[93] J. Alcaraz *et al.*, The Construction of the Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) on the International Space Station. À paraître dans NIM.

[94] L. Girard, *Détection de rayons gamma cosmiques et potentiel de découvertes avec le spectromètre AMS-02*. Thèse de doctorat, Université de Savoie, 2004.

[95] V. Choutko, Code de reconstruction pour le calorimètre ECAL.

[96] S. Agostinelli *et al.*, Geant4 : A Simulation Toolkit. *NIM A*, 506:250, 2003. http://wwwinfo.cern.ch/asd/geant/.

[97] C. Cecchi *et al.*, A Fast Simulator for the Sky Map Observed by the GLAST Experiment. *In Science with the New Generation of High Energy Experiments : between Astrophysics and Astroparticle Physics.*, 2003. astro-ph/0306557.

[98] S. Ritz *et al.*, The Gamma-ray Large Area Space Telescope (GLAST) Mission. *Bulletin of the American Astronomical Society*, 205:606–+, 2004.

[99] G. Lamanna, http://ams.cern.ch/AMS/Analysis/gamma-pos/doc.

[100] http://root.cern.ch/.

[101] http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/rosat/rosgof.html.

[102] ISS Naked-Eye Visibility Data. http://www.hq.nasa.gov/osf/station/viewing/issvis.html.

[103] N. Sevilla Noarbe, Simulation of the Orbit of AMS on-board the International Space Station, 2004. AMS-Note 2004-03-03.

[104] V. Choutko, G. Lamanna et A. Malinin, Cosmic photon and positron spectra measurements modelling with the AMS-02 detector at ISS. *In Matter, Anti Matter and Dark Matter (Trento, Italie)*, Octobre 2001.

[105] S. Sajjad, Étude de l'extraction d'un signal gammma pour la détection de sursauts gamma dans l'expérience AMS-02, 2002. Rapport de stage de DEA, disponible à l'adresse http://www.lpta.in2p3.fr/ams/.

[106] P. Sreekumar, EGRET Observations of the Extragalactic Gamma Ray Emission. *ApJ*, 494:523–534, 1998.

[107] L. Bergström, P. Ullio et J. H. Buckley, Observability of gamma rays from dark matter neutralino annihilations in the Milky Way halo. *Astroparticle Physics*, 9:137–162, 1998.

[108] S. D. Hunter *et al.*, EGRET observations of the diffuse gamma-ray emission from the galactic plane. *Astrophys. J.*, 481:205–240, 1997.

[109] G. J. Feldman et R. D. Cousins, A Unified Approach to the Classical Statistical Analysis of Small Signals. *Phys. Rev. D*, 57:3873–3889, 1998.

[110] R.C. Hartman *et al.*, The third EGRET catalog of high-energy gamma-ray sources. *ApJS*, 123:79–202, 1999.

[111] S. Eidelman *et al.*, Review of Particle Physics. *Physics Letters B*, 592:216–220, 2004. Article intitulé *Dark Matter*.

[112] A. Jacholkowska *et al.*, An indirect dark matter search with diffuse gamma rays from the Galactic Centre : prospects for the Alpha Magnetic Spectrometer, 2005. Soumis à *Phys. Rev. D.*, astro-ph/0508349.

[113] J. F. Navarro, C. S. Frenk et S. D. M. White, The Structure of the Cold Dark Matter Halos. *ApJ*, 462:563–575, 1996.

[114] B. Moore *et al.*, Dark Matter in Draco and the Local Group : Implications for direct Detection Experiments. *Phys. Rev.*, D64:063508–+, 2001.

[115] R. Barbieri, S. Ferrara et C. A. Savoy, Gauge models with spontaneously broken local supersymmetry. *Phys. Lett. B*, 119:343–347, 1982.

[116] A. H. Chamseddine, R. Arnowitt et P. Nath, Locally supersymmetric grand unification. *Phys. Rev. Lett.*, 49:970–974, 1982.

[117] L. Hall, J. Lykken et S. Weinberg, Supergravity as the messenger of supersymmetry breaking. *Phys. Rev. D*, 27:2359–2378, 1983.

[118] M. Battaglia *et al.*, Proposed Post-LEP benchmarks for supersymmetry. *Eur. Phys. J. C*, 22:535–561, 2001.

[119] J. Ellis *et al.*, Prospects for Detecting Supersymmetric Dark Matter at Post-LEP Benchmark Points. *Eur. Phys. J. C*, pages 311–322, 2002.

[120] http://www.physto.se/edsjo/darksusy/.

[121] http://w3.lpta.univ-montp2.fr/~kneur/Suspect/index.html. Voir aussi A. Djouadi *et al.*, hep-ph/0211331.

[122] W. Hofman, Status of the High Energy Stereoscopic System (H.E.S.S.) Project. *International Cosmic Ray Conference Proceedings*, pages 2785–2788, 2001.

[123] E. Lorenz et M. Martinez, High energy astrophysics : The MAGIC telescope. *Astronomy and Geophysics*, 46:21–6, décembre 2005.

[124] T.C. Weekes, VERITAS : the Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System. *Astropart. Phys.*, 17:221–243, 2002.

Troisième partie

Sursauts gamma et gravitation quantique

Les phénomènes astrophysiques violents intéressent de plus en plus les physiciens des particules. Ils permettent d'atteindre des énergies dépassant celles des accélérateurs actuels, ce qui permet de sonder des domaines de la physique encore méconnus. Ainsi, les sursauts gamma pourraient permettre de tester les modèles de gravitation quantique.

Certains de ces modèles prévoient une violation de la symétrie de Lorentz qui se traduirait par le fait que deux photons d'énergies différentes auraient des vitesses différentes. C'est cet effet que nous avons cherché à mesurer en utilisant les données du satellite HETE-2 (*High Energy Transient Explorer*) et plus particulièrement de son détecteur FREGATE, décrit au chapitre 4.

Le premier chapitre de cette partie décrit un modèle particulier basé sur la théorie des cordes. Il relie l'écart en temps entre deux photons émis par un sursaut, l'écart entre leurs énergies et la distance du GRB. Dans ce chapitre, nous montrons aussi pourquoi les sursauts gamma sont de bons candidats pour tester un tel modèle. Dans le deuxième chapitre, nous exposons notre méthode d'analyse, basée sur l'utilisation de la transformée en ondelettes, un outil adapté à l'études des signaux non-stationnaires. Enfin, dans le troisième et dernier chapitre, nous donnerons et commenterons nos résultats.

Chapitre 8

Sursauts gamma et gravitation quantique

8.1 Introduction

L'unification de la relativité générale et de la mécanique quantique en une théorie quantique de la gravitation est encore loin d'être acquise. Pourtant, différentes approches existent pour arriver à ce résultat. L'une, la théorie des cordes, est une extension de la physique des particules alors que l'autre, la gravitation quantique à boucles, se situe du côté de la relativité générale.

Même si le chemin qui permettra de prouver ou de réfuter l'une ou l'autre de ces approches est encore long, les phénoménologues et les expérimentateurs cherchent de plus en plus à tester les modèles avec les observations.

Dans la suite, nous décrirons très rapidement la théorie des cordes et la gravitation quantique à boucles. Dans ces deux approches, la symétrie de Lorentz pourrait être violée si bien que des photons d'énergies différentes voyageraient à des vitesses différentes.

Nous donnerons dans la section 8.3 un exemple de modèle développé dans le cadre de la théorie des cordes et nous donnerons une expression de l'écart entre les temps d'arrivée de deux photons émis simultanément avec des énergies différentes. Comme notre but est purement expérimental, nous n'entrerons pas dans les détails théoriques.

Nous verrons aussi pourquoi les GRB sont de bons candidats pour tester ce genre de modèles. En effet, une des propriété des sursauts gamma est qu'ils ont des courbes de lumières présentant de nombreux pics d'émission. Ces pics peuvent être utilisés pour mesurer des écarts temporels entre des photons dans différentes bandes d'énergie. Nous verrons aussi que l'utilisation des sursauts nécessite de prendre des précautions.

Enfin, nous donnerons un aperçu des résultats déjà disponibles dans la littérature.

8.2 Gravitations quantiques

La physique des particules actuelle est basée sur une théorie de référence, le *modèle standard*, qui décrit les constituants élémentaires de la matière et leurs propriétés. Ce modèle est lui-même développé dans le cadre de la *théorie quantique des champs* (TQC), qui prend en compte

les interactions fondamentales à l'exception d'une seule : la gravitation.

A notre échelle, la gravitation est très bien décrite par la loi de Newton, mais pour des masses importantes (les étoiles à neutrons par exemple) ou de grandes structures (l'Univers dans son entier), il est nécessaire d'avoir recourt à une théorie relativiste de la gravitation. C'est la *relativité générale*, développée par Einstein, qui fournit ce cadre théorique.

La théorie quantique des champs et la relativité générale décrivent très bien les lois de la nature dans leurs domaines d'applications propres. En revanche, elles sont incompatibles. La TQC est écrite dans le cadre d'un espace-temps fixé une fois pour toute et qui n'a pas de courbure. La relativité générale ne prend pas en compte l'aspect quantique de la matière et de l'énergie.

Pour tenter d'unifier la relativité générale avec la mécanique quantique, c'est-à-dire pour élaborer une théorie de la *gravitation quantique*, plusieurs pistes ont été explorées.

La **gravitation quantique à boucles** [125], développée à partir de la fin des années 80, prévoit que l'espace-temps aux échelles de l'ordre de celle de Planck serait discret. Cette quantification de la géométrie de l'espace temps aux petites échelles pourrait introduire une violation de la symétrie de Lorentz.

La **théorie des cordes** (voir par exemple [126]) généralise la théorie quantique des champs et repose sur les hypothèses suivantes :

- le cadre de la physique possède non pas quatre dimensions mais 10 ou 11 (on parle alors de dimensions supplémentaires) ;
- les objets fondamentaux sont des cordes (à une dimension) ou des branes (à 4 + n dimensions).

Dans ce cadre, la gravitation est une interaction de jauge et elle est véhiculée par un boson de spin 2, le *graviton*. Nous verrons dans la prochaine section l'exemple d'un modèle basé sur la théorie des cordes dans lequel la symétrie de Lorentz est violée.

8.3 Un modèle particulier

8.3.1 Gravitons et D-branes

Le modèle qui est décrit ici (et que nous avons utilisé dans notre étude des sursauts gamma observés par HETE-2 au chapitre 10) a été développé par Ellis et ses collaborateurs [127]. Il est illustré par la figure 8.1. Nous sommes ici dans le cadre d'un modèle à dimensions supplémentaires où notre univers est représenté par un plan, appelé de manière plus formelle *D-brane* [1]. L'interaction d'un graviton avec la D-brane se déroule en plusieurs étapes. (a) Une corde fermée (un graviton) se déplace dans une dimension supplémentaire et s'approche de la D-brane. (b) Dans la D-brane, il ne peut exister de corde fermée, si bien que la corde se scinde en deux. (c) Après l'interaction, le graviton, qui a donné un mouvement de recul à la D-brane et la laisse dans un état excité, continue sa route.

C'est l'effet de recul de la D-brane qui cause la perturbation de la propagation des photons car il introduit un indice spectral n dépendant de l'énergie E. La vitesse v des photons dépend donc de leur énergie :

$$v(E) = \frac{c}{n(E)}, \tag{8.1}$$

où c est la vitesse de la lumière.

[1] 'D' pour Dirichlet.

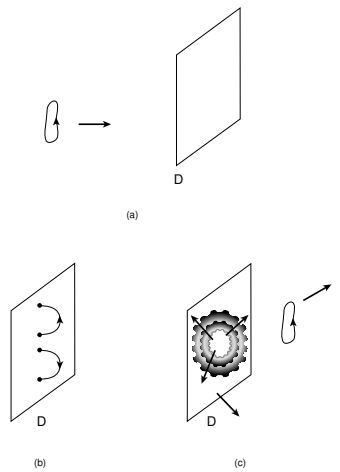


Fig. 8.1: Les différentes étapes de l'interaction d'un graviton avec notre univers à trois dimensions. Voir le texte pour les explications. D'après [127].

Ceci mène à la relation de dispersion suivante :

$$c^2\mathbf{p}^2 = E^2[1 + f(E/E_{QG})] \tag{8.2}$$

où $\mathbf{p}$ est le vecteur impulsion et où $f(E)$ est donnée par

$$f(E) = 1 - n(E). \tag{8.3}$$

En développant l'équation 8.2, on obtient

$$c^2\mathbf{p}^2 = E^2[1 + \xi E/E_{QG} + \mathcal{O}(E^2/E_{QG}^2)] \tag{8.4}$$

dans le cas où $E \ll E_{QG}$, E_{QG} étant l'énergie caractéristique de la gravitation quantique. Dans la formule précédente, ξ est une constante positive, souvent prise égale à 1.

Dans notre étude, nous nous limiterons à chercher un effet de gravitation quantique au premier ordre[2] se traduisant par une dépendance linéaire de la vitesse des photons avec leur énergie :

$$v \approx c\left(1 - \xi\frac{E}{E_{QG}}\right). \tag{8.5}$$

Pour résumer, on dira qu'un effet de gravitation quantique conforme au modèle présenté ici se traduirait par le fait que des photons ayant des énergies différentes auraient des vitesses de propagation différentes. Par conséquent, deux photons présentant un écart d'énergie ΔE, *émis simultanément* en un même point de l'espace devraient arriver à l'endroit où se trouve l'observateur avec un décalage temporel Δt.

[2] Il faut noter ici qu'un effet quadratique mènerait à des écarts en temps tellement faibles qu'ils seraient hors des capacités de mesure des expériences actuelles.

8.3.2 Effets cosmologiques

Comme l'effet décrit plus haut est lié à la structure quantique de l'espace-temps, plus la distance entre la source et l'observateur est grand, plus l'écart temporel induit devrait être grand. Il est donc naturel de vouloir utiliser le signal de sources situées à des distances cosmologiques mais dans ce cas, il est nécessaire de tenir compte de l'effet de l'expansion de l'Univers sur la propagation des photons pour mesurer correctement les écarts temporels.

Nous nous placerons ici dans le cas d'un Univers plat caractérisé dans le modèle standard cosmologique par

$$\Omega_{total} = \Omega_\Lambda + \Omega_M = 1 \tag{8.6}$$

où Ω_Λ, la densité d'énergie noire est prise égale à 0.7 et où Ω_M regroupe le reste des termes cosmologiques et vaut 0.3.

La relation entre le temps et le redshift s'écrit :

$$dt = -H_0^{-1}\frac{dz}{(1+z)h(z)} \tag{8.7}$$

où H_0 est la constante de Hubble que nous prendrons égale à 71 km s^{-1} Mpc^{-1}, et où

$$h(z) = \sqrt{\Omega_\Lambda + \Omega_M(1+z)^3}. \tag{8.8}$$

Une particule avec une vitesse u parcourt une distance

$$udt = -H_0^{-1}\frac{udz}{(1+z)h(z)} \tag{8.9}$$

en un intervalle de temps dt. Donc, deux particules voyageant avec des vitesses différentes de Δu parcourent des distances différentes de ΔL avec

$$\Delta L = H_0^{-1}\int_0^z \frac{\Delta u dz}{(1+z)h(z)}. \tag{8.10}$$

Considérons maintenant deux photons qui ont des énergies E_1 et E_2 lorsqu'ils nous arrivent. Au moment de leur production à un redshift z, les photons avaient une énergie plus grande d'un facteur $1+z$: ils étaient décalés vers le bleu. En définissant ΔE par

$$\Delta E = E_2 - E_1 \tag{8.11}$$

et en appliquant la formule 8.5, on a

$$\Delta u = \frac{\Delta E(1+z)}{E_{QG}}. \tag{8.12}$$

En appliquant la formule 8.10, on trouve finalement

$$\boxed{\Delta t = H_0^{-1}\frac{\Delta E}{E_{QG}}\int_0^z \frac{dz}{h(z)}}. \tag{8.13}$$

C'est cette équation qui donne l'expression entre l'écart temporel Δt de deux photons émis simultanément avec un écart en énergie ΔE pour une source donnée située à une distance donnée. Cette distance sera représentée par la grandeur K_l définie par

$$K_l = \frac{1}{1+z}\int_0^z \frac{dz}{h(z)}. \tag{8.14}$$

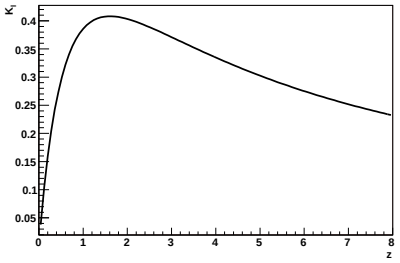


Fig. 8.2: Évolution de la grandeur K_l en fonction du redshift z.

La figure 8.2 montre comment varie K_l avec le redshift. La courbe présente un maximum pour $z \approx 1.6$, puis elle décroît lentement en tendant vers 0.

Dans le chapitre 10, nous nous baserons sur l'équation 8.13 et nous étudierons l'évolution des écarts temporels en fonction de K_l en utilisant les données gamma du satellite HETE-2.

8.4 Tester les modèles

8.4.1 Avec les sursauts gamma

Les sursauts gamma sont des sources qui sont à des distances cosmologiques et qui émettent des photons de haute énergie dans des intervalles de temps courts. Comme discuté dans [128] et [129], ils sont donc de bons candidats pour tester des modèles comme celui que nous avons décrit plus haut. Toutefois, certains effets temporels intrinsèques à ces sources peuvent fausser la mesure des écarts temporels.

Leurs avantages

Voyons maintenant pourquoi les GRB pourraient être de bons candidats pour nous permettre d'observer des décalages temporels dépendant de l'énergie. Cela repose sur quatre points.

Premièrement, les sursauts sont à des distances cosmologiques. Le plus proche sursaut observé, GRB 980425 était à une distance correspondant à un redshift de 0.0085 et le plus lointain, GRB 050904 était à un redshift de 6.29.

Deuxièmement, les sursauts ont des courbes de lumière présentant de nombreuses irrégularités. La figure 9.1 du chapitre 9 montre les courbes de lumière de douze sursauts.

Troisièmement, l'émission des sursauts s'effectue sur une large bande d'énergie. Même si leur spectre présente un maximum à quelques centaines de keV, une composante à haute énergie a été détectée entre 100 MeV et 18 GeV [130]. Le détecteur Milagrito aurait même détecté une émission au TeV avec une significativité de 3σ en coïncidence avec le GRB 970417 [131]. Toutefois, il faut noter que les photons au-delà de 100 GeV deviennent rares pour des distances $z > 0.5$ du fait de leur interaction avec le fond IR [132]. En pratique, il ne faut donc pas espérer chercher des décalages temporels pour des photons au dessus de 100 GeV.

Quatrièmement, les GRB sont des sources intenses. Pour pouvoir étudier correctement les courbes de lumière, il faut en effet disposer d'une statistique importante. Plus le nombre de photons est important, plus il est facile de localiser les pics d'émission. Or, le flux le plus important détecté par BATSE était d'environ 180 $cm^{-2}s^{-1}$. Les conditions d'observations seront donc favorables pour les détecteurs futurs comme GLAST [133] qui aura une surface effective de l'ordre du mètre carré.

Leurs inconvénients

Même si les GRB ont des caractéristiques intéressantes pour tester les modèles de gravitation quantique, ils ont aussi des inconvénients.

En premier lieu, il faut noter que les modèles théoriques d'émission des sursauts sont très mal connus à haute énergie. Si on peut raisonnablement penser que les mécanismes d'émissions sont similaires entre quelques keV et quelques centaines de keV, il serait très discutable de faire la même hypothèse avec des photons d'une centaine de keV et d'une centaine de GeV.

Un autre problème essentiel des sursauts gamma pour le genre d'étude qui nous intéresse est qu'il n'est pas sûr du tout que les photons de basse et de haute énergie soient émis simultanément. L'exemple du photon de 18 GeV détecté par EGRET plus d'une heure après le GRB 940217 [134] paraît révélateur.

Plusieurs observations ont été faites sur les propriétés temporelles des sursauts (cf. Chap. 2). On a d'abord remarqué que la largeur des pics d'émission varie avec l'énergie : les pics de plus basse énergie sont plus larges [135]. Par ailleurs, Norris *et al.* ont montré que les pics de haute énergie surviennent avant les pics de basse énergie [136][137]. Cet effet intrinsèque à la source varie d'un sursaut à l'autre et va à l'encontre de l'effet attendu pour la gravitation quantique.

Lorsque les sursauts sont proches, on les détecte quelque soit leur luminosité. Par contre, à grand z, on ne détecte que les sursauts brillants. Or nous avons déjà évoqué la relation existant entre les écarts temporels et la luminosité au chapitre 2 : plus le sursaut est brillant, plus les écarts temporels sont petits. Comme les photons de haute énergie arrivent avant les photons de basse énergie, cet effet mime celui de la gravitation quantique[3].

Pour s'abstraire des effets source, il est donc nécessaire de prendre quelques précautions :
- étudier les données de plusieurs sursauts à des distances différentes ;
- raisonner en terme d'écarts temporels moyens ;
- étudier un groupe de sursauts homogène en luminosité, ou bien être en mesure de modéliser les effets sources pour tenir compte du biais introduit par la dispersion des luminosités.

Le dernier point de cette liste peut ne pas être facile à mettre en œuvre car le nombre de sursauts localisés et dont les données sont exploitables pour la recherche d'un effet de gravitation quantique est faible. Avec une expérience comme SWIFT [138], le nombre de sursauts avec redshift va croître de manière importante. On peut donc espérer des avancées majeures vers une possible découverte d'un effet de gravitation quantique dans les années qui viennent.

8.4.2 Les autres tests possibles

Nous avons parlé ici d'utiliser les GRB pour tester les modèles de gravitation quantique, mais d'autres observations ont été ou pourraient être utilisées pour atteindre le même but.

[3] On peut dire que par rapport aux basses énergies, les hautes énergies arrivent "moins en avance".

Si on reste dans l'idée de mesurer des écarts temporels, on peut utiliser d'autres sources variables et distantes comme les AGN, les blazars ou les pulsars. Dans les trois cas, les courbes de lumières présentent des irrégularités comme celles des GRB et il est possible de faire des observations sur une large gamme d'énergie.

Dans un registre totalement différent, Amelino-Camelia a montré récemment que la structure fluctuante de l'espace temps aux petites échelles pourrait se traduire par un niveau de bruit irréductible dans les grands interféromètres destinés à la détection d'ondes gravitationnelles [139].

8.5 Quelques résultats déjà publiés

Les résultats déjà publiés se rangent en plusieurs catégories. Nous donnerons l'exemple de deux études menées avec un ensemble de plusieurs GRB à des distances différentes. Le travail décrit dans les chapitres suivants se base sur cette approche. Quelques articles ont aussi été publiés où les auteurs se basent sur les observations d'une seule source, un sursaut, ou bien un autre objet variable comme un blazar.

Le travail présenté au chapitre 10 est basé sur le travail d'Ellis *et al.* dans [140] et [141]. Dans ces articles, les auteurs étudient un ensemble de sursauts de redshifts connus, avec une analyse en ondelettes. Dans [140], une limite de 6×10^{15} GeV est obtenue à l'aide de quatre sursauts vus par BATSE et OSSE[4]. En combinant les données de ces deux détecteurs, l'écart d'énergie est de l'ordre de 1 MeV.

Dans [141], les données de 35 sursauts vus par SWIFT, BATSE et HETE-2[5] sont combinées et la limite obtenue est de presque 10^{16} GeV. La combinaison des résultats de différentes expérience pose le problème délicat de la prise en compte des effets systématiques de chaque instrument.

Dans [142], Shaefer donne une limite de 8.3×10^{16} GeV en utilisant des photons de 30 keV et 80 MeV du sursaut GRB 930131. Il ne précise pas la méthode utilisée.

Toujours en utilisant un seul sursaut (GRB 021206) dans une gamme d'énergie de 3 keV à 17 MeV, Boggs et ses collaborateurs parviennent à une limite de 1.8×10^{17} GeV [143]. Les auteurs utilisent deux méthodes distinctes pour mesurer les écarts en temps : ils effectuent des ajustements des pics d'émission avec des gaussiennes ou bien ils étudient de manière statistique la position et la dispersion des temps d'arrivées des photons dans un intervalle de temps encadrant le pic d'émission.

Avec un autre type de source, le blazar Markarian 421, et en utilisant les données au TeV du détecteur WHIPPLE (cf. Chap. 1), Biller et ses collaborateurs obtiennent une limite de 4×10^{16} GeV [144].

Jusqu'à présent, tous les exemples donnés se basent sur la mesure de décalages temporels entre les pics d'émission dans différentes bandes d'énergie. Le dernier exemple que nous allons donner utilise une méthode différente. Une violation de la symétrie de Lorentz pourrait aussi se traduire par l'existence d'un cutoff dans le spectre synchrotron d'une nébuleuse comme celle du Crabe. Selon cette approche, Jacobson *et al.* donnent une limite beaucoup plus haute, autour de 10^{26} GeV [145].

[4] OSSE était aussi sur le satellite CGRO.

[5] Les auteurs ont utilisé les données publiques de ces trois expériences. Il s'agit des données par bande d'énergie, et non pas des données photon-photon.

Chapitre 9

Données et méthode d'analyse

9.1 Introduction

Pour chercher un effet de gravitation quantique dans les données du satellite HETE-2, nous allons étudier les courbes de lumières de douze sursauts gamma dans différentes bandes d'énergie. Nous déterminerons les écarts temporels entre les pics d'émission.

Dans un premier temps, nous commencerons par décrire les données utilisées. Nous étudierons les courbes de lumière sur des intervalles de temps dépendant du niveau de bruit. Nous choisirons différentes bandes d'énergies qui nous permettrons d'obtenir différentes valeurs pour ΔE.

Dans un deuxième temps, nous décrirons notre méthode pour débruiter les courbes de lumière et pour repérer les extrema à l'aide de la transformée en ondelettes (cf. An. C). La transformée en ondelettes est une technique adaptée à l'étude des signaux non-stationnaires. Elle est de plus en plus utilisée dans de nombreux domaines [146].

9.2 Données et analyses préliminaires

9.2.1 Les données

Les données sont constituées des 12 sursauts pour lesquels nous avons à la fois une mesure de redshift et les données photon-photon de FREGATE (cf. Chap. 4). Ces GRB ont été observés entre septembre 2001 et juillet 2005. La table 9.1 (page suivante) regroupe les informations concernant chaque sursaut : redshift, valeur correspondante de K_l (déduite de l'équation 8.14), durée et E_{peak}.

Les sursauts sont à des distances comprises entre $z = 0.16$ et $z = 3.37$. La figure 9.1 de la page 158 montre les courbes de lumière de tous les sursauts par ordre croissant de distance. Plus les GRB sont lointains, plus le rapport signal sur bruit diminue. On peut donc dire intuitivement qu'il sera plus difficile d'identifier des paires d'extrema dans les courbes de lumière des sursauts les plus lointains.

Tab. 9.1: Ensemble des sursauts utilisés dans notre étude. Ces sursauts ont été observés entre septembre 2001 et avril 2005 et disposent tous d'une mesure du redshift. T90 est le temps pendant lequel le taux de comptage passe de 5% à 95% du nombre total de photons détectés. Les GRB sont classés par K_l croissants.

GRB	z	K_l	T90 (s) (30-400 keV)	E_{peak} (keV)
GRB 050709	0.16	0.13	0.07	86
GRB 010921	0.45	0.28	21.1	88
GRB 041006	0.71	0.35	19.0	47
GRB 030528	0.78	0.36	21.6	32
GRB 020124	3.20	0.36	46.4	87
GRB 030323	3.37	0.36	27.8	60
GRB 040924	0.86	0.37	2.68	41
GRB 030429	2.65	0.38	10.3	35
GRB 021211	1.01	0.39	2.41	46
GRB 021004	2.32	0.39	53.2	80
GRB 050408	1.24	0.40	15.3	21
GRB 020813	1.25	0.40	89.3	142

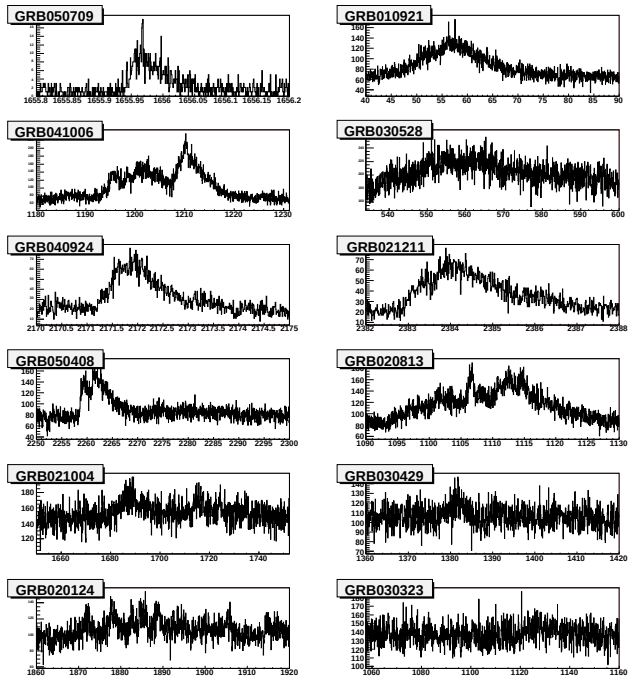


Fig. 9.1: Les courbes de lumière des douze sursauts dans la bande d'énergie 6–400 keV. Les courbes de lumières ont des aspects variés. Les sursauts sont classés du plus proche (en haut à gauche) au plus éloigné (en bas). Les axes X sont gradués en secondes.

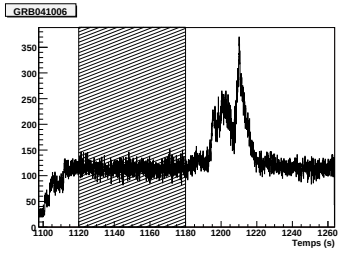


Fig. 9.2: Courbe de lumière brute du GRB 041006 dans la bande d'énergie 6–400 keV. À l'extrême gauche, on voit l'effet des déclenchements successifs des quatre détecteurs de FREGATE. La zone hachurée montre la zone où le bruit a été étudié.

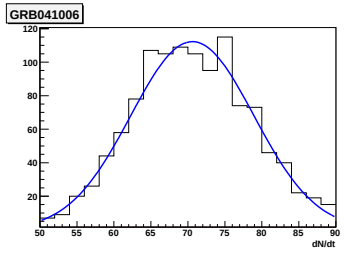


Fig. 9.3: L'histogramme est obtenu en projetant la courbe de lumière de la figure 9.2 dans la zone hachurée. La distribution obtenue est ajustée avec une gaussienne (ses paramètres sont donnés dans le tableau 9.2).

Une remarque sur la durée des sursauts La durée des sursauts est un paramètre important de cette étude car les GRB courts donnent un faible nombre de pics pouvant être utilisés pour mesurer des écarts temporels. Dans nos données, la durée des sursauts va de 70 ms à presque 90 s[1].

9.2.2 Détermination des intervalles d'étude

La première opération effectuée sur les données brutes est de tracer les courbes de lumière. Une courbe de lumière est en fait un histogramme des temps d'arrivée des photons. Pour pouvoir être fourni comme entrée à la transformée en ondelettes en vue du débruitage, cet histogramme doit avoir un nombre de bins égal à une puissance de deux (cf. annexe C).

Comme le contenu des bins dépend de leur largeur, nous avons utilisé le même binning dans toute l'étude. Le nombre de bins ainsi que la largeur des bins est indiqué dans les deux premières colonnes du tableau 9.2 (page suivante).

Les courbes de lumières brutes (cf. Fig. 9.2) présentent une partie où le sursaut proprement dit n'a pas encore commencé. Nous utilisons cette partie (zone hachurée de la figure 9.2) des données pour évaluer le niveau de bruit. Une projection est réalisée pour obtenir la distribution de la figure 9.3. Un ajustement avec une gaussienne nous permet ensuite d'obtenir le niveau moyen du bruit de fond et la variance du bruit σ_{bck}. Les deux dernières colonnes du tableau 9.2 résument les résultats des ajustements pour tous les sursauts.

Pour déterminer les intervalles d'étude, c'est-à-dire les intervalles en temps dans lesquels nous allons rechercher les extrema, on commence par débruiter les courbes de lumières (prises entre 8 keV et 350 keV) par la méthode décrite dans la section 9.3.1 et soustraire le niveau du fond. Comme le montre la figure 9.4, on superpose ensuite la valeur de σ_{bck}. La portion de la courbe de lumière utilisée pour la recherche d'extrema est celle où le nombre de photons détectés est supérieur à σ_{bck}. Dans le cas où la courbe de lumière est très bruitée (c'est le cas pour GRB 030323 et GRB 030429), on choisit une limite moins contraignante : 0.5 σ_{bck} (cf. Fig. 9.4 à droite).

[1] L'émission du sursaut GRB 020813 était particulièrement longue. Du fait de la taille limitée des buffers, seule la première moitié a pu être enregistrée. Cela n'affecte en rien l'étude menée ici.

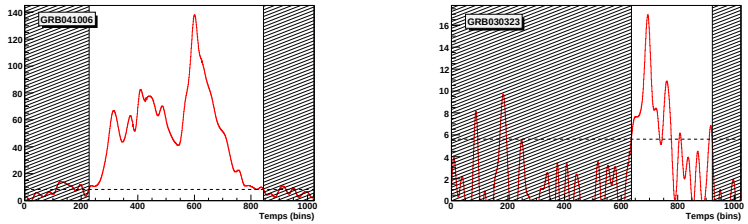


Fig. 9.4: Courbes de lumières débruitées et dont le bruit a été soustrait des sursauts GRB 041006 et GRB 030323. À gauche, pour le GRB 041006, la ligne horizontale correspond à $1\,\sigma_{\text{bck}}$. À droite, pour le GRB 030323, la ligne horizontale correspond à $0.5\,\sigma_{\text{bck}}$. Les zones hachurées montrent les parties des courbes de lumières qui n'ont pas été prises en compte pour la recherche des extrema. L'axe des abscisses est gradué en bins et non pas en secondes.

Tab. 9.2: Binning choisi pour réaliser les courbes de lumières. Estimation du niveau de bruit (moyenne et variance). Le nombre de bin est égal à une puissance de deux. Le niveau du fond et la variance du bruit sont les résultats des fits avec des gaussiennes comme le montre l'exemple de la figure 9.3.

Sursaut	Nombre de bins	Largeur d'un bin (ms)	Niveau du fond	Variance du bruit σ_{bck}
GRB 050709	512	0.8	0.8±0.1	1.4±0.1
GRB 010921	1024	48.8	65.3±0.4	7.9±0.3
GRB 041006	1024	50.0	70.2±0.6	8.3±0.5
GRB 030528	1024	64.4	177.4±1.4	12.8±0.9
GRB 020124	1024	58.6	95.0±0.6	8.7±0.5
GRB 030323	1024	100.0	137.4±0.4	11.2±0.4
GRB 040924	512	9.7	15.5±0.1	3.7±0.1
GRB 030429	1024	58.6	104.6±0.8	9.6±0.7
GRB 021211	512	11.7	20.3±0.1	4.4±0.1
GRB 021004	1024	100.0	146.5±1.1	11.6±1.0
GRB 050408	1024	48.8	73.7±0.8	9.6±0.6
GRB 020813	1024	39.1	81.6±0.8	9.9±0.7

Tab. 9.3: Les différents scénarios utilisés pour le choix des bandes d'énergie.

Scenario	Bande d'énergie 1	Bande d'énergie 2
#1	20-35 keV	60-350 keV
#2	8-30 keV	60-350 keV
#3	8-20 keV	60-350 keV
#4	8-20 keV	30-350 keV
#5	8-30 keV	30-350 keV
#6	8-20 keV	40-350 keV
#7	8-30 keV	40-350 keV
#8	8-40 keV	40-350 keV
#9	20-35 keV	40-350 keV
#10	8-20 keV	50-350 keV
#11	8-30 keV	50-350 keV
#12	8-40 keV	50-350 keV
#13	8-50 keV	50-350 keV
#14	20-35 keV	50-350 keV

9.2.3 Choix des bandes d'énergie

Au contraire d'un instrument comme BATSE qui donnait les taux de comptage dans des bandes d'énergie fixes[2], FREGATE fournit l'énergie et le temps d'arrivée de chaque photon individuel. Nous avons donc choisi d'effectuer notre étude en considérant plusieurs combinaisons de bandes d'énergie. Cela nous permet de tester le modèle décrit par l'équation 8.13 pour plusieurs valeurs de ΔE.

Les différents scénarios sont donnés par le tableau 9.3. Ils correspondent globalement à des valeurs de ΔE différentes, mais la valeur réelle de l'écart d'énergie dépend aussi du spectre de chaque sursaut. Pour un scénario donné, plus le spectre est plat, plus le ΔE réel est petit.

9.2.4 Étude des spectres

En traçant un histogramme de l'énergie mesurée pour chaque photon, on obtient un spectre. C'est le spectre mesuré par l'instrument, et pas celui du sursaut lui-même. Pour obtenir le spectre suivant la loi de Band, il faudrait déconvoluer la réponse de l'instrument, ce que nous ne ferons pas ici.

Dans la bande d'énergie qui nous intéresse pour cette étude, 8–350 keV, les spectres mesurés[3] sont globalement assimilables à des lois de puissances. Nous avons donc réalisé des ajustements avec la formule suivante :

$$\frac{dN_\gamma}{dE} = A\ \exp(-\alpha_1\ E) + B\ \exp(-\alpha_2\ E) + C. \tag{9.1}$$

La figure 9.5 de la page 162 montre l'exemple du spectre du GRB 041006 avec un bin de 3.42 keV. Les paramètres obtenus par ajustement sont présentés dans le tableau 9.4.

Une remarque sur le choix des bandes d'énergie Pour choisir les bandes d'énergie, deux facteurs opposés doivent être pris en compte. D'une part, l'effet de gravitation quantique doit être plus accentué si ΔE est grand. D'autre part, plus ΔE est grand, plus les courbes de lumière dans les deux bandes sont dissemblables et plus il est difficile de trouver des extrema qui se correspondent dans les deux intervalles d'énergie.

9.3 Méthode : débruitage et localisation des extrema

Comme nous l'avons vu plus haut, les courbes de lumières sont obtenues en réalisant des histogrammes du temps d'arrivée des photons. Les différentes coupures sur l'énergie présentées dans la section 9.2.3 sont appliquées pour obtenir un histogramme pour chaque bande d'énergie et pour chaque GRB. Le binning utilisé est celui donné dans le tableau 9.2.

Nous allons maintenant voir comment on peut débruiter ces courbes de lumière et repérer leurs extrema à l'aide de la transformée en ondelettes. Cette technique est adaptée à l'étude des signaux non-stationnaires[4].

Des informations complémentaires sur les transformées en ondelettes sont données dans l'annexe C.

[2] 25-55 keV, 55-110 keV, 110-320 keV et au delà de 320 keV.

[3] Il s'agit bien ici du spectre mesuré, et non du spectre du sursaut. Pour obtenir le spectre du sursaut, il faut tenir compte de la réponse de l'instrument (cf. Fig. 2.10).

[4] Signaux dont le contenu fréquentiel change au cours du temps.

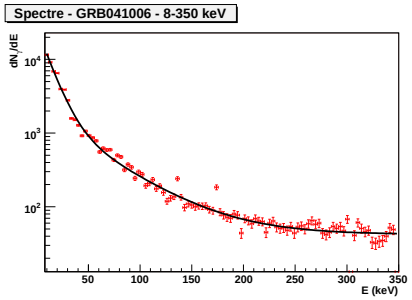


Fig. 9.5: Le spectre du GRB 041006 dans la bande 8–350 keV, tel que mesuré par FREGATE. Les points sont ajustés par la somme de deux exponentielles et d'une constante.

Tab. 9.4: Indices spectraux des douze sursauts gamma obtenus par le fit avec la somme de deux exponentielles et d'une constante (cf. Eq. 9.1).

Sursaut	K_I	A	α_1	B	α_2	C
GRB 050709	0.13	261±43	0.099±0.017	27±17	0.027±0.008	1.13±0.24
GRB 010921	0.28	18960±329	0.095±0.001	1160±62	0.019±0.001	41.82±1.55
GRB 041006	0.35	25910±362	0.092±0.001	1803±89	0.021±0.001	42.22±1.38
GRB 030528	0.36	161179±1822	0.140±0.001	3441±110	0.025±0.001	82.86±1.60
GRB 020124	0.36	30140±407	0.093±0.001	1671±76	0.018±0.001	91.34±2.40
GRB 030323	0.36	18680±311	0.094±0.001	784±55	0.018±0.001	35.83±1.44
GRB 040924	0.37	4665±186	0.084±0.003	358±63	0.021±0.001	10.20±1.00
GRB 030429	0.38	13560±536	0.114±0.003	606±76	0.023±0.001	24.37±1.40
GRB 021211	0.39	3988±115	0.079±0.002	353±43	0.019±0.001	8.45±0.71
GRB 021004	0.39	24920±367	0.094±0.001	1172±67	0.018±0.001	76.51±2.16
GRB 050408	0.40	28980±463	0.106±0.001	1012±58	0.019±0.001	50.03±1.61
GRB 020813	0.40	45190±769	0.122±0.001	2508±52	0.017±0.001	41.36±2.03

9.3.1 Débruitage et transformée en ondelettes discrètes

Pour débruiter un signal, il est possible de lui appliquer un filtre pour supprimer les hautes fréquences. Cela coupe le bruit, mais toutes les transitions brusques du signal sont supprimées également. La transformée en ondelettes discrète permet d'éliminer le bruit tout en gardant les irrégularités importantes. C'est justement à l'aide de ces irrégularités que nous effectuerons l'analyse temporelle des courbes de lumière.

Transformée en ondelettes discrètes

Une fonction ondelette est une fonction qui oscille (d'où son nom) et que l'on peut décaler dans le temps et dilater d'un certain facteur d'échelle. On peut montrer que certaines fonctions ondelettes, lorsqu'elles sont dilatées et translatées forment une base orthonormée de fonctions. Une telle base peut être définie par :

$$\left\{\psi_{j,n}(t) = \frac{1}{\sqrt{2^j}}\psi\left(\frac{t-2^j n}{2^j}\right)\right\}_{(j,n)\in\mathbb{Z}^2} \tag{9.2}$$

où ψ est appelée l'*ondelette mère*. Cette ondelette est dilatée d'un facteur 2^j et translatée de la valeur n. La transformée en ondelettes discrètes (DWT de l'anglais *Discrete Wavelet Transform*) est en fait la décomposition d'un signal donné sur une base orthonormée (BON) de fonctions ondelettes.

De la même façon qu'un vecteur réel peut être décomposé sur une base orthonormée de $\mathbb{R}$, un signal peut être décomposé sur une BON d'ondelettes. Le résultat de cette décomposition est un ensemble de coefficients, les *coefficients d'ondelette*. Il est aussi possible de retrouver un signal en connaissant ces coefficients d'ondelette.

La DWT est une décomposition finie. Elle s'effectue jusqu'à un certain niveau L. Comme nous le verrons plus loin, le choix de ce paramètre a une influence sur la qualité du débruitage.

Coefficients d'ondelettes

Ces coefficients d'ondelette donnent une indication sur les variations du signal : les coefficients faibles reflètent les petites variations du signal et les grands coefficients traduisent des variations importantes. Un signal bruité donne deux types de coefficients : de petits coefficients pour le bruit, et des grands coefficients pour le signal proprement dit. Il en découle qu'en prenant la DWT d'un signal bruité, en appliquant un seuil à ces coefficients et en prenant la DWT inverse, on peut débruiter le signal de départ. On obtient en fait une estimation de ce signal. Encore faut-il trouver une méthode qui fasse que l'estimation soit de qualité.

Seuillage des coefficients

On peut appliquer différents seuils pour débruiter un signal. La manière la plus simple est d'annuler tous les coefficients en dessous d'un certain seuil. On parle alors de *seuil dur*. Dans le prochain chapitre, nous préférerons un *seuil doux* (ainsi qu'on le nomme) qui améliore l'estimation du signal et qui est défini par

$$\rho_T(x) = \begin{cases} x - T & \text{si } x \geq T \\ x + T & \text{si } x \leq -T \\ 0 & \text{si } |x| < T. \end{cases} \tag{9.3}$$

David Donoho et Ian Johnstone [147] donnent une expression pour déterminer le seuil T :

$$T = \sigma\sqrt{2\log_e N} \tag{9.4}$$

où σ est la variance du bruit supposé gaussien et N la taille du signal. σ n'est généralement pas connu a priori. On en fournit une estimation $\tilde{\sigma}$ avec la méthode de la médiane.

Si M_X est la médiane des coefficients d'ondelette à l'échelle la plus fine alors σ peut-être estimé par

$$\tilde{\sigma} = \frac{M_X}{0.6745}. \tag{9.5}$$

Application aux courbes de lumière

Pour appliquer la DWT aux courbes de lumière des sursauts, nous avons utilisé WaveLab [148], une boîte à outils d'analyse en ondelettes développé pour MatLab. La transformée en ondelettes discrètes est obtenue avec une ondelette Symmlet-10. Nous avons choisi d'utiliser

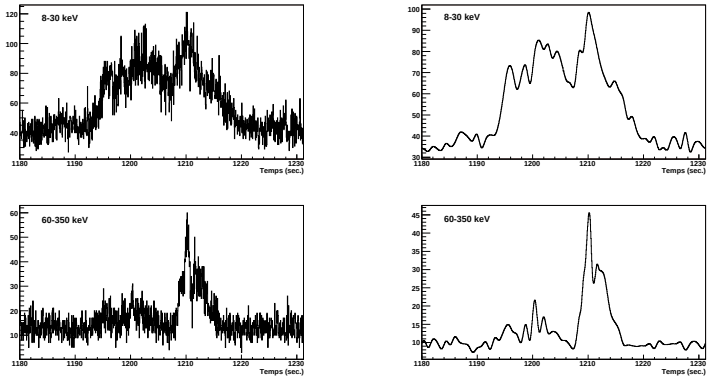


Fig. 9.6: Courbes de lumière du GRB 041006 pour les bandes d'énergie 8–30 keV et 60–350 keV avant (à gauche) et après débruitage (à droite).

l'ondelette Symmlet parce qu'elle est symétrique et parce que c'est cette ondelette qui est utilisée dans [140]. On utilise la méthode de seuil doux en estimant la variance du bruit avec la méthode de la médiane.

Plus L est grand, plus la courbe présente d'irrégularités. Nous avons choisi d'utiliser le niveau de décomposition qui a aussi été adopté dans [140] : $L = 6$. La figure 9.6 montre le résultat de ce débruitage pour le GRB 041006 et les deux bandes d'énergie du scénario #2.

9.3.2 Recherche d'extrema et transformée en ondelettes continues

Une fois les courbes de lumière débruitées, nous allons les étudier à l'aide de la transformée en ondelettes continues pour localiser les extrema. Cette transformée nous permettra également de les caractériser.

Transformée en ondelettes continues

Prendre la transformée en ondelettes continues (CWT de l'anglais *Continuous Wavelet Transform*) d'une fonction f consiste à convoluer cette fonction avec une fonction ondelette ψ décalée de u et dilatée du facteur s :

$$Wf(u,s) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)\frac{1}{\sqrt{s}}\psi^*\left(\frac{t-u}{s}\right)dt. \tag{9.6}$$

s est appelée l'*échelle* et elle a le même rôle que l'échelle d'une carte géographique : changer l'échelle, c'est regarder le signal avec plus ou mois de détails.

Dans la suite, la transformée en ondelettes continues sera effectuée avec l'ondelette *chapeau*

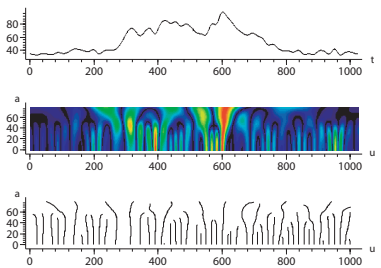


Fig. 9.7: CWT et modules maximaux d'une courbe de lumière du GRB 041006. En haut, le signal de départ. Au milieu, le scalogramme : en abscisse u, en ordonnée, l'échelle s. Chaque couleur correspond à une valeur du module $|Wf(u,s)|$. En bas, les modules maximaux.

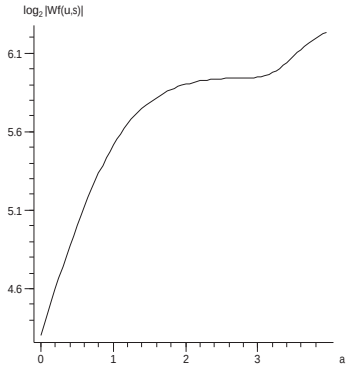


Fig. 9.8: Évolution de $|Wf(u,s)|$ en fonction de l'échelle s pour l'extrema en t $\approx$ 600 de la courbe de lumière de la figure 9.7 (en haut).

mexicain[5], définie par :

$$\psi(t) = \frac{2}{\pi^{1/4}\sqrt{3\sigma}} \left(\frac{t^2}{\sigma^2} - 1\right) \exp\left(\frac{-t^2}{2\sigma^2}\right). \tag{9.7}$$

Modules maximaux

$Wf(u,s)$ mesure les variations de f au voisinage de u, ce voisinage ayant une taille proportionnelle à s. Autrement dit, $Wf(u,s)$ peut être utilisée pour mesurer la régularité d'un signal. En fait, on peut montrer que toutes les singularités du signal étudié se traduisent par des maxima locaux de $|Wf(u,s)|$ (les modules maximaux). Donc, si on calcule la CWT d'un signal et que l'on peut trouver les maxima locaux du module de la transformée en ondelettes, on peut détecter les singularités du signal. Ici on entendra par *singularité* les discontinuités mais aussi les extrema.

La figure 9.7 montre un graphique des modules maximaux pour une courbe de lumière obtenu à l'aide du logiciel LastWave [149]. À partir du moment où l'on dispose d'un tel graphique, il est très facile de repérer les singularités du signal. Chacune d'entre elles est en effet repérée par un ensemble de maxima locaux du module de la transformée en ondelettes.

Coefficients de Lipschitz

En plus de pouvoir détecter les extrema du signal, la CWT nous offre aussi un moyen de caractériser ces extrema en donnant une mesure de la régularité lipschitzienne. Si on veut expliquer la régularité lipschitzienne de manière simple, on peut dire qu'elle mesure la discontinuité

[5] Une représentation graphique de cette fonction ondelette est donnée dans la section C.2.1.

d'un signal en un point en approchant ce signal par un polynôme. La définition complète est donnée dans la section C.3.2. Tout ce que nous devons retenir ici, c'est que chaque extrema se verra associer un coefficient α appelé *coefficient de Lipschitz*. Ce coefficient nous fournira un critère de sélection.

Le coefficient de Lipschitz peut être déterminé de la manière suivante. Il est possible de suivre l'évolution des maxima locaux de $|Wf(u,s)|$ depuis les grandes échelles vers les petites échelles. Comme par cette opération on se rapproche des détails les plus fins, le module de la transformée en ondelette a tendance à décroître. Mesurer le taux de décroissance de $|Wf(u,s)|$ aux petites échelles (c'est-à-dire pour s inférieur à une certaine valeur s_0) nous donne une mesure de α :

$$\log_2 |Wf(u,s)| \leq \log_2 A + \left(\alpha + \frac{1}{2}\right) log_2 s. \tag{9.8}$$

La figure 9.8 (page précédente) montre l'exemple d'un module maximal pour la singularité de la courbe de lumière de la figure 9.7 (en haut) en $t = 600$. En effectuant une approximation linéaire aux petites échelles (sur le graphique, les petites échelles sont à gauche), on peut détereminer la valeur de α, ainsi que l'erreur sur α. Ici, notre exemple donne $\alpha + 1/2 \approx 1.4$.

Pour effectuer la transformée en ondelettes continues, nous avons utilisé LastWave [149], un outil gratuit d'analyse des signaux développé au Centre de Mathématiques Appliquées de l'École Polytechnique.

L'annexe D apporte des précisions concernant les outils logiciels que nous avons utilisé en pratique pour effectuer les transformées en ondelettes.

Chapitre 10

Analyse temporelle des sursauts d'HETE-2 : résultats

10.1 Introduction

En appliquant la méthode décrite au chapitre précédent, nous allons ici donner nos résultats concernant l'analyse temporelle des douze sursauts gamma observés par le détecteur FREGATE à bord d'HETE-2 pour lesquels nous disposons à la fois d'une mesure de redshift et des données photon-photon.

Comme FREGATE fournit pour chaque photon détecté le temps d'arrivée et l'énergie, nous avons choisi dans un premier temps d'analyser ces données de manière statistique. C'est au vu de ces premiers résultats que l'analyse en ondelettes s'est avérée nécessaire.

Nous exposerons donc deux types de résultats : les résultats de l'analyse statistique simple et les résultats de l'analyse en ondelettes. Dans ce dernier cas, il sera nécessaire d'appliquer quelques critères de sélections. Au final, nous serons en mesure de donner une limite inférieure sur l'échelle de gravitation quantique E_{QG} pour les différents choix des bandes d'énergie exposés au chapitre précédent.

10.2 Étude statistique des données photon-photon

En guise d'étude préliminaire, nous avons utilisé les données photon-photon pour étudier de manière statistique les écarts des énergies moyennes et les écarts des temps d'arrivée moyens entre les photons des bandes d'énergie haute et basse.

Nous n'avons tenu compte ici que des photons dans les intervalles en temps où le rapport signal sur bruit est favorable. Ces intervalles sont déterminés par la méthode décrite dans la section 9.2.2 du chapitre précédent.

L'écart des énergies moyennes est défini par :

$$\Delta <E> = \frac{1}{N_2}\sum_{i=1}^{N_2} E_i - \frac{1}{N_1}\sum_{i=1}^{N_1} E_i \ = <E>_2 - <E>_1, \tag{10.1}$$

où N_1 et N_2 sont les nombres respectifs de photons dans les bandes d'énergie 1 et 2.

De même, l'écart des temps d'arrivée moyens est défini par :

$$\Delta <t>=<t>_2 - <t>_1 . \tag{10.2}$$

Les résultats obtenus pour l'écart en énergie sont regroupés dans les tableaux 10.1 et 10.2 de la page 169. Nous les reproduisons ici car ils nous resserviront dans la section 10.4.2. Les erreurs pour le GRB 050709 sont plus élevées que pour les autres sursauts car il est très court : l'intervalle d'étude ne dure que 100 ms et le nombre de photons qui sont reçus dans cet intervalle de temps est d'environ 150.

Les figures 10.1 et 10.2 montrent l'évolution de $\Delta < E >$ et de $\Delta < t >$ en fonction de K_l.

Pour les écarts en énergie, la figure fait apparaître deux populations de sursauts pour $K_l > 0.3$. Les GRB avec un redshift plus faible (typiquement pour $K_l(1+z) < 1$) donnent des valeurs de $\Delta < E >$ plus basses. Au contraire, les GRB avec un grand redshift (typiquement pour $K_l(1+z) > 1$) donnent des $\Delta < E >$ plus grands. Ainsi, les deux groupes sur la figure 10.1 sont à 121$\pm$2 keV et 135$\pm$5 keV. L'existence de ces deux groupes est vraisemblablement due à un effet statistique causé par le faible nombre de sursauts.

L'évolution de $\Delta < t >$ en fonction de K_l (Fig. 10.2) ne présente aucune corrélation particulière et ne permet donc pas de conclure sur un effet comme celui décrit par l'équation 8.13. Les points du graphique présentent une dispersion importante.

L'analyse actuelle possède un inconvénient majeur : elle s'applique à des données dans lesquelles le bruit est toujours présent. Les photons du bruit peuvent introduire un biais qui empêcherait la découverte de tout effet physique, et en particulier d'un effet de gravitation quantique. Cela justifie l'étude des courbes de lumière par une technique plus évoluée et nous avons choisi d'utiliser la transformée en ondelettes.

Une remarque sur le choix de la transformée en ondelettes La transformée en ondelettes est un outil puissant pour l'étude des signaux non-stationnaires mais elle nécessite une statistique raisonnable. Des études de courbes de lumière à plus haute énergie, où les statistiques sont plus faibles, nécessiteraient l'emploi d'un autre type d'outils.

10.3 Analyse en ondelettes et sélections

Comme décrit au chapitre 9, la transformée en ondelette discrète est utilisée pour débruiter les courbes de lumière et la transformée en ondelettes continues permet de localiser les singularités.

Dans la suite, nous traiterons séparément les maxima et les minima des courbes de lumières. En effet, comme un minimum correspond à une absence de photons, il ne véhicule pas *a priori* le même type d'information qu'un maximum.

Chaque extremum sera caractérisé par un coefficient de Lipschitz α et par l'erreur sur ce coefficient $\delta\alpha$. D'autre part, nous déterminerons la dérivée discrète du signal pour chaque extremum [1] :

$$\frac{\Delta f}{\Delta t}(t = t_{ext}). \tag{10.3}$$

À partir de ces grandeurs, nous construirons des critères de sélection sur les extrema.

[1] Rappelons ici que le signal noté f, la courbe de lumière, est un signal discret.

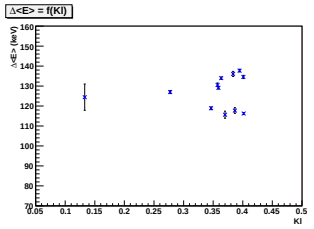


Fig. 10.1: Ecarts moyens en énergie $\Delta < E >$ en fonction du paramètre K_l dans le cas du scénario #2. Deux populations sont visibles pour $K_l > 0.3$.

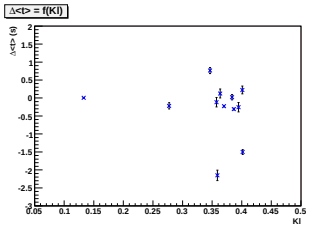


Fig. 10.2: Ecarts moyens en temps $\Delta < t >$ en fonction du paramètre K_l dans le cas du scénario #2. On ne remarque aucune corrélation particulière entre $\Delta < t >$ et la distance des sursauts.

Tab. 10.1: Valeurs des écarts d'énergie moyens $\Delta <$ E $>$ pour les six premiers GRB et tous les choix des bandes d'énergie. Les valeurs sont données en keV avec les erreurs statistiques.

Scénerio	GRB 050709	GRB 010921	GRB 041006	GRB 030528	GRB 020124	GRB 030323
#1	115.2±6.5	117.4±0.8	109.5±0.7	118.3±0.6	124.5±0.6	121.1±0.9
#2	124.4±6.5	127.0±0.8	118.8±0.7	129.1±0.6	134.0±0.6	130.6±0.9
#3	127.6±6.5	130.1±0.8	122.1±0.7	131.3±0.6	137.2±0.6	133.6±0.9
#4	82.6±4.6	85.6±0.6	76.7±0.5	81.6±0.4	93.3±0.5	86.3±0.7
#5	79.4±4.7	82.5±0.6	73.5±0.5	79.4±0.4	90.1±0.5	83.3±0.7
#6	98.0±5.3	103.0±0.7	94.0±0.6	101.8±0.5	111.1±0.5	105.1±0.8
#7	94.8±5.3	99.9±0.6	90.8±0.6	99.6±0.5	107.9±0.5	102.1±0.8
#8	92.8±5.3	97.9±0.7	88.8±0.6	98.3±0.5	105.9±0.5	100.3±0.8
#9	85.6±5.3	90.3±0.7	81.5±0.6	88.8±0.5	98.5±0.5	92.6±0.8
#10	112.2±5.9	117.0±0.7	108.3±0.6	116.9±0.6	124.8±0.5	120.4±0.8
#11	109.0±5.9	113.9±0.7	105.1±0.6	114.8±0.6	121.6±0.5	117.4±0.8
#12	107.0±5.9	111.9±0.7	103.1±0.6	113.5±0.6	119.6±0.5	115.6±0.8
#13	105.2±5.9	110.2±0.7	101.5±0.6	112.5±0.6	117.9±0.6	114.1±0.8
#14	99.8±5.9	104.3±0.7	95.8±0.6	104.0±0.6	112.1±0.5	108.0±0.8

Tab. 10.2: Valeurs des écarts d'énergie moyens $\Delta <$ E $>$ pour les six autres GRB et tous les choix des bandes d'énergie. Les valeurs sont données en keV avec les erreurs statistiques.

Scénerio	GRB 040924	GRB 030429	GRB 021211	GRB 021004	GRB 050408	GRB 020813
#1	106.6±1.8	126.0±1.3	108.6±1.4	128.1±0.7	124.8±0.8	106.2±0.5
#2	115.6±1.8	136.0±1.3	117.7±1.4	137.7±0.7	134.5±0.8	116.2±0.5
#3	119.1±1.8	138.8±1.3	121.1±1.4	140.8±0.7	137.4±0.8	119.1±0.5
#4	72.0±1.1	90.8±1.0	76.3±1.0	95.4±0.5	90.7±0.6	83.8±0.4
#5	68.6±1.1	88.1±0.9	72.9±1.0	92.3±0.5	87.8±0.6	80.8±0.4
#6	90.0±1.4	109.9±1.1	93.6±1.2	114.2±0.6	109.5±0.7	97.0±0.4
#7	86.6±1.4	107.1±1.1	90.2±1.2	111.0±0.6	106.6±0.7	94.1±0.4
#8	84.4±1.4	105.4±1.1	88.0±1.2	109.1±0.6	105.0±0.7	92.1±0.4
#9	77.5±1.4	97.1±1.1	81.1±1.2	101.5±0.6	96.8±0.7	84.0±0.4
#10	104.1±1.6	124.8±1.2	107.7±1.3	128.1±0.6	124.2±0.8	108.0±0.4
#11	100.6±1.6	122.1±1.2	104.4±1.3	125.0±0.6	121.3±0.8	105.1±0.4
#12	98.4±1.6	120.4±1.2	102.1±1.3	123.0±0.6	119.6±0.9	103.2±0.4
#13	96.8±1.6	119.0±1.2	100.3±1.3	121.4±0.6	118.3±0.8	101.4±0.4
#14	91.6±1.6	112.0±1.2	95.2±1.3	115.4±0.6	111.5±0.8	95.0±0.4

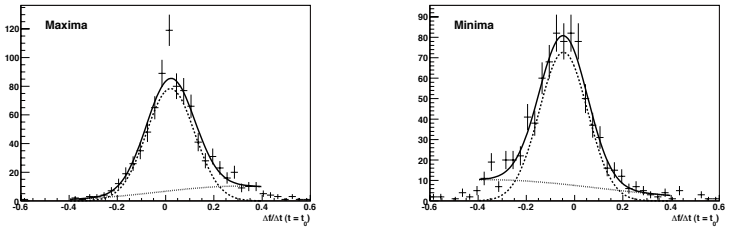


Fig. 10.3: Distribution des valeurs de la dérivée pour chaque singularité repérée par la CWT pour les douze sursauts et cinq bandes d'énergie différentes. À gauche, pour les maxima et à droite pour les minima. La courbe en trait continu est la somme des deux gaussiennes représentées en trait interrompu et en pointillés.

10.3.1 Sélections

Sélection sur la dérivée

La distribution des valeurs de la dérivée pour tous les maxima et les minima trouvés pour les douze sursauts dans les bandes d'énergie 20–35 keV, 8–20 keV, 8–30 keV, 30–350 keV et 60–350 keV est montrée par la figure 10.3 (points en forme de croix).

Comme on le voit, la dérivée n'est pas forcément nulle aux points donnés par la CWT. La CWT permet d'identifier des singularités en tenant compte de la forme du signal à différentes échelles mais ces singularités ne correspondent pas toujours à de "vrais" extrema. Il n'est donc pas surprenant que la dérivée ne soit pas nulle à chaque fois. D'autre part, la CWT identifie parfois des singularités qui n'en sont pas vraiment. On le remarque facilement sur figure 9.7 pour 600 $<$ u $<$ 650 où il y a trois courbes de modules maximaux qui ne correspondent à aucune singularité de la courbe de lumière.

Les distributions de la figure 10.3 sont ajustées à l'aide de la somme de deux gaussiennes (courbe continue) entre -0.4 et 0.4. Ces ajustements tendent à montrer la présence de deux populations d'extrema.

La première population, correspondant à la gaussienne centrée sur 0, correspond à de vrais extrema que la CWT a repéré un peu à côté de leurs positions réelles. La largeur de cette première gaussienne rend donc compte de l'erreur sur la position des extrema introduite par la CWT.

La deuxième gaussienne, très aplatie, qui prend en compte la queue de la distribution montre l'existence d'extrema probablement moins bien définis. Cette deuxième gaussienne tend à montrer la présence de faux extrema pour lesquelles la dérivée est très positive pour les maxima et très négative pour les minima.

À partir de ces distributions, nous avons choisi d'effectuer une coupure sur la valeur de la dérivée qui éliminerait au mieux les faux extrema :

$$\left|\frac{\Delta f}{\Delta t}(t = t_{ext})\right| \leq 0.2, \tag{10.4}$$

pour les minima et les maxima. Cette coupure rejette environ 15% des maxima et 20% des minima.

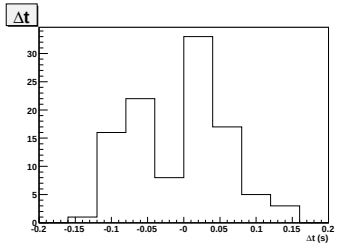


Fig. 10.4: Distribution des écarts en temps pour les paires trouvées dans le cas du scénario #2.

Sélections sur l'écart en temps Δt

Une fois les extrema sélectionnés avec la coupure sur la dérivée, on cherche à associer chaque extremum de la bande à basse énergie avec un extremum de la bande à haute énergie. Dans la suite, nous appellerons *paire* un couple d'extrema de même nature (minima ou maxima) mis en relation dans les deux bandes d'énergie. Comme annoncé plus haut, les maxima et les minima seront étudiés séparément.

Si on ne mettait pas de limite sur l'écart en temps entre les deux extrema d'une même paire, on pourrait fabriquer n'importe quelle paire avec les extrema des deux bandes mais sans aucune garantie que les paires ainsi formées aient un vrai sens physique.

La figure 10.4 montre l'exemple de la distribution des Δt pour les paires de maxima trouvées pour le scénario #2. Pour les autres scénarios, les distributions sont similaires et au final, nous avons choisi d'appliquer dans tous les cas une coupure telle que

$$|\Delta t| \leq 150 \text{ ms}. \tag{10.5}$$

Sélections sur les coefficients de Lipschitz

Pour chaque paire, nous avons deux valeurs du coefficient de Lipschitz α et deux valeurs pour l'erreur $\delta\alpha$. À l'aide de ces grandeurs nous construisons deux variables qui vont nous servir à sélectionner les paires candidates :

$$\begin{cases} \alpha_{\text{cut}} = |\alpha_2 - \alpha_1| \\ \delta\alpha_{\text{cut}} = \sqrt{\sigma_2^2 + \sigma_1^2} \end{cases} \tag{10.6}$$

α_{cut} est l'écart entre les coefficients de Lipschitz. Nous considérons en effet ici que si deux extrema proches dans le temps ont des valeurs de α proches, cela signifie qu'ils sont du même type et qu'ils ont toutes les chances d'avoir été créés par le même phénomène.

Les sélections que nous avons choisi d'appliquer sont basées sur l'étude des distributions de α_{cut} et $\delta\alpha_{\text{cut}}$ pour tous les scénarios. La figure 10.5 montre ces distributions dans le cas du scénario #1.

Nous avons retenu les coupures suivantes, pour les minima et les maxima :

$$\begin{cases} \alpha_{\text{cut}} < 0.4 \\ \delta\alpha_{\text{cut}} < 0.045. \end{cases} \tag{10.7}$$

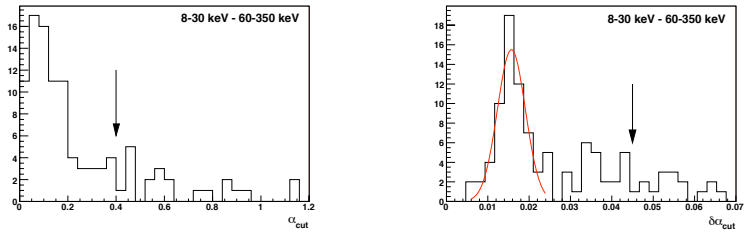


Fig. 10.5: Distributions de α_{cut} (à gauche) et $\delta\alpha_{\text{cut}}$ (à droite) pour le scénario #1. Le maximum de la distribution de $\delta\alpha_{\text{cut}}$ est ajusté avec une gaussienne pour relever sa position (ici le fit donne 0.0157±0.0004).

Tab. 10.3: Nombre de paires obtenues avant et après les sélections sur σ_{cut} et α_{cut} en sommant sur tous les sursauts, pour tous les scénarios et en considérant tous les extrema.

Scenario	Avant coupures	Après coupures	Efficacité
#1	154	111	72%
#2	105	77	73%
#3	121	81	67%
#4	121	82	68%
#5	104	73	70%
#6	127	79	62%
#7	104	65	62%
#8	103	60	58%
#9	148	96	65%
#10	128	76	59%
#11	109	69	63%
#12	105	66	63%
#13	92	52	56%
#14	148	104	70%
		Moyenne :	65%

La coupure sur $\delta\alpha_{\text{cut}}$ est basée sur la position du maximum de la distribution. Ce maximum est en moyenne de 0.015 pour tous les scénarios et nous avons choisi de prendre une limite égale à trois fois cette valeur, soit 0.045. L'efficacité des coupures, donnée par le tableau 10.3, reste stable quel que soit le scénario choisi.

10.4 Résultats

10.4.1 Δt en fonction de K_l

Après application de toutes les coupures et sélections, on détermine pour chaque sursaut la valeur Δt, moyenne des écarts en temps entre les pics d'émissions pour toutes les paires, ainsi que la valeur correspondante de la RMS. Nous obtenons donc une valeur de Δt ainsi qu'une valeur de la RMS pour chaque sursaut, c'est-à-dire pour chaque valeur de K_l.

À partir de la RMS, en notant N le nombre de paires et l_{bin} la largeur du bin choisie pour réaliser les courbes de lumière (cf. Tab. 9.2, Chap. 9), l'erreur sur Δt est déterminée de la manière suivante :

- si une seule paire est trouvée, l'erreur est définie par $\max(l_{bin}, 10 \text{ ms})$;
- si il y a plus d'une paire, alors l'erreur est définie par

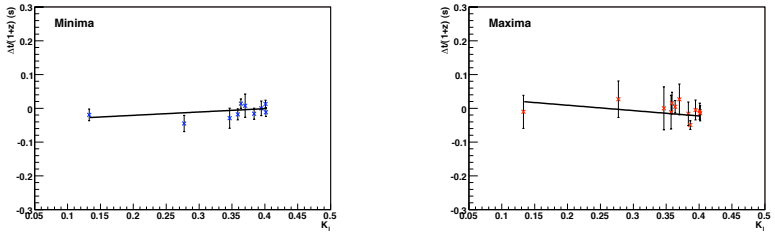


Fig. 10.6: Evolution de Δt en fonction de K_l pour le scénario $\#2$. À gauche, en considérant seulement les minima. À droite, en considérant seulement les maxima.

- $l_{bin}/(N-1)$ si la RMS est comprise entre 0 et l_{bin},
- RMS$/(N-1)$ si la RMS est supérieure à l_{bin}.

Ainsi, les erreurs tiennent compte à la fois du nombre de paires trouvées pour chaque GRB, et de la largeur du bin choisie pour les courbes de lumière.

Comme nous cherchons à vérifier l'équation 8.13, nous allons déterminer les paramètres a et b de l'équation suivante :

$$\frac{\Delta t}{1+z} = a\ K_l + b. \tag{10.8}$$

Dans cette formule, b représente les effets sources. Ceux-ci subissent un effet cosmologique au même titre que l'écart en temps Δt. C'est pourquoi nous divisons Δt par $(1+z)$ pour obtenir une relation affine en fonction de K_l. Le paramètre a dépend de l'échelle de gravitation quantique et on s'attend normalement à ce qu'il soit positif puisque l'effet doit augmenter avec la distance.

La figure 10.6 montre l'évolution de Δt en fonction de K_l pour le scénario $\#2$ lorsque l'on considère les minima (à gauche) et les maxima (à droite). Tous les résultats des fits sont regroupés dans le tableau 10.4 (page suivante). À voir ces résultats, on constate que

- les maxima et les minima ont des comportements très différents ;
- pour les maxima, les valeurs de a et de b sont dans la majorité des cas compatibles avec zéro, à $\pm 3\sigma$;
- pour les minima, 70% des scénarios donnent des valeurs de a significatives, et les valeurs de b sont souvent significatives également.

Cette différence de comportement entre les minima et les maxima ne pourrait être pleinement comprise avant une étude plus poussée. Notamment, le fait que l'effet ne soit pas significatif dans les maxima nous incite à compléter l'étude par la recherche d'une limite sur l'échelle de gravitation quantique par une méthode de minimisation de χ^2.

10.4.2 Détermination d'une limite sur E_{QG} par minimisation de χ^2

Dans cette section, nous allons déterminer une limite inférieure sur l'échelle de gravitation quantique E_{QG}. En fait, nous allons chercher dans quelle mesure les écarts temporels mesurés entre des photons d'énergies différentes peuvent être dus à un effet de gravitation quantique, en supposant cet effet linéaire.

Tab. 10.4: Résultats des ajustements par l'équation 10.8 pour les minima et les maxima. Les erreurs données ici sont les erreurs des ajustements normalisées à $\chi^2/\text{ndf} \sim 1$.

	Minima		Minima	
Scenario	a	b	a	b
#1	0.0178±0.0274	-0.0047±0.0094	0.0448±0.1577	-0.0055±0.0587
#2	0.0985±0.0685	-0.0405±0.0250	-0.1591±0.1753	0.0410±0.0662
#3	0.1302±0.0640	-0.0504±0.0235	-0.0018±0.0295	0.0034±0.0106
#4	0.0813±0.2044	-0.0524±0.0754	-0.0501±0.1868	0.0045±0.0699
#5	0.1224±0.0723	-0.0431±0.0267	-0.1747±0.1480	0.0461±0.0548
#6	0.2015±0.0316	-0.0702±0.0098	-0.0142±0.0208	0.0100±0.0067
#7	0.2499±0.1538	-0.0662±0.0561	0.0491±0.0566	-0.0192±0.0203
#8	0.3321±0.0842	-0.1005±0.0290	-0.1281±0.0196	0.0387±0.0067
#9	0.1071±0.0777	-0.0544±0.0277	-0.1090±0.1263	0.0272±0.0462
#10	0.2193±0.0696	-0.0691±0.0249	-0.0191±0.0247	0.0135±0.0084
#11	0.0989±0.0743	-0.0353±0.0275	0.0038±0.0760	-0.0066±0.0261
#12	0.1597±0.0864	-0.0589±0.0317	-0.0326±0.0927	0.0280±0.0321
#13	0.3428±0.0760	-0.1023±0.0258	0.0359±0.0389	-0.0160±0.0129
#14	0.2922±0.0918	-0.0816±0.0331	-0.0383±0.1379	0.0174±0.0519

Pour cela, nous allons utiliser l'approche fréquentiste et définir la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}$ par

$$\mathcal{L} = \exp\left(-\frac{\chi^2(M)}{2}\right), \tag{10.9}$$

où la fonction χ^2 est définie pour chaque scénario par :

$$\chi^2(M) = \sum_{\text{tous les GRBs}} \frac{\left(\frac{\Delta t_i}{1+z_i} - b - a_i(M)\, K_{li}\right)^2}{\left(\frac{\sigma_i}{1+z_i}\right)^2 + \sigma_b^2} \tag{10.10}$$

avec

$$a_i(M) = \frac{1}{H_0}\frac{\Delta < E >_i}{M}. \tag{10.11}$$

Dans les équations ci-dessus, l'indice i représente les sursauts. Pour chaque sursaut, nous avons une valeur de l'écart en temps moyen Δt_i, l'erreur sur cette valeur σ_i et une valeur de l'écart en énergie moyen $\Delta < E >_i$ (cf. Tab. 10.1 et 10.2). Les valeurs de b et l'erreur correspondante σ_b sont données dans le tableau 10.4. Les valeurs des redshifts z_i sont données dans le tableau 9.1.

χ^2 est exprimé en fonction de l'échelle en énergie M. C'est ce paramètre que nous allons faire varier pour minimiser la fonction. Dans la suite, χ^2 sera toujours divisé par le nombre de degrés de liberté (ndf pour *number of degrees of freedom*) avec ndf = nombre de sursaut - 2. La valeur de ndf change d'un scénario à l'autre. Ensuite, le χ^2 est normalisé par rapport à sa valeur minimum [2] et enfin, il est décalé de 1 de manière à amener son minimum à zéro (d'où le Δ dans la notation $\Delta(\chi^2/\text{ndf})$). Cela nous permet d'obtenir directement les limites à 95% de niveau de confiance par intersection des courbes $\Delta(\chi^2/\text{ndf}) = f(M)$ avec la droite d'ordonnée 3.96.

En guise de test, nous cherchons dans un premier temps à voir comment évolue le χ^2 en fonction de ΔE. C'est ce que montre la figure 10.7, pour laquelle ΔE varie entre 25 keV et 1 MeV, les autres paramètres étant constants. La limite est l'abscisse de la première intersection

[2] Cette valeur minimum est ainsi ramenée à 1.

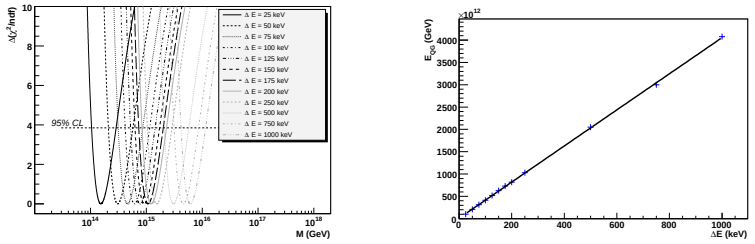


Fig. 10.7: À gauche, évolution du χ^2 en fonction de M pour différentes valeurs de ΔE, tous les autres paramètres restant constants. Pour cette figure, a est positif. À droite, limites à 95% CL obtenues avec la figure de gauche en fonction de ΔE.

entre la courbe du χ^2 et la droite d'ordonnée 3.96 (pour un niveau de confiance à 95%). On vérifie que cette limite augmente linéairement quand ΔE augmente. Ceci est illustré par le graphique de droite.

Après cette vérification, nous pouvons passer à l'étude de l'évolution de χ^2 en fonction de M pour tous les scénarios. Les fonctions $\chi^2/\text{ndf} = f(M)$ présentent un minimum dont les valeurs sont regroupées dans le tableau 10.5 (page 177). On remarque que tous les scénarios donnent un minimum du χ^2/ndf inférieur à 1, exceptés les scénarios #8 et #10 pour les maxima. Le scénario #8 en particulier donne une valeur très supérieure à 1, si bien que nous avons décidé de le rejeter.

La figure 10.8 (page 176) montre les courbes de $\Delta(\chi^2/\text{ndf})$ pour chaque scénario, pour les minima et les maxima. Les limites à 95% de niveau de confiance sont reportées dans le tableau 10.6. Elles sont globalement toutes comprises entre 10^{14} GeV et 10^{15} GeV.

Les courbes de la figure 10.8 qui ne présentent pas de minimum et tendent vers 0 correspondent aux cas où a est négatif, ce qui va à l'encontre de l'effet attendu compte-tenu de notre modèle. Le fait que l'effet avec les maxima soit peu significatif quelque soit le scénario est confirmé par la figure : les courbes ne présentent pas de minima très marqués. D'autre part, il ne semble pas y avoir de valeur préférée de la limite sur E_{QG}. La limite la plus haute obtenue dans le cas où a est positif est celle du scénario #13, c'est-à-dire pour les bandes 8–50 keV et 50–350 keV. Cette limite vaut 5.0×10^{14} GeV. Si on n'impose pas que a soit positif, la meilleure limite est 1.2×10^{15} GeV. Elle est obtenue pour le scénario #3, c'est-à-dire le scénario pour lequel le bras de levier en énergie est le plus grand pour tous les sursauts (cf. Tab. 10.1 et 10.2).

Pour les minima, presque tous les scénarios montrent un effet significatif et il semble y avoir une valeur de E_{QG} préférée entre 10^{14} GeV et 2×10^{14} GeV. Ces deux observations sont difficiles à interpréter. Nous y reviendrons dans les conclusions.

Pour finir, nous allons encore examiner comment varie a en fonction de la limite sur E_{QG} (cf. Fig. 10.9). Pour les minima, il semble exister une corrélation entre a et la limite sur E_{QG}. Plus a est petit, plus la limite est grande. Pour les maxima, cette corrélation est moins nette et a augmente avec la valeur de la limite. Mais pour les minima aussi bien que pour les maxima, on remarque que a s'annule pour une valeur de M proche de 10^{15} GeV.

À partir des maxima et en faisant l'hypothèse de l'absence de signal dû à la gravité quantique ($a \sim 0$), notre meilleure limite sur E_{QG} est donc 10^{15} GeV.

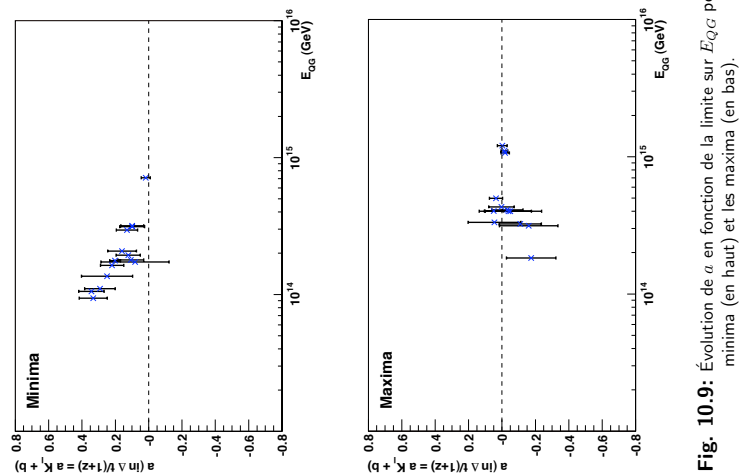


Fig. 10.9: Évolution de a en fonction de la limite sur E_{QG} pour les minima (en haut) et les maxima (en bas).

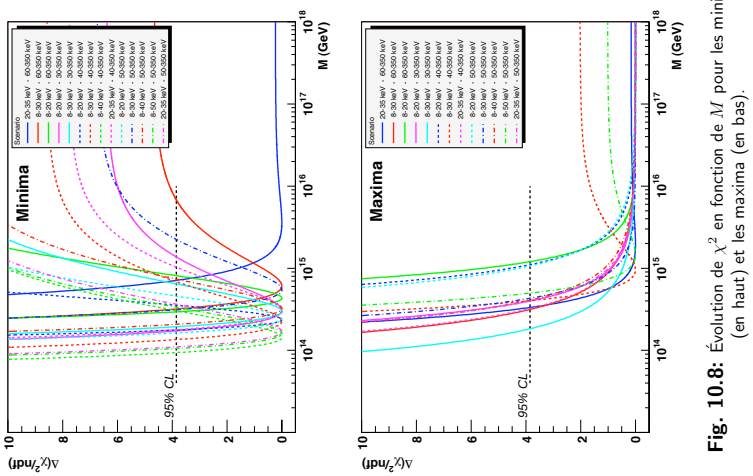


Fig. 10.8: Évolution de χ^2 en fonction de M pour les minima (en haut) et les maxima (en bas).

Tab. 10.5: Valeurs minimums des χ^2/ndf obtenus avec les différents scénarios pour les minima et les maxima. Ici, il s'agit du minimum du χ^2 défini par l'équation 10.10, avant normalisation.

Scénario	Minima	Maxima
#1	0.686	0.128
#2	0.290	0.537
#3	0.189	0.455
#4	0.048	0.085
#5	0.158	0.878
#6	0.578	0.801
#7	0.156	0.278
#8	0.541	24.62
#9	0.194	0.449
#10	0.297	1.263
#11	0.175	0.389
#12	0.228	0.543
#13	0.548	0.464
#14	0.408	0.260

Tab. 10.6: Valeurs des limites sur E_{QG} (GeV) obtenues avec les différents scénarios pour les minima et les maxima.

Scénario	Minima	Maxima
#1	7.1×10^{14}	3.3×10^{14}
#2	3.2×10^{14}	3.1×10^{14}
#3	2.9×10^{14}	1.2×10^{15}
#4	1.7×10^{14}	4.0×10^{14}
#5	1.9×10^{14}	1.8×10^{14}
#6	1.8×10^{14}	1.1×10^{15}
#7	1.4×10^{14}	4.0×10^{14}
#8	9.4×10^{13}	-
#9	1.8×10^{14}	3.2×10^{14}
#10	1.6×10^{14}	1.1×10^{15}
#11	3.1×10^{14}	4.3×10^{14}
#12	2.1×10^{14}	4.1×10^{14}
#13	1.1×10^{14}	5.0×10^{14}
#14	1.1×10^{14}	4.0×10^{14}

10.5 Discussion

10.5.1 Effets systématiques

Tout au long de cette étude, différents effets systématiques ont pu être évalués.

En ce qui concerne le débruitage, nous avons testé deux types d'ondelettes, et plusieurs valeurs pour le niveau de décomposition L.

Le fait de choisir l'ondelette Symmlet-10 ou l'ondelette Daubechies-10 ne modifie pas la position des extrema déterminée par la CWT. Ceci n'est guère étonnant dans la mesure où les deux fonctions sont assez semblables lorsqu'elles présentent toutes les deux dix moments nuls.

La figure 10.10 (page suivante) montre le résultat du débruitage avec deux niveaux de décompositions différents. Nous avons jugé que pour $L = 5$, la courbe perdait trop de ses irrégularités et que pour $L = 7$, il y en avait trop pour que l'analyse reste pertinente. Le choix du seuil ne modifie pas la position des extrema mais seulement leur nombre et nous avons pu observer que ce choix n'a pas d'influence significative sur la limite sur E_{QG}.

Différentes coupures ont été testées pour la détermination des intervalles de recherche des extrema (cf. Sec. 9.2.2). Nous avons essayé une valeur de la coupure à 2 σ_{bck}. Le fait d'augmenter la valeur du seuil a pour effet de faire diminuer le nombre de paires candidates et donc d'altérer la sensibilité de notre étude. Pourtant, là encore, la limite finale ne varie pas de manière significative.

Pour la coupure sur la dérivée, nous avons envisagé une valeur de la coupure plus sélective à 0.1. Ce choix supprime presque la moitié des extrema (environ 46%). Nous avons donc préféré la coupure à 0.2 pour conserver une statistique acceptable.

Plusieurs valeurs de coupures ont été testées pour la sélection finale des paires. L'utilisation de coupures plus sélectives sur $\delta\alpha_{\text{cut}}$ et α_{cut}, avec :

$$\begin{cases} \alpha_{\text{cut}} < 0.2 \\ \delta\alpha_{\text{cut}} < 0.045 \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} \alpha_{\text{cut}} < 0.4 \\ \delta\alpha_{\text{cut}} < 0.021 \end{cases} \tag{10.12}$$

n'ont montré aucune évolution des résultats tout en faisant diminuer la statistique. Nous ne les avons donc pas retenues.

Pour résumer, les différents tests que nous avons menés n'ont jamais entraîné une variation significative de notre limite sur l'échelle de gravitation quantique. Mis à part le choix de

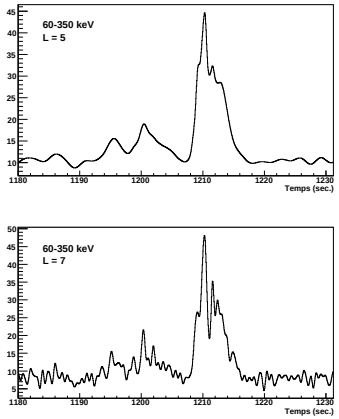


Fig. 10.10: Effet du choix du niveau de décomposition sur la qualité du débruitage. Exemple de la courbe de lumière du GRB 041006 entre 60 et 350 keV. En haut avec $L = 5$ et en bas avec $L = 7$.

l'ondelette de débruitage, tous ces essais donnent un nombre de paires plus ou moins élevé, ce qui rend notre analyse plus ou moins sensible, mais la meilleure limite finale reste toujours aux environs de 10^{15} GeV.

10.5.2 À propos des effets source

Les études temporelles sur les sursauts comme celle que nous avons présentée dans ce chapitre se heurtent à deux problèmes principaux, liés à ce que l'on appelle les *effets source*, les effets intrinsèques liés à l'émission gamma des sursauts.

Nous avons vu au chapitre 2 (Sec. 2.3.3) que les pics d'émission sont plus courts et arrivent plus tôt à haute énergie qu'à basse énergie. Cet effet s'oppose à celui induit par la gravitation quantique. Il est donc nécessaire de raisonner en terme d'écart temporel moyen et d'étudier des sources à des distances différentes. C'est ce que nous avons fait.

Le deuxième problème vient du fait que les sursauts lointains que l'on détecte sont souvent plus brillants que les sursauts proches. Ces sursauts plus brillants présentent des décalages en temps plus faibles et comme les pics d'émission de haute énergie sont en avance par rapport aux pics de basse énergie, cela mime l'effet de gravitation quantique.

L'idéal serait donc de pouvoir tenir compte des effets sources, en appliquant une des deux (ou les deux) méthodes suivantes :

- modéliser les effets sources ;
- sélectionner un groupe de sursauts de luminosité comparables.

La modélisation des effets sources sort du cadre de cette thèse, mais elle deviendra de plus en plus nécessaire avec l'augmentation du nombre de sursauts détectés et la possibilité de placer des limites plus contraignantes sur E_{QG}.

L'étude d'un sous-groupe de sept GRB avec une luminosité comprise entre 10^{52} erg et

4×10^{52} erg donne des résultats globalement similaires à ceux obtenus avec l'ensemble complet de sursauts, mais les limites sur E_{QG} sont un peu plus faibles du fait du manque de statistiques et du bras de levier en énergie plus restreint. Toutefois, dans le cas des minima, on observe toujours une valeur préférée de la limite sur l'échelle de gravitation quantique.

10.6 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons décrit notre analyse des courbes de lumière des douze sursauts gamma observés à ce jour par FREGATE pour lesquels nous disposons d'une mesure de redshift.

Les courbes de lumières, obtenues dans plusieurs bandes d'énergie, ont été débruitées en utilisant la transformée en ondelettes discrètes. La transformée en ondelettes continues nous a permis de localiser et de caractériser les pics d'émission. En regroupant deux extrema, l'un dans une bande d'énergie basse et l'autre dans une bande d'énergie haute, nous avons constitué des paires. Différents critères de sélection ont été appliqués avant que les écarts en temps moyens pour chaque GRB et pour toutes les paires sélectionnées soient déterminés.

Nous avons cherché à mesurer une variation des écarts temporels en fonction de la distance des sursauts. Pour les maxima, seuls quatre scénarios donnent un effet significatif et l'évolution du paramètre a en fonction de l'échelle de gravitation quantique nous incite à dire que notre limite la plus fiable est

$$\boxed{E_{QG} \geq 10^{15} \text{ GeV}}. \tag{10.13}$$

Cette limite, comparée avec les résultats des études précédentes (cf. Sec. 8.5, Chap. 8), est très compétitive compte-tenu du bras de levier en énergie d'environ 130 keV dont nous disposons avec FREGATE.

Pour les minima, tous les scénarios présentent un effet significatif et l'évolution du χ^2 tend à montrer une valeur préférée de M entre 10^{14} GeV et 2×10^{14} GeV.

Cet effet dans les minima, qui persiste même avec un lot de sursauts de luminosités plus homogènes peut être expliqué de deux façons. Soit il s'agit d'un biais introduit par la méthode en ondelettes pour la localisation des minima, soit c'est le résultat d'un nouvel effet physique qui serait plus facilement détectable avec les minima. Cette hypothèse impliquerait que la Gravitation Quantique provoquerait non seulement un décalage temporel, mais aussi une déformation des pics d'émission.

Du fait de l'importance de cette conclusion, des études complémentaires devront être menées avec toujours plus de données. Un travail similaire est envisagé en ajoutant à notre échantillon de sursauts les GRB observés par HETE-2 pour lesquels nous disposons d'un pseudo-redshift [150].

Le travail décrit dans cette partie fera l'objet d'une publication.

Références

[125] C. Rovelli, Loop Quantum Gravity. *Living Rev. Relativity*, 1998. http://www.livingreviews.org/lrr-1998-1.

[126] M. Mukerjee, Explaining Everything. *Scientific American*, janvier 1996.

[127] J. Ellis, N. E. Mavromatos et D. V. Nanopoulos, Probing Models of Quantum Space-Time Foam. *In Proceedings de la conférence Beyond the Desert 99*, 1999.

[128] G. Amelino-Camelia *et al.*, Tests of quantum gravity from observations of gamma-ray bursts. *Nature*, 393:763–765, 1998.

[129] T. Piran, Gamma-Ray Bursts as Probes for quantum Gravity. *In 40th Winter School of Theoretical Physics : Quantum Gravity and Phenomenology*, 2004.

[130] B. L. Dingus et J. R. Catelli, EGRET Detections of the Highest Energy Emission from Gamma-Ray Bursts. *In* J. Paul, T. Montmerle et E. Aubourg (CEA Saclay), éditeurs, *Abstracts of the 19th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics and Cosmology*, décembre 1998.

[131] R. Atkins *et al.*, Evidence for TeV Emission from GRB 970417A. *ApJL*, 533:L119–L122, avril 2000.

[132] J. R. Primack *et al.*, Probing galaxy formation with TeV gamma ray absorption. *Astropart. Phys.*, 11:93–102, juin 1999.

[133] J. T. Bonnell et J. P. Norris, GLAST, GRBs, and Quantum Gravity. *Bulletin of the American Astronomical Society*, 31:717–+, avril 1999.

[134] K. Hurley *et al.*, Detection of a gamma-ray burst of very long duration and very high energy. *Nature*, 372:652–654, décembre.

[135] G. J. Fishman *et al.*, BATSE observations of gamma-ray bursts. *In American Institute of Physics Conference Series*, pages 13–21, 1992.

[136] J. P. Norris, G. F. Marani et J. T. Bonnell, Connection between Energy-dependent Lags and Peak Luminosity in Gamma-Ray Bursts. *ApJ*, 534:248–257, mai 2000.

[137] J. P. Norris *et al.*, Attributes of Pulses in Long Bright Gamma-Ray Bursts. *ApJ*, 459:393–+, mars 1996.

[138] N. Gehrels *et al.*, The Swift Gamma-Ray Burst Mission. *ApJ*, 611:1005–1020, août 2004.

[139] G. Amelino-Camelia et C. Lammerzahl, Quantum-gravity-motivated Lorentz-symmetry tests with laser interferometers. *Class. Quant. Grav.*, 21:899–916, 2004. gr-qc/0306019.

[140] J. Ellis *et al.*, Quantum-gravity analysis of gamma-ray bursts using wavelets. *A&A*, 402:409–424, 2003. astro-ph/0210124.

[141] J. Ellis *et al.*, Robust Limits on Lorentz Violation from Gamma-Ray Bursts, 2005. astro-ph/0510172.

[142] B. E. Schaefer, Severe Limits on Variations of the Speed of Light with Frequency. *Phys. Rev. Lett.*, 82:4964–4966, juin 1999. astro-ph/9810479.

[143] S. E. Boggs *et al.*, Testing Lorentz Invariance with GRB 021206. *ApJL*, 611:L77–L80, août 2004. astro-ph/0310307.

[144] S. D. Biller *et al.*, Limits to Quantum Gravity Effects on Energy Dependence of the Speed of Light from Observations of TeV Flares in Active Galaxies. *Phys. Rev. Lett.*, 83:2108–2111, septembre 1999. gr-qc/9810044.

[145] T. Jacobson, S. Liberati et D. Mattingly, A strong astrophysical constraint on the violation of special relativity by quantum gravity. *Nature*, 424:1019–1021, août 2003. astro-ph/0212190.

[146] I.M. Dremin, O.V. Ivanov et V.A. Nechitailo, Wavelets and their use. *Physics Uspekhi*, 44:447, 2001.

[147] D. Donoho et I. Johnston, Ideal spatial adaptation via wavelet shrinkage. *Biometrika*, 81:425–455, 1994.

[148] D. Donoho *et al.*, 1999, WaveLab version 802, http://www-stat.stanford.edu/~wavelab/.

[149] E. Bacry, 2004, LastWave version 2.0.3, disponible à l'adresse http://www.cmap.polytechnique.fr/~bacry/LastWave/.

[150] J.-L. Atteia, A simple empirical redshift indicator for gamma-ray bursts. *A&A*, 407:L1–L4, août 2003.

Conclusions

Cette thèse se situe dans le cadre de l'étude des Astroparticules. Pendant ces trois dernières années, nous avons travaillé à la préparation d'une expérience future et sur les *vraies* données d'un satellite dédié à l'observation et à l'étude des sursauts gamma.

Nous avons donc pu avoir accès à deux étapes importantes dans la vie d'une expérience : la préparation avec les phases de calibration et de prédiction à l'aide de simulations, et l'analyse de données physiques, dont les résultats ont été confrontés avec un modèle théorique.

Dans la **première partie** de ce travail, nous avons commencé par montrer que l'expérience AMS-02, spécialisée dans la détection et la caractérisation du rayonnement cosmique chargé aura aussi de bonnes performances pour détecter les photons dans une gamme d'énergie de 1 GeV à 300 GeV.

Cette capacité lui sera donnée par deux détecteurs : le trajectomètre au silicium, bénéficiant d'un champ magnétique de 0.8 T fourni par un aimant supraconducteur, et le calorimètre électromagnétique.

Nous avons plus particulièrement travaillé sur les tests de calibration du calorimètre qui se sont déroulés au CERN en juillet 2002 : en participant aux *shifts* et à l'analyse des données.

Pendant cette étude, nous nous sommes concentrés sur l'étude de la stabilité du calorimètre au cours du temps et la comparaison des données avec les résultats de la simulation *Monte Carlo*. Nous avons examiné l'évolution du piédestal et du MIP pendant les quinze jours du test. Ni les piédestaux ni le MIP ne sont restés stables. Différents problèmes seraient susceptibles d'expliquer ce manque de stabilité :

– problèmes de mise à la masse ;
– problèmes de stabilité de l'électronique (acquisition, alimentations).

Nous avons par exemple acquis la certitude qu'une coupure des alimentations a provoqué une fluctuation importante du niveau du piédestal au cours des tests.

La comparaison des données du test avec les résultats de la simulation ont montré un bon accord général. Toutefois, les énergies déposées par couche sont légèrement différentes dans la simulation et dans les données. Ces différences pourraient provenir d'un léger écart entre les paramètres de la simulation et les paramètres du calorimètre réel, mais il est plus probable que ce soit dû à une mauvaise intercalibration entre les pixels.

Pour évaluer les capacités d'AMS-02 pour la détections de photons gamma, nous avons développé un logiciel de simulation rapide. Cet outil est suffisamment général pour être utilisé pour n'importe quelle expérience spatiale. Il utilise une simulation de l'orbite de la station spatiale et une paramétrisation des acceptances du calorimètre électromagnétique et du trajectomètre au silicium.

Le simulateur rapide nous a permis de faire des prédictions pour différents types de sources gamma : des sources "classiques" comme des pulsars ou des blazars, mais aussi une source encore hypothétique comme un halo de matière noire supersymétrique au centre galactique.

Ainsi, les prédictions indiquent qu'en un an, AMS pourra détecter plusieurs centaines de photons émis par le blazar 3C279 ou le pulsar du Crabe, qui est une chandelle standard de l'astronomie gamma.

En considérant que le halo autour du centre de notre galaxie contient des neutralinos et que ces neutralinos s'annihilent entre eux pour donner des photons, nous avons pu montrer qu'AMS, en trois ans, permettra de donner des contraintes sur certains modèles de matière noire froide supersymétrique, surtout dans le cas d'un profile de densité très piqué (*cuspy*).

La **deuxième partie** de ce travail de thèse a consisté en l'étude des courbes de lumière de

douze sursauts gamma observés par HETE-2 entre 2001 et 2005 pour lesquels une mesure du redshift est disponible.

Le but de cette analyse était de chercher des écarts temporels entre photons de différentes énergies dans le cadre d'un modèle de gravitation quantique issu de la théorie des cordes. Dans ce modèle, des gravitons se déplaçant dans une dimension supplémentaire pourraient interagir avec notre espace-temps à quatre dimensions en perturbant la propagation des photons. Cela entraînerait que des photons d'énergies différentes auraient des vitesses de propagation différentes.

Pour analyser les courbes de lumière, nous avons employé une méthode en ondelettes. La transformée en ondelettes discrètes nous a permis de débruiter les courbes de lumière. La transformée en ondelettes continues nous a fourni la position des pics d'émission. Nous avons mené une étude très détaillée des sélections sur les extrema et sur leur association en paires. Cela nous a permis d'évaluer les effets systématiques. Le format des données fournies par la collaboration HETE a permis d'envisager différents scénarios pour le choix des bandes d'énergie, ce qui n'avait jamais été fait jusqu'à présent. Le fait d'étudier plusieurs sursauts à des distances différentes nous a permis de prendre en compte les effets systématiques liés aux mécanismes d'émission gamma (effets sources).

En supposant une variation linéaire entre la distance du sursaut et l'écart temporel mesuré, nous n'avons pas trouvé d'effet de gravitation quantique à $\pm 3\sigma$ pour les maxima des courbes de lumières. Nous avons donc déterminé une limite inférieure sur l'échelle de gravitation quantique à 10^{15} GeV. Comme l'importance de l'effet dépend de l'écart en énergie entre les photons, on peut dire que ce résultat est tout à fait compétitif compte tenu de la gamme d'énergie de FREGATE.

Un effet significatif a été mis en évidence pour les minima mais des études complémentaires devront être envisagées dans l'avenir pour confirmer ou infirmer ce résultat, qui pourrait être dû à un effet source encore mal connu ou mal maîtrisé.

Annexes

Annexe A

Runs physiques et piédestaux du test faisceau du calorimètre de juillet 2002

Les tableaux A.1 et A.2 donne l'ensemble des runs piédestaux et physiques qui étaient à notre dispositions pour les diverses études du chapitre 6.

Tab. A.1: Ensemble des runs piédestaux utilisés dans ce travail de thèse (à suivre).

Run	Energie (GeV)	Particule	x	y	Date	Heure
552	120	μ	220	77	2002-07-17	16 :04
553	120	μ	220	77	2002-07-18	10 :05
554	120	μ	220	77	2002-07-18	14 :43
557	120	p	220	77	2002-07-18	15 :38
573	120	p	238	78	2002-07-18	21 :43
586	120	p	238	78	2002-07-19	04 :47
592	120	p	287	107	2002-07-19	07 :03
593	120	p	287	107	2002-07-19	09 :05
602	120	p	296	116	2002-07-19	13 :45
613	120	p	314	123.9	2002-07-19	19 :00
631	120	p	314	133.2	2002-07-20	06 :00
641	120	p	238	78	2002-07-20	10 :07
652	120	p	305	152	2002-07-20	14 :26
655	120	p	323	152	2002-07-21	00 :14
664	120	p	341	170	2002-07-21	03 :51
675	120	p	260	179	2002-07-21	08 :28
694	120	p	302	152	2002-07-21	17 :15
708	120	p	302	152	2002-07-21	22 :52
723	120	p	302	562	2002-07-22	02 :55
731	120	p	302	152	2002-07-22	04 :04
754	10	e^-	283.8	125	2002-07-22	16 :39
759	15	e^-	302	134	2002-07-22	20 :00
770	20	e^-	248	89	2002-07-23	01 :03

Tab. A.1: Ensemble des runs piédestaux utilisés dans ce travail de thèse (suite).

Run	Energie (GeV)	Particule	x	y	Date	Heure
780	20	e^-	302	143	2002-07-23	05 :28
794	6	e^-	302	152	2002-07-23	14 :39
799	6	e^-	338.3	107.8	2002-07-23	17 :25
802	3	e^-	302	152	2002-07-24	01 :38
805	3	e^-	302	152	2002-07-24	04 :42
811	120	e^-	304.9	143.2	2002-07-24	21 :35
819	120	e^-	359.2	197.1	2002-07-25	00 :57
829	120	e^-	251.2	106.9	2002-07-25	05 :03
842	120	e^-	304	151	2002-07-25	09 :35
849	120	e^-	268	151	2002-07-25	12 :15
859	120	e^-	304	151	2002-07-25	17 :08
868	120	e^-	304	151	2002-07-25	20 :58
879	120	e^-	259	97	2002-07-26	01 :12
891	120	e^-	268	79	2002-07-26	05 :51
896	120	e^-	302	152	2002-07-26	09 :59
925	120	e^-	275	404	2002-07-26	13 :26
942	120	e^-	235	78	2002-07-26	15 :42
954	120	e^-	302	152	2002-07-26	18 :29
971	80	e^-	338	116	2002-07-26	23 :41
976	50	e^-	302	152	2002-07-27	01 :02
990	30	e^-	329	152	2002-07-27	08 :07
1001	6	e^-	302	143	2002-07-27	13 :59
1011	50	e^-	235	78	2002-07-27	18 :32
1028	50	e^-	302	152	2002-07-27	21 :36
1043	50	e^-	365	404	2002-07-27	23 :02
1058	50	e^-	248	674	2002-07-28	00 :56
1075	50	e^-	365	125	2002-07-28	02 :33
1090	50	e^-	293	197	2002-07-28	04 :04
1105	50	e^-	842	80	2002-07-28	05 :47
1115	120	e^-	464	161	2002-07-28	11 :57
1131	120	$\bar{p}$	572	79	2002-07-28	18 :00
1146	120	$\bar{p}$	572	197	2002-07-28	21 :51
1148	120	$\bar{p}$	365	404	2002-07-28	22 :28
1163	120	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	01 :15
1175	120	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	08 :31
1179	120	$\bar{p}$	842	107	2002-07-29	09 :33
1191	120	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	11 :21
1209	180	$\bar{p}$	305	78	2002-07-29	19 :15
1217	50	e^-	242	80	2002-07-30	00 :02
1223	50	e^-	287	80	2002-07-30	01 :36
1229	50	e^-	332	80	2002-07-30	02 :59
1233	50	e^-	359	80	2002-07-30	03 :45
1241	50	e^-	302	154	2002-07-30	06 :20

Tab. A.1: Ensemble des runs piédestaux utilisés dans ce travail de thèse (suite).

Run	Energie (GeV)	Particule	x	y	Date	Heure
1271	120	$\bar{p}$	1238	134	2002-07-30	23 :00
1279	120	e^-	1238	116	2002-07-31	03 :15
1280	120	e^-	1238	116	2002-07-31	03 :19
1281	120	e^-	1238	116	2002-07-31	03 :24
1282	120	e^-	1238	116	2002-07-31	03 :26

Tab. A.2: Ensemble des runs physiques utilisés dans ce travail de thèse (à suivre).

Run	Energie (GeV)	Particule	x	y	Date	Heure
558	120	p	232	97	2002-07-18	15 :04
568	120	p	255	111	2002-07-18	18 :22
569	120	p	261	116	2002-07-18	18 :04
570	120	p	265	118	2002-07-18	19 :04
571	120	p	238	82	2002-07-18	19 :03
574	120	p	256	96	2002-07-18	21 :57
575	120	p	260	98	2002-07-18	22 :41
576	120	p	269	98	2002-07-18	23 :12
577	120	p	278	98	2002-07-18	23 :41
578	120	p	287	98	2002-07-19	00 :11
579	120	p	296	98	2002-07-19	01 :49
580	120	p	305	98	2002-07-19	02 :15
581	120	p	314	98	2002-07-19	02 :41
582	120	p	323	98	2002-07-19	03 :07
583	120	p	332	98	2002-07-19	03 :33
584	120	p	341	98	2002-07-19	03 :58
585	120	p	341	107	2002-07-19	04 :23
587	120	p	332	107	2002-07-19	04 :49
588	120	p	323	107	2002-07-19	05 :15
589	120	p	314	107	2002-07-19	05 :39
590	120	p	305	107	2002-07-19	06 :07
591	120	p	296	107	2002-07-19	06 :34
594	120	p	287	107	2002-07-19	09 :56
595	120	p	278	107	2002-07-19	10 :26
596	120	p	269	107	2002-07-19	10 :55
597	120	p	260	107	2002-07-19	11 :02
598	120	p	260	116	2002-07-19	11 :54
599	120	p	269	116	2002-07-19	12 :28
600	120	p	278	116	2002-07-19	13 :00
601	120	p	287	116	2002-07-19	13 :19
603	120	p	296	116	2002-07-19	13 :46
604	120	p	305	116	2002-07-19	14 :17
605	120	p	314	116	2002-07-19	15 :00
606	120	p	323	116	2002-07-19	15 :02

Tab. A.2: Ensemble des runs physiques utilisés dans ce travail de thèse (suite).

Run	Energie (GeV)	Particule	x	y	Date	Heure
607	120	p	332	116	2002-07-19	15 :51
608	120	p	340.9	116	2002-07-19	16 :02
609	120	p	340.9	124.9	2002-07-19	16 :47
610	120	p	331.9	124.9	2002-07-19	17 :15
611	120	p	322.8	124.9	2002-07-19	17 :45
612	120	p	314	124.9	2002-07-19	18 :35
614	120	p	305	123.9	2002-07-19	19 :06
615	120	p	296.2	123.9	2002-07-19	19 :32
616	120	p	286.7	123.9	2002-07-19	20 :01
617	120	p	278	123.9	2002-07-19	21 :08
618	120	p	269.1	123.9	2002-07-19	21 :34
619	120	p	259.9	123.9	2002-07-19	22 :00
620	120	p	260	133.2	2002-07-19	22 :24
621	120	p	251	133.2	2002-07-19	22 :05
622	120	p	242	133.2	2002-07-19	23 :00
623	120	p	232.9	133.2	2002-07-19	23 :41
624	120	p	224	133.2	2002-07-20	00 :08
625	120	p	269	133.2	2002-07-20	00 :35
626	120	p	278	133.2	2002-07-20	01 :00
627	120	p	287	133.2	2002-07-20	01 :25
628	120	p	296	133.2	2002-07-20	02 :00
629	120	p	305	133.2	2002-07-20	05 :00
630	120	p	314	133.2	2002-07-20	05 :30
632	120	p	323	133.2	2002-07-20	06 :01
633	120	p	332	133.2	2002-07-20	06 :29
634	120	p	341	134	2002-07-20	06 :59
635	120	p	341	143	2002-07-20	07 :20
636	120	p	332	143	2002-07-20	07 :45
637	120	p	323	143	2002-07-20	08 :12
638	120	p	314	143	2002-07-20	08 :39
639	120	p	305	143	2002-07-20	09 :05
640	120	p	296	143	2002-07-20	09 :31
642	120	p	287	143	2002-07-20	10 :09
643	120	p	278	143	2002-07-20	10 :37
644	120	p	269	143	2002-07-20	11 :02
645	120	p	260	143	2002-07-20	11 :27
646	120	p	260	152	2002-07-20	11 :55
647	120	p	269	152	2002-07-20	12 :21
648	120	p	278	152	2002-07-20	12 :46
649	120	p	287	152	2002-07-20	13 :12
650	120	p	296	152	2002-07-20	13 :03
651	120	p	305	152	2002-07-20	14 :00
653	120	p	314	152	2002-07-20	14 :03

Tab. A.2: Ensemble des runs physiques utilisés dans ce travail de thèse (suite).

Run	Energie (GeV)	Particule	x	y	Date	Heure
654	120	p	323	152	2002-07-20	23 :48
656	120	p	332	152	2002-07-21	00 :15
657	120	p	341	152	2002-07-21	00 :41
658	120	p	341	161	2002-07-21	01 :05
659	120	p	332	161	2002-07-21	01 :32
660	120	p	323	161	2002-07-21	02 :03
661	120	p	323	170	2002-07-21	02 :28
662	120	p	332	170	2002-07-21	03 :02
663	120	p	341	170	2002-07-21	03 :29
665	120	p	341	179	2002-07-21	03 :54
666	120	p	332	179	2002-07-21	04 :21
667	120	p	323	179	2002-07-21	04 :47
668	120	p	314	179	2002-07-21	05 :13
669	120	p	305	179	2002-07-21	05 :38
670	120	p	296	179	2002-07-21	06 :06
671	120	p	287	179	2002-07-21	06 :31
672	120	p	278	179	2002-07-21	07 :00
673	120	p	269	179	2002-07-21	07 :25
674	120	p	260	179	2002-07-21	08 :02
676	120	p	260	170	2002-07-21	08 :30
677	120	p	269	170	2002-07-21	08 :55
678	120	p	278	170	2002-07-21	09 :22
679	120	p	287	170	2002-07-21	09 :48
680	120	p	296	170	2002-07-21	10 :14
681	120	p	305	170	2002-07-21	10 :42
682	120	p	314.1	170	2002-07-21	11 :19
683	120	p	314	166	2002-07-21	11 :46
684	120	p	305	161	2002-07-21	12 :27
685	120	p	296	161	2002-07-21	12 :56
686	120	p	287	161	2002-07-21	13 :25
687	120	p	278	161	2002-07-21	13 :51
688	120	p	269	161	2002-07-21	14 :17
689	120	p	260	161	2002-07-21	14 :43
690	120	p	248	80	2002-07-21	15 :21
691	120	p	248	89	2002-07-21	15 :52
692	120	p	356	188	2002-07-21	16 :21
693	120	p	356	197	2002-07-21	16 :47
695	120	p	302	152	2002-07-21	17 :16
696	120	p	302	152	2002-07-21	17 :41
697	120	p	302	152	2002-07-21	18 :05
698	120	p	302	152	2002-07-21	18 :30
699	120	p	302	152	2002-07-21	18 :55
700	120	p	302	152	2002-07-21	19 :20

Tab. A.2: Ensemble des runs physiques utilisés dans ce travail de thèse (suite).

Run	Energie (GeV)	Particule	x	y	Date	Heure
701	120	p	302	152	2002-07-21	19 :45
702	120	p	302	152	2002-07-21	20 :11
703	120	p	302	152	2002-07-21	20 :39
704	120	p	302	152	2002-07-21	21 :05
705	120	p	302	152	2002-07-21	21 :30
706	120	p	302	152	2002-07-21	21 :56
707	120	p	302	152	2002-07-21	22 :02
709	120	p	302	152	2002-07-21	22 :53
710	120	p	302	152	2002-07-21	23 :19
711	120	p	302	152	2002-07-21	23 :43
712	120	p	302	152	2002-07-22	00 :08
732	120	p	302	152	2002-07-22	04 :55
733	120	p	302	152	2002-07-22	05 :03
734	120	p	302	152	2002-07-22	05 :05
735	120	p	302	152	2002-07-22	06 :18
736	120	p	302	152	2002-07-22	06 :45
737	120	p	302	152	2002-07-22	07 :15
738	120	p	302	152	2002-07-22	07 :04
739	120	p	302	152	2002-07-22	08 :05
740	120	p	302	152	2002-07-22	08 :03
741	120	p	302	152	2002-07-22	09 :41
742	120	p	302	152	2002-07-22	10 :15
743	120	p	302	152	2002-07-22	10 :03
747	10	e^-	302	152	2002-07-22	12 :01
748	10	e^-	302	152	2002-07-22	12 :45
749	10	e^-	356	152	2002-07-22	13 :03
750	10	e^-	356	152	2002-07-22	14 :08
751	10	e^-	247.9	89.1	2002-07-22	14 :41
752	10	e^-	266	107	2002-07-22	15 :02
753	10	e^-	283.8	125	2002-07-22	16 :03
755	10	e^-	302	143	2002-07-22	16 :43
756	10	e^-	320	161	2002-07-22	17 :11
757	10	e^-	338	179.1	2002-07-22	17 :41
758	15	e^-	338	179.1	2002-07-22	19 :35
760	15	e^-	302	134	2002-07-22	20 :03
761	15	e^-	302	134	2002-07-22	20 :27
762	15	e^-	302	143.1	2002-07-22	20 :54
763	15	e^-	302	143.1	2002-07-22	21 :19
764	20	e^-	302	143.1	2002-07-22	22 :02
765	20	e^-	302	143.1	2002-07-22	22 :05
766	20	e^-	284	125	2002-07-22	23 :27
767	20	e^-	266	125	2002-07-22	23 :56
768	20	e^-	248	125	2002-07-23	00 :25

Tab. A.2: Ensemble des runs physiques utilisés dans ce travail de thèse (suite).

Run	Energie (GeV)	Particule	x	y	Date	Heure
769	20	e^-	248	107	2002-07-23	00 :58
771	20	e^-	248	89	2002-07-23	01 :31
772	20	e^-	266	89	2002-07-23	02 :00
773	20	e^-	284	89	2002-07-23	02 :03
774	20	e^-	284	107	2002-07-23	03 :00
775	20	e^-	266	107	2002-07-23	03 :03
776	20	e^-	266	107	2002-07-23	03 :57
778	20	e^-	302	143	2002-07-23	04 :31
779	20	e^-	302	143	2002-07-23	05 :00
781	20	e^-	284	125	2002-07-23	05 :31
782	20	e^-	266	125	2002-07-23	06 :00
783	20	e^-	248	125	2002-07-23	06 :23
784	20	e^-	248	107	2002-07-23	07 :00
785	20	e^-	248	89	2002-07-23	07 :23
786	20	e^-	284	107	2002-07-23	08 :06
787	20	e^-	284	89	2002-07-23	08 :38
788	20	e^-	266	89	2002-07-23	09 :16
789	6	e^-	302	152	2002-07-23	11 :57
790	6	e^-	302	152	2002-07-23	12 :15
791	6	e^-	302	152	2002-07-23	12 :52
792	6	e^-	302	152	2002-07-23	13 :24
793	6	e^-	302	152	2002-07-23	14 :00
795	6	e^-	302	134	2002-07-23	14 :45
796	6	e^-	320.3	115.8	2002-07-23	15 :26
797	6	e^-	320.3	126	2002-07-23	16 :01
798	6	e^-	338.3	107.8	2002-07-23	16 :51
800	6	e^-	356.2	89.9	2002-07-23	17 :04
801	3	e^-	-	152.2	2002-07-23	19 :07
803	3	e^-	302	-	2002-07-24	02 :25
804	3	e^-	302	152	2002-07-24	02 :59
806	120	e^-	251	89	2002-07-24	19 :21
807	120	e^-	251	89	2002-07-24	19 :25
808	120	e^-	269.2	107.2	2002-07-24	20 :01
809	120	e^-	287	125	2002-07-24	20 :04
810	120	e^-	304.9	143.2	2002-07-24	21 :01
812	120	e^-	304.9	152	2002-07-24	21 :42
813	120	e^-	304.9	152	2002-07-24	22 :02
814	120	e^-	304.9	152	2002-07-24	22 :38
815	120	e^-	304.9	152	2002-07-24	23 :04
816	120	e^-	322.9	161.2	2002-07-24	23 :03
817	120	e^-	340.9	178.8	2002-07-25	00 :03
818	120	e^-	359.2	197.1	2002-07-25	00 :32
820	120	e^-	269.2	125.1	2002-07-25	01 :02

Tab. A.2: Ensemble des runs physiques utilisés dans ce travail de thèse (suite).

Run	Energie (GeV)	Particule	x	y	Date	Heure
821	120	e^-	251	125.1	2002-07-25	01 :27
822	120	e^-	242.1	125.1	2002-07-25	01 :53
823	120	e^-	251.1	79.9	2002-07-25	02 :02
824	120	e^-	269	79.9	2002-07-25	02 :52
825	120	e^-	287	79.9	2002-07-25	03 :17
826	120	e^-	287	89.1	2002-07-25	03 :43
827	120	e^-	287	106.9	2002-07-25	04 :09
828	120	e^-	251.2	106.9	2002-07-25	04 :37
830	120	e^-	287	142.9	2002-07-25	05 :05
831	120	e^-	287	178.9	2002-07-25	05 :31
832	120	e^-	304.9	125.1	2002-07-25	05 :59
833	120	e^-	322.9	125.1	2002-07-25	06 :25
834	120	e^-	340.9	125.1	2002-07-25	06 :05
835	120	e^-	358.9	125.1	2002-07-25	07 :15
895	120	e^-	302	152	2002-07-26	09 :57
897	120	e^-	320	152	2002-07-26	10 :04
898	120	e^-	338	170	2002-07-26	10 :29
899	120	e^-	356	188	2002-07-26	10 :44
900	120	e^-	302	134	2002-07-26	10 :59
901	120	e^-	248	82	2002-07-26	11 :16
902	120	e^-	284	116	2002-07-26	11 :29
918	120	e^-	311	152	2002-07-26	12 :55
919	120	e^-	311	152	2002-07-26	01 :04
947	150	e^-	302	152	2002-07-26	16 :07
948	150	e^-	302	152	2002-07-26	16 :29
949	150	e^-	302	152	2002-07-26	16 :54
950	150	e^-	329	170	2002-07-26	17 :21
951	100	e^-	302	152	2002-07-26	17 :05
952	100	e^-	302	152	2002-07-26	18 :01
953	120	e^-	302	152	2002-07-26	18 :13
955	120	e^-	302	152	2002-07-26	18 :44
967	80	e^-	302	152	2002-07-26	22 :04
968	80	e^-	302	152	2002-07-26	22 :15
969	80	e^-	338	152	2002-07-26	22 :45
970	80	e^-	338	116	2002-07-26	23 :11
972	50	e^-	338	116	2002-07-26	23 :53
973	50	e^-	329	107	2002-07-26	23 :58
974	50	e^-	329	152	2002-07-27	00 :29
975	50	e^-	302	152	2002-07-27	00 :55
977	35	e^-	302	152	2002-07-27	01 :48
978	35	e^-	302	152	2002-07-27	01 :55
979	50	e^-	302	152	2002-07-27	02 :12
980	30	e^-	302	152	2002-07-27	02 :25

Tab. A.2: Ensemble des runs physiques utilisés dans ce travail de thèse (suite).

Run	Energie (GeV)	Particule	x	y	Date	Heure
981	30	e^-	302	152	2002-07-27	02 :39
982	30	e^-	302	152	2002-07-27	03 :23
983	30	e^-	302	152	2002-07-27	03 :36
984	30	e^-	329	152	2002-07-27	04 :37
985	30	e^-	329	152	2002-07-27	05 :33
986	30	e^-	329	152	2002-07-26	06 :35
987	30	e^-	329	152	2002-07-27	07 :16
988	30	e^-	329	152	2002-07-27	07 :29
989	30	e^-	329	152	2002-07-27	07 :37
991	20	e^-	329	152	2002-07-27	08 :21
992	20	e^-	329	152	2002-07-27	08 :27
993	20	e^-	329	152	2002-07-27	09 :31
994	20	e^-	302	152	2002-07-27	09 :39
995	10	e^-	302	152	2002-07-27	10 :24
996	10	e^-	302	152	2002-07-27	10 :33
997	10	e^-	302	152	2002-07-27	10 :44
998	10	e^-	329	152	2002-07-27	11 :31
999	10	e^-	302	143	2002-07-27	13 :18
1000	6	e^-	302	143	2002-07-27	13 :41
1002	6	e^-	302	152	2002-07-27	14 :07
1026	50	e^-	302	152	2002-07-27	20 :41
1027	50	e^-	302	152	2002-07-27	21 :12
1108	35	e^-	302	152	2002-07-28	07 :01
1109	35	e^-	302	152	2002-07-28	07 :11
1110	35	e^-	302	152	2002-07-28	08 :01
1111	35	e^-	302	152	2002-07-28	08 :15
1112	35	e^-	302	152	2002-07-28	08 :21
1113	35	e^-	302	152	2002-07-28	09 :21
1114	120	e^-	302	152	2002-07-28	10 :32
1120	180	e^-	869	188	2002-07-28	13 :01
1121	180	e^-	302	152	2002-07-28	13 :18
1122	180	e^-	302	152	2002-07-28	13 :28
1123	180	e^-	302	152	2002-07-28	13 :54
1124	180	e^-	302	152	2002-07-28	14 :21
1125	180	e^-	302	152	2002-07-28	14 :47
1126	180	e^-	302	152	2002-07-28	15 :17
1127	180	e^-	302	152	2002-07-28	15 :43
1128	180	e^-	302	152	2002-07-28	16 :09
1164	120	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	01 :16
1165	120	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	01 :21
1166	120	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	02 :18
1167	120	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	02 :45
1168	120	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	03 :01

Tab. A.2: Ensemble des runs physiques utilisés dans ce travail de thèse (suite).

Run	Energie (GeV)	Particule	x	y	Date	Heure
1169	120	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	03 :35
1170	120	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	04 :01
1171	120	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	04 :25
1172	120	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	04 :49
1173	120	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	05 :15
1192	180	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	11 :03
1193	180	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	11 :44
1194	180	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	11 :56
1195	180	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	12 :01
1196	180	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	12 :21
1197	180	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	12 :31
1198	180	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	12 :34
1199	180	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	13 :07
1200	180	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	13 :04
1201	180	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	13 :45
1202	180	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	14 :24
1203	180	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	14 :49
1204	180	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	16 :54
1205	180	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	17 :03
1206	180	$\bar{p}$	305	152	2002-07-29	17 :53
1208	180	$\bar{p}$	305	134	2002-07-29	18 :05
1210	180	$\bar{p}$	305	116	2002-07-29	19 :02
1211	180	$\bar{p}$	305	170	2002-07-29	19 :43
1212	180	$\bar{p}$	323	152	2002-07-29	20 :02
1213	50	e^-	323	134	2002-07-29	21 :19
1214	3	e^-	305	134	2002-07-29	21 :49
1215	50	e^-	248	80	2002-07-29	23 :05
1216	50	e^-	242	80	2002-07-29	23 :51
1218	50	e^-	251	80	2002-07-30	00 :05
1219	50	e^-	260	80	2002-07-30	00 :18
1220	50	e^-	269	80	2002-07-30	00 :34
1221	50	e^-	278	80	2002-07-30	01 :09
1222	50	e^-	287	80	2002-07-30	01 :25
1224	50	e^-	296	80	2002-07-30	01 :38
1225	50	e^-	305	80	2002-07-30	01 :51
1226	50	e^-	314	80	2002-07-30	02 :11
1227	50	e^-	323	80	2002-07-30	02 :31
1228	50	e^-	332	80	2002-07-30	02 :46
1230	50	e^-	341	80	2002-07-30	03 :01
1231	50	e^-	350	80	2002-07-30	03 :16
1232	50	e^-	359	80	2002-07-30	03 :32
1242	50	e^-	242	89	2002-07-30	06 :27
1243	50	e^-	242	98	2002-07-30	06 :46

Tab. A.2: Ensemble des runs physiques utilisés dans ce travail de thèse (suite).

Run	Energie (GeV)	Particule	x	y	Date	Heure
1244	50	e^-	242	107	2002-07-30	07 :03
1245	50	e^-	242	116	2002-07-30	07 :14
1246	50	e^-	242	125	2002-07-30	07 :29
1247	50	e^-	242	134	2002-07-30	07 :43
1248	50	e^-	242	143	2002-07-30	07 :56
1249	50	e^-	242	152	2002-07-30	08 :11
1250	50	e^-	242	161	2002-07-30	08 :24
1251	50	e^-	242	170	2002-07-30	08 :47
1252	50	e^-	242	179	2002-07-30	09 :01
1253	50	e^-	242	188	2002-07-30	09 :24
1254	50	e^-	242	197	2002-07-30	09 :38
1255	50	e^-	251	197	2002-07-30	09 :53
1256	100	$\bar{p}$	305	190	2002-07-30	13 :38

Annexe B

AMSFS : informations techniques

B.1 Structure

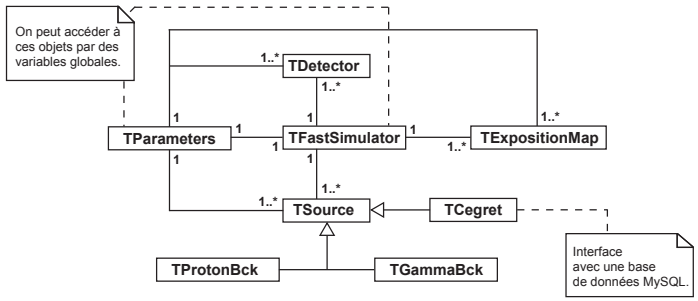


Fig. B.1: Le diagramme de classe UML du simulateur rapide.

Le développement du AMSFS a été mené de la manière la plus rigoureuse possible en suivant les règles de la méthode UML [151] pour garantir que le code soit à la fois efficace et évolutif. Le code est abondamment documenté.

Le code permet de représenter virtuellement n'importe quel détecteur spatial et il pourrait par exemple être adapté très facilement pour tester la réponse de GLAST [152]. Pour cela, il suffirait de changer les formules de la surface effective qui sont définies dans le fichier de configuration.

Comme le montre le diagramme de classe simplifié de la figure B.1, le simulateur rapide consiste en plusieurs objets, chacun représentant un élément de la simulation.

L'objet `TParameters` regroupe tous les paramètres de configuration de la simulation. Dès qu'il est construit, il va lire le fichier de configuration `amsfs.conf`.

Ce fichier de configuration, dont un exemple est reproduit en annexe B.3, permet à l'utilisateur de paramétrer la simulation sans pour autant avoir à recompiler tout le code. On peut agir sur les paramétrisations de surface effective de chaque détecteur, fixer un ou plusieurs intervalles d'intégrations ou définir un ensemble de sources. On peut aussi choisir d'afficher les résultats à l'écran ou de les stocker dans un fichier ROOT.

`TDetector` représente un détecteur, ou un sous-détecteur dans le cas des expériences constituées de plusieurs modules. Cette classe contient la paramétrisation de la surface effective.

L'objet `TExpositionMap` représente une carte d'exposition en coordonnées galactiques.

`TSource` représente une source astrophysique, avec son spectre et ses coordonnées galactique (l, b).

La classe `TCegret` hérite de la classe `TSource` et sert d'interface entre le AMSFS et une base de donnée contenant les 271 sources du 3e catalogue EGRET [153]. ROOT possède en effet une interface avec le système de gestion de bases de données MySQL [154].

Le catalogue EGRET ne donne pas directement le flux différentiel des sources mais leur flux intégré et leur indice spectral. On est dans le cas d'un spectre en loi de puissance de la forme :

$$\mathcal{F}(E) = \mathcal{F}_0 \; E^{-\alpha}. \tag{B.1}$$

Comme le flux intégré est défini par

$$F = \int_{E_{th}}^{\infty} \mathcal{F}_0 \; E^{-\alpha}, \tag{B.2}$$

on peut facilement obtenir $\mathcal{F}_0$:

$$\mathcal{F}_0 = F \; \frac{\alpha - 1}{E_{th}^{1-\alpha}}. \tag{B.3}$$

Les objets `TProtonBck` et `TGammaBck` représentent respectivement les fonds proton et gamma (galactique et extragalactique). `TProtonBck` est encore en phase de test au moment de la rédaction de ce mémoire, c'est pourquoi nous ne donnons aucun résultat du AMSFS concernant le fond proton dans le chapitre 7.

L'objet `TFastSimulator` représente le simulateur rapide lui-même. Comme `TParameters`, une seule instance de cet objet existe lors d'une simulation et les autres objets peuvent y accéder à l'aide d'un pointeur global. `TFastSimulator` peut contenir plusieurs objets de type `TSource`, `TExpositionMap` ou `TDetector`. Il permet de contrôler la simulation.

B.2 Utilisation

Le AMSFS peut fonctionner de deux manières. Lorsque le code est compilé, une librairie dynamique est construite qui permet d'utiliser le simulateur en mode interprété, dans une session ROOT. Un exécutable est aussi créé pour lancer le simulateur de manière indépendante.

Pour illustrer la simplicité d'utilisation du AMSFS, nous allons montrer l'exemple d'un script [1] et l'expliquer pas à pas. Ce script permet de calculer le nombre de photons détectés par le calorimètre et le trajectographe d'AMS pour deux sources du 3e catalogue EGRET.

[1] Programme destiné à être interprété par CINT, l'interpréteur C++ de ROOT. Il existe des programmes destinés à être interprétés et d'autre qui sont compilés.

B.2.1 Chargement de la librairie et des paramètres d'entrée

La première chose à faire dans le script est de charger la librairie qui a pour nom `libTFS.so` :

```
if( !TClassTable : :GetDict("TFastSimulator"))
      gSystem->Load("libTFS.so") ;
```

Le test `if` de la première ligne permet d'éviter que la librairie ne soit chargée à plusieurs reprises si on exécute plusieurs fois le script.

Maintenant que la librairie est chargée, ROOT connaît tous les objets qui y sont définis et ils peuvent être utilisés directement. Il est possible de construire l'objet `TParameters` qui contiendra toutes les variables de configuration du simulateur :

```
TParameters par ;
```

B.2.2 Déclaration des détecteurs

Toutes les caractéristiques des détecteurs sont stockées dans le fichier de configuration. Dans ce fichier, les détecteurs sont repérés par des numéros : 1 pour ECAL et 2 pour le STD.

Pour déclarer les détecteurs, il suffit d'écrire

```
// - ECAL
TDetector *Ecal = new TDetector(1) ;
// - TRACKER
TDetector *TRK = new TDetector(2) ;
```

Dès lors, les surfaces effectives paramétrisées, qui dépendent de l'angle d'incidence et de l'énergie, sont stockées dans des histogrammes à deux dimensions.

B.2.3 Déclaration des sources

Il faut maintenant définir les sources. Nous allons utiliser deux sources du catalogue EGRET. Les sources sont repérées par leur référence dans le catalogue.

Les paramètres de connexion à la base MySQL (nom d'utilisateur, mot de passe) sont donnés dans le fichier de configuration.

```
TCegret *s1 = new TCegret("J0534+2200") ; // Crabe
TCegret *s2 = new TCegret("J0834-4511") ; // Vela
```

B.2.4 Lancement de la simulation

Avant de lancer la simulation, il faut déclarer un objet `TFastSimulator` et charger les sources, les détecteurs et les cartes d'exposition.

On déclare l'objet de la manière habituelle :

```
TFastSimulator fs ;
```

Ensuite, on charge les détecteurs et les cartes d'exposition :

```
// Les détecteurs
fs < Ecal ;
fs < TRK ;
// Les cartes d'exposition
fs.AddSkyMapsFromFile() ;
```


La fonction `AddSkyMapFromFile` récupère en fait les cartes d'exposition dans un fichier ROOT dont le nom est spécifié dans le fichier de configuration.

Les sources sont chargées comme les détecteurs :

```
fs < s1 ;
fs < s2 ;
```

Enfin, on lance la simulation :

```
fs.Run() ;
```

Pendant l'exécution, le simulateur calcule le nombre de photons détectés pour chaque source et chaque détecteur. Si l'utilisateur a défini plusieurs bandes d'énergie dans le fichier de configuration, les résultats sont calculés pour toutes les bandes d'énergie spécifiées.

Le fichier de configuration (`amsfs.conf`) est d'une importance capitale pour la simulation puisque c'est lui qui contient tous les paramètres d'entrée. Pour qu'un exemple de ce fichier figure dans ce mémoire sans pour autant alourdir sa lecture, nous en donnons une copie dans la section suivante.

B.3 amsfs.conf

Voici une copie partielle du fichier de configuration du simulateur rapide d'AMS-γ. Les paramètres concernant le calcul des fonds gamma et proton ne sont pas reportés. Les lignes commençant par '#' sont ignorées lors de la lecture du fichier.

```
1  # $Id: amsfs.conf,v 1.42 2005/01/27 15:09:29 bolmont Exp $
   ####################################
   ## AMSFS main configuration file. ##
   ## J. Bolmont, 10/21/2003.        ##
5  ####################################

   ########################################################
   # Experiment Name

10 amsfs.kEXP_NAME:          AMS

   ########################################################
   # Options

15 amsfs.kVERBOSE:           NO
   amsfs.kUSE_DB:            YES

   ########################################################
   # Exposition maps location
20 # The ROOT file containing exposition maps must be in
   # the directory $AMSFS/data/

   amsfs.kEXPO_MAPS:         expo-time.tree.root
```

```
#########################################################
# Output file
# If the parameter amsfs.kOUTPUT_FILE is not set, all
# results are written on the standard output.
# If it is set, the results are written in a ROOT file
# in $AMSFS.

# amsfs.kOUTPUT_FILE:       output.root

#########################################################
# Catalogs : Connexion to the Data Base

amsfs.kDB_NAME:           mysql://gamsv01.in2p3.fr/ams
amsfs.kDB_USER:           amsfs_user
amsfs.kDB_PASS:           ams2005iss

#########################################################
# Energy and angle ranges :
#
# NB : all energies are expressed in GeV !

# Energy range in GeV.
# Incident angle range in deg.

amsfs.kENERGY_RANGE:      0.01, 1000
amsfs.kINCANGLE_RANGE:    120, 180

# Binning in Cos(angle) and Log10(energy).
# WARNING !
# We recommend the use of numbers lower than 10000
# and greater than 100. 1000 is OK.

amsfs.kENERGY_BINNING:    2000
amsfs.kINCANGLE_BINNING:  2000

#########################################################
# Detectors :
# Effective area is defined separatly for each detector.
# It is assumed to be the product of an energy-dependant
# part and an angular-dependant part :
#                     A1(x) * A2(psi)
# EffArea(x,psi) =    ---------------
#                         A1(x0)
# where x = log10(E) and psi = Cos(theta),
# e.g. x0 = log10(E0).
# E0 is defined by kNORM_ENERGY_P_*.
# In the formula kA1_FORM_*, [0], [1], etc. are
```



```
# coefficients. These coefficients are defined either
# directly in the formula or with parameters given by
#   kDET_*_P_*:           [0], [1], [2]
# THRESH : energy threshold
# ANGRES : angular resolution
#
# NB : all energies are expressed in GeV !

# Number of detectors
amsfs.kDET_NUMBER:        2

# Parameters for detector 1
amsfs.kDET_NAME_1:        ECAL
amsfs.kA1_FORM_1:         10000*[0]* [...]
amsfs.kA2_FORM_1:         10000*[0]/ [...]
amsfs.kDET_A1_P_1:        0.111, 1.62, 0.62
amsfs.kDET_A2_P_1:        0.1494, -0.951, 0.010
amsfs.kDET_ANGRES_P_1:      0.9, 8.5
amsfs.kNORM_ENERGY_P_1:   50
amsfs.kDET_THRESH_1:      2

# Parameters for detector 2
amsfs.kDET_NAME_2:        TRK
amsfs.kA1_FORM_2:         10000*[0]* [..]
amsfs.kA2_FORM_2:         10000*[0]/ [..]
amsfs.kDET_A1_P_2:        0.098, 1.39, 0.82
amsfs.kDET_A2_P_2:        0.041, -0.79, 0.057
amsfs.kDET_ANGRES_P_2:      0.015, 1.17
amsfs.kNORM_ENERGY_P_2:   32
amsfs.kDET_THRESH_2:      1

#########################################################
# Sources :
# Here, you can define custom sources using the DB.
# Used by TFastSimulator::AddSourcesFromDB().

amsfs.kSRC_CAT_NAME:      egret_cat
amsfs.kSRC_SQL_QUERY:     F > 50

#########################################################
# Integration :
# The next variable can be used to specify (an) integration
# interval(s) in energy.
# For example if you want to perform the integration between
# 1 and 10 GeV, just use :
# amsfs.kINT_INTERVAL:             1, 10
# If you want to integrate over several bands of energy, use :
```

```
    # amsfs.kINT_INTERVAL:             1, 10, 20, 50
120 # This will compute results for the bands 1-10 GeV, 10-20 GeV
    # and 20-50 GeV.
    # If you want to use bands like 1-10 GeV and 5-20 GeV, use :
    # amsfs.kINT_INTERVAL:             1, 10, 5, 20
    # In this situation, the program will compute in addition
125 # the results for the band 5-10 GeV.
    # If you don't define amsfs.kINT_INTERVAL, the integration
    # will use the energy range from the detector threshold to the
    # maximum energy of amsfs.kENERGY_RANGE.
    # WARNING !
130 # Be sure that the integration range is greater than the
    # width of the bin of energy !!

    # amsfs.kINT_INTERVAL:      1, 1000
```

Le fichier de configuration du simulateur rapide d'AMS-γ permet de définir tous les paramètres importants de la simulation.

Au début, on définit deux options. L'option `kVERBOSE` permet d'afficher plus ou moins d'informations lors de l'exécution du programme. L'option `kUSE_DB` active ou désactive la connexion avec la base de données. En effet, l'utilisateur n'est pas forcément en mesure d'utilser la base, ou bien il peut ne pas en avoir besoin.

`kEXPO_MAPS` indique le nom du fichier où sont stockées les cartes d'exposition. Rappelons ici qu'il y a en tout dix cartes d'exposition pour différents intervalles d'angle d'incidence.

Si la constante `kOUTPUT_FILE` est définie, les résultats sont écrits directement dans un fichier ROOT qui peut être réutilisé par la suite ou conservé. Tous les paramètres d'entrée sont écrits dans le fichier de sortie pour savoir avec quels réglages les résultats ont été obtenus.

`kDB_NAME`, `kDB_USER` et `kDB_PASS` permettent de définir les paramètres de connexion à la base MySQL.

`kENERGY_RANGE` et `kINCANGLE_RANGE` définissent les intervalles de définition de la surface effective respectivement pour l'énergie et pour l'angle.

`kENERGY_BINNING` et `kINCANGLE_BINNING` fixent le binning de l'histogramme utilisé pour représenter la surface effective.

Ensuite, on trouve les paramètres relatifs aux détecteurs. Les paramétrisations des surfaces effectives sont définies individuellement pour chaque détecteur. On donne d'abord les formules utilisées (`kA1_FORM`) puis la valeur des paramètres (`kDET_A1_P`). `A1` et `A2` représentent les valeurs des paramètres A_1 et A_2 définis par les équations 7.10 et 7.12. `kNORM_ENERGY_P` donne la valeur de E_0 dans l'équation 7.9. Enfin, `kDET_THRESH` donne le seuil en énergie.

`kSRC_CAT_NAME` et `kSRC_SQL_QUERY` peuvent être utilisés pour sélectionner des sources du 3^e catalogue EGRET avec un critère particulier. Ici, on sélectionne par exemple toutes les sources qui ont un flux intégré supérieur à 50×10^{-8} cm^{-2}s^{-1} (E $>$ 100 MeV).

Enfin, `kINT_INTERVAL` permet de spécifier un ou plusieurs intervalles d'intégration en énergie.

Annexe C

La transformée en ondelettes

La transformée en ondelettes complète la transformée de Fourier en prenant en compte l'information temporelle. En effet, elle permet la représentation des signaux dans le plan temps-fréquence alors que la transformée de Fourier n'est qu'une représentation fréquencielle.

Dans ce chapitre, nous allons aborder l'analyse en ondelettes le plus simplement et rigoureusement possible. Nous nous limiterons à citer les théorèmes qui nous serons utiles sans jamais les démontrer. En premier lieu, nous montrerons les limites de la transformée de Fourier, ce qui nous permettra d'introduire progressivement la transformée en ondelettes.

C.1 Introduction

C.1.1 Limites de la transformée de Fourier

Considérons un signal f continu dans le temps. Pour peu que f soit intégrable, on peut déterminer sa transformée de Fourier (FT, *Fourier Transform*) [155]. $\hat{f}$ par la formule suivante :

$$\hat{f}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt. \tag{C.1}$$

Cela revient à corréler f avec une sinusoïdale. En fait, on peut dire que $\hat{f}(\omega)$ mesure si f oscille beaucoup à la fréquence ω.

L'inconvénient majeur de la FT [1] est qu'il n'est pas possible de localiser une fréquence particulière dans le temps. Si par exemple un signal S a une fréquence ω_1 entre deux instants t_1 et t_2 et une fréquence ω_2 entre t_2 et t_3, sa FT $\hat{S}$ permettra de dire que S contient deux composantes en fréquence (ω_1 et ω_2) mais pas que ω_1 vient avant ω_2 (cf. Fig. C.1, page suivante).

On peut facilement s'imaginer que ce problème pourrait être résolu si on pouvait faire une transformée de Fourier localisée sur chacun des intervalles $[t_1, t_2]$ et $[t_3, t_4]$. C'est ce que permet de faire la transformée de Fourier par fenêtres.

[1] Par la suite, nous utiliserons toujours les acronymes anglo-saxons pour désigner les différentes transformations d'un signal.

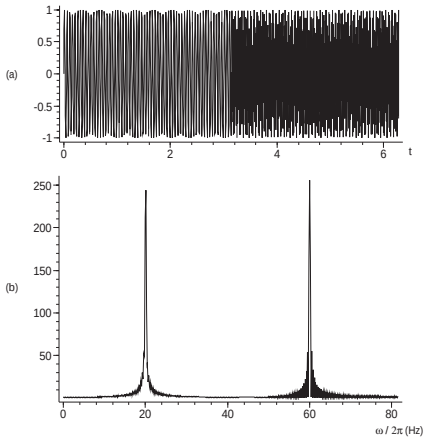


Fig. C.1: Transformée de Fourier d'un signal comportant deux fréquences différentes. (a) Le signal de départ est sinusoïdal avec une fréquence de 20 Hz entre 0 et π et 60 Hz entre π et 2π. (b) Module de la FT du signal (a). La largeur des pics ainsi que les oscillations proviennent des effets de bord en $t = 0$ et $t = 2\pi$ et de la discontinuité du signal en $t = \pi$.

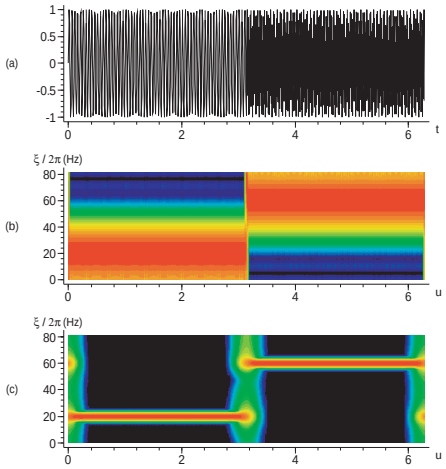


Fig. C.2: Transformées de Fourier par fenêtre d'un même signal avec deux largeurs de fenêtres différentes. (a) Le signal de départ est sinusoïdal avec une fréquence de 20 Hz entre 0 et π et 60 Hz entre π et 2π. (b) WFT du signal (a) avec une fenêtre fine. (c) WFT du signal (a) avec une fenêtre large. L'échelle de couleur va du noir au rouge et représente la valeur des coefficients $Sf(u, \xi)$.

C.1.2 La transformée de Fourier par fenêtres

Introduite en 1946 par Gabor [156], la transformée de Fourier par fenêtres (WFT, *Windowed Fourier Transform*), encore appelée transformée de Fourier à courte période (STFT, *Short Time Fourier Transform*), consiste à multiplier le signal à analyser par une fonction g bien choisie avant d'appliquer la transformée de Fourier. Cette fonction g, appelée *fenêtre*, est une fonction réelle paire (c'est-à-dire que $g(t) = g(-t)$) normalisée à 1, que l'on peut translater d'une durée u et moduler par une fréquence ξ :

$$g_{u,\xi}(t) = e^{i\xi t} g(t-u). \tag{C.2}$$

Multiplier une fonction f par g revient donc à ne conserver qu'une partie de f au voisinage de $t = u$. Si on prend la FT du produit de f par la conjuguée de $g_{u,\xi}$, on obtient la WFT définie par :

$$Sf(u,\xi) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) g(t-u) e^{-i\xi t} dt = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) g^*_{u,\xi}(t) dt. \tag{C.3}$$

Si nous reprenons l'exemple de la figure C.1, nous pouvons constater que notre problème est résolu. En effet, en utilisant une fonction g *d'une largeur bien choisie*, il est possible de montrer que c'est la fréquence ω_1 qui vient avant la fréquence ω_2 (cf. Fig. C.2). Sur la figure, on remarque bien qu'avec une fenêtre fine l'instant du changement de fréquence est repéré de manière très précise alors que les fréquences sont déterminées de manière assez floue (b). Les fréquences sont mieux définies avec une fenêtre large mais le temps est moins bien résolu (c).

Derrière l'expression "largeur bien choisie" du paragraphe précédent se cache le problème essentiel de la WFT : la taille de la fenêtre est fixe. Les résolutions en temps et en fréquence ne dépendent pas de u ou de ξ mais seulement de la forme de la fonction g :

- plus la fenêtre est large, plus la précision en fréquence est bonne ;
- plus la fenêtre est fine, plus la précision en temps est bonne.

Autrement dit, pour une largeur de fenêtre donnée, il est impossible d'étudier certaines parties d'un signal avec un bonne résolution en temps et d'autres parties avec une bonne résolution en fréquence. Ceci est une forme du principe d'Heisenberg, illustrée par la figure C.3 [2].

C.2 Transformées en ondelettes

Tout comme la WFT, la transformée en ondelettes utilise une fenêtre. Cette fenêtre est appelée *ondelette*.

À l'instar de la fonction g de la section précédente, on peut translater l'ondelette d'une certaine durée u. La nouveauté, c'est que l'on peut dilater et contracter l'ondelette d'un facteur s, lié à la fréquence et appelé *échelle*.

Dans cette section, nous commencerons par décrire la transformée en ondelettes continue (CWT, *Continuous Wavelet Transform*) puis nous passerons à la transformée en ondelettes discrète (DWT, *Discrete Wavelet Transform*).

[2] Cette figure, ainsi que quelques autres dans ce chapitre, est extraite du livre de Stéphane Mallat [157], qui est un ouvrage de référence sur l'analyse en ondelettes pour le traitement du signal. Les figures de ce livre sont libres d'utilisation.

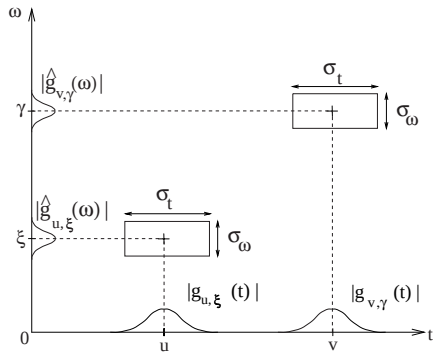


Fig. C.3: Boîtes d'Heisenberg de deux fenêtres $g_{u,\xi}$ et $g_{v,\gamma}$ obtenues à partir de la même fonction de base g. L'axe des abscisses représente le temps t et l'axe des ordonnées la fréquence ω. Dans le domaine fréquentiel, la résolution est donnée en calculant la transformée de Fourier $\hat{g}$ de g. g étant choisie, la surface des boîtes est la même quelque soit les valeurs de (u, ξ) et (v, γ). D'après [157].

C.2.1 Définition de la transformée en ondelettes continues

Comme annoncé ci-dessus, la fenêtre dans le cas de la WT s'appelle une *ondelette*. Il s'agit en effet d'une *petite onde* ou d'une *petite vague* : c'est une fonction à support compact (c'est-à-dire qu'elle est localisée dans le temps) et qui oscille. Mais regardons les choses de manière plus précise.

L'ondelette ψ est une fonction appartenant à $\mathbf{L}^2(\mathbb{R})$, l'ensemble des fonctions réelles d'énergie finie. Ainsi,

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi(t)|^2 dt < +\infty. \tag{C.4}$$

De plus, ψ est de moyenne nulle :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \psi(t) dt = 0. \tag{C.5}$$

Elle est normalisée et choisie de manière à être au voisinage de $t = 0$.

On peut générer une famille de fonctions ondelettes en dilatant ψ par un facteur s (l'échelle) et en la translatant d'un facteur u :

$$\psi_{u,s}(t) = \frac{1}{\sqrt{s}} \psi\left(\frac{t-u}{s}\right). \tag{C.6}$$

Comme toutes les fonctions $\psi_{u,s}$ sont obtenues à partir de ψ, on appelle cette fonction l'*ondelette mère*.

La dérivée seconde de la gaussienne est une fonction ondelette. D'équation :

$$\psi(t) = \frac{2}{\pi^{1/4}\sqrt{3\sigma}} \left(\frac{t^2}{\sigma^2} - 1\right) \exp\left(\frac{-t^2}{2\sigma^2}\right), \tag{C.7}$$

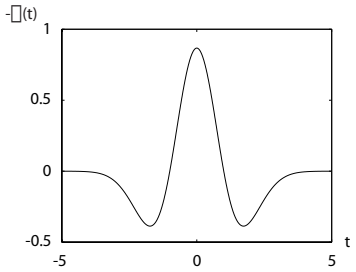


Fig. C.4: L'ondelette *chapeau mexicain* d'après l'équation C.7 avec $\sigma = 1$. D'après [157].

on l'appelle *chapeau mexicain* en raison de sa forme (cf. Fig. C.4).

L'échelle s a exactement le même rôle que l'échelle d'une carte géographique. Plus l'échelle est petite, plus elle permet d'analyser un signal en détail. Cela correspond aux hautes fréquences. Si l'échelle est grande, on a un aperçu plus global du signal, c'est-à-dire que l'on étudie plus les basses fréquences.

La transformée en ondelette d'une fonction $f \in \mathbf{L}^2(\mathbb{R})$ au temps u et à l'échelle s est définie par :

$$Wf(u,s) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \frac{1}{\sqrt{s}} \psi^* \left(\frac{t-u}{s} \right) dt = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \psi^*_{u,s}(t) dt. \tag{C.8}$$

On peut dire que $Wf(u,s)$ mesure les variations de f au voisinage de u, ce voisinage ayant une taille proportionnelle à s.

Nous avons vu qu'avec la transformée de Fourier par fenêtres, les résolutions en temps et en fréquence sont fixées par le choix de la fenêtre. Ce n'est plus le cas avec la WT. Le fait de changer l'échelle fait varier les résolutions en temps et en fréquence (cf. Fig. C.5, page 214) :

- plus s est petite, meilleure est la précision en temps ;
- plus s est grande, meilleure est la précision en fréquence.

Comme changer la valeur de s revient à changer la résolution à laquelle on analyse le signal, on dit que la WT est un outil d'analyse *multi-résolution*.

La figure C.6 montre un exemple de transformée en ondelettes continue pour un signal comportant trois composantes fréquentielles.

C.2.2 Un mot sur la CWT de signaux discrets

En pratique, les données que nous devons analyser sont souvent échantillonnées. Supposons par exemple que la fonction f est définie sur l'intervalle $[0,1]$ par N échantillons. Il est facile de s'imaginer qu'essayer d'analyser f à une échelle inférieure à la largeur d'un échantillon n'a pas de sens. De même, l'échelle ne peut être plus grande que la largeur de l'intervalle. Ceci implique que

$$N^{-1} < s < 1. \tag{C.9}$$

La transformée en ondelettes du signal $f[n]$ défini pour N échantillons est calculée à des échelles $s = a^j$ où $a = 2^{1/\nu}$. Ainsi, pour chaque octave $[2^j, 2^{j+1}]$, on a ν échelles intermédiaires. On peut définir une ondelette discrète par

$$\psi_j[n] = \frac{1}{\sqrt{a^j}} \psi \left(\frac{n}{a^j} \right). \tag{C.10}$$

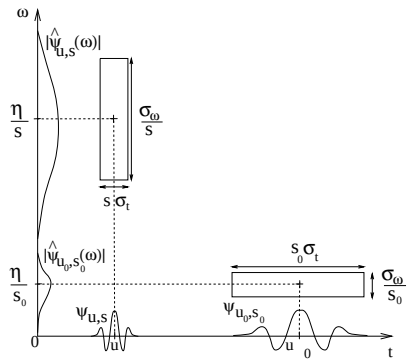


Fig. C.5: Boîtes d'Heisenberg de deux ondelettes ψ_{u_0,s_0} et $\psi_{u,s}$. L'axe des abscisses représente le temps t et l'axe des ordonnées la fréquence ω. Dans le domaine fréquentiel, la résolution est donnée en calculant la transformée de Fourier $\hat{\psi}$ de ψ. Lorsque l'échelle augmente, la résolution en fréquence diminue et la résolution en temps augmente. L'aire des boîtes reste constante et égale à $\sigma_t \sigma_\omega$. D'après [157].

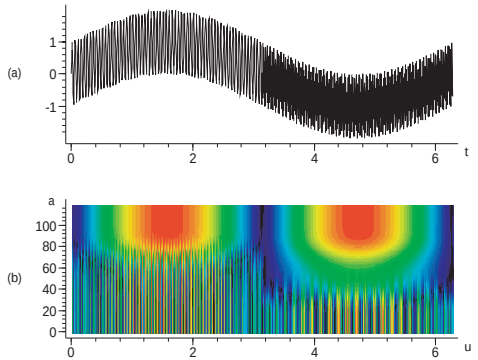


Fig. C.6: Exemple d'une transformée en ondelettes continue. (a) Le signal analysé comporte trois composantes en fréquence. (b) CWT du signal (a). La valeur des coefficients $|Wf(u,s)|^2$ est représentée par une échelle de couleur allant du noir au rouge. Le paramètre a est relié à l'échelle s de manière à ce que $\log_2 a$ varie comme $\log_2 s$ à une constante additive près. Ce genre de figure est aussi appelé *scalogramme*.

Pour éviter les effets de bords, on donne une période N à f et à ψ [3]. La transformée en ondelette de f est donnée par une convolution circulaire :

$$Wf[n, a^j] = \sum_{m=0}^{N-1} f[m]\psi_j^*[m-n] = f \circledast \bar{\psi}_j[n], \tag{C.11}$$

où $\bar{\psi}_j[n] = \psi_j^*[-n]$.

Cette convolution circulaire est calculée avec l'algorithme de la transformée de Fourier rapide, ce qui permet une complexité [4] optimale et donc un temps de calcul réduit.

Pour finir cette partie, faisons remarquer que la CWT de signaux discrets dont nous venons de parler ne doit pas être confondue avec la transformée en ondelettes discrète. Nous verrons en effet que la DWT devrait plutôt être appelée *décomposition sur une base orthonormée d'ondelettes*.

C.2.3 Définition de la transformée en ondelettes discrètes

En 1910, le Hongrois Alfréd Haar publie un résultat intéressant [158]. Il montre qu'il est possible de construire une fonction ψ constante par morceaux qui par dilatation et translation donne une base orthonormée de $\mathbf{L}^2(\mathbb{R})$.

Cette fonction, l'ondelette de Haar, est définie par

$$\psi(t) = \begin{cases} 1 & \text{si } 0 \leq t < 1/2 \\ -1 & \text{si } 1/2 \leq t < 1 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \tag{C.12}$$

et elle forme la base suivante :

$$\left\{ \psi_{j,n}(t) = \frac{1}{\sqrt{2^j}} \, \psi\left(\frac{t - 2^j n}{2^j} \right) \right\}_{(j,n)\in\mathbb{Z}^2} \tag{C.13}$$

où l'échelle est donnée par 2^j, tandis que n permet de translater l'ondelette.

Tout signal f d'énergie finie peut être décomposé sur la base $\{\psi_{j,n}\}_{(j,n)\in\mathbb{Z}^2}$:

$$f = \sum_{j=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \langle f, \psi_{j,n} \rangle \psi_{j,n} \tag{C.14}$$

où $\langle f, \psi_{j,n} \rangle$ représente le produit scalaire de f par $\psi_{j,n}$.

L'inconvénient majeur de l'ondelette de Haar est qu'elle est constante par morceaux. Elle n'est pas optimisée pour les signaux continus. Il est donc nécessaire d'introduire d'autres bases d'ondelettes.

Approximation multirésolution

Dans la formule C.14, la somme partielle $\sum_{n=-\infty}^{\infty} \langle f, \psi_{j,n} \rangle \psi_{j,n}$ peut être interprétée comme la différence entre deux approximations de f aux échelles 2^{-j+1} et 2^{-j}.

[3] On a donc $f[N+n] = f[n]$.

[4] La complexité d'un algorithme mesure la quantité de mémoire ainsi que le temps dont il a besoin pour être exécuté.

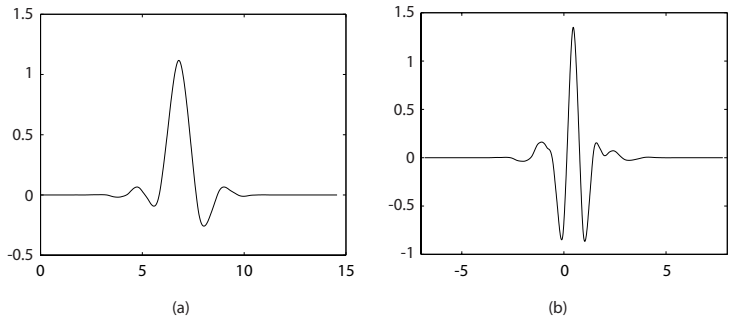


Fig. C.7: (a) La fonction d'échelle ϕ et (b) la fonction ondelette ψ symmlet d'ordre 8. D'après [157].

Pour obtenir l'approximation de f à une résolution 2^{-j} donnée, on réalise la projection orthogonale de f sur un espace $\{\mathbf{V}_j\}_{j\in\mathbb{Z}}$. Pour cela, il faut définir une base orthonormée de $\mathbf{V}_j$ telle que pour tout $j \in \mathbb{Z}$,

$$\left\{ \phi_{j,n}(t) = \frac{1}{\sqrt{2^j}} \, \phi\left(\frac{t - n}{2^j} \right) \right\}_{n\in\mathbb{Z}}. \tag{C.15}$$

On remarque que la base est obtenue à partir des dilatées et translatées d'une fonction ϕ, appelée *fonction d'échelle* (cf. Fig. C.7).

La projection de f sur $\mathbf{V}_j$ est donnée par

$$P_{\mathbf{V}_j} f = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \langle f, \phi_{j,n} \rangle \phi_{j,n} \tag{C.16}$$

où le produit scalaire $\langle f, \phi_{j,n} \rangle = a_j[n]$ est en fait une approximation discrète de f à l'échelle 2^j.

La figure C.8 montre l'exemple d'approximations multirésolutions à différentes échelles 2^j.

Ondelettes orthogonales

Une des propriétés que les espaces $\mathbf{V}_j$ doivent vérifier pour constituer une approximation multirésolution est que

$$\forall j \in \mathbb{Z}, \ \mathbf{V}_{j+1} \subset \mathbf{V}_j. \tag{C.17}$$

Ceci veut dire qu'une approximation à la résolution 2^{-j} contient l'information suffisante pour calculer l'approximation à la résolution inférieure suivante 2^{-j-1}. Donc, on peut écrire

$$P_{\mathbf{V}_{j-1}} f = P_{\mathbf{V}_j} f + P_{\mathbf{W}_j} f \tag{C.18}$$

où $P_{\mathbf{W}_j} f$ donne les *détails* de f qui apparaissent à l'échelle 2^{j-1} mais disparaissent à l'échelle 2^j.

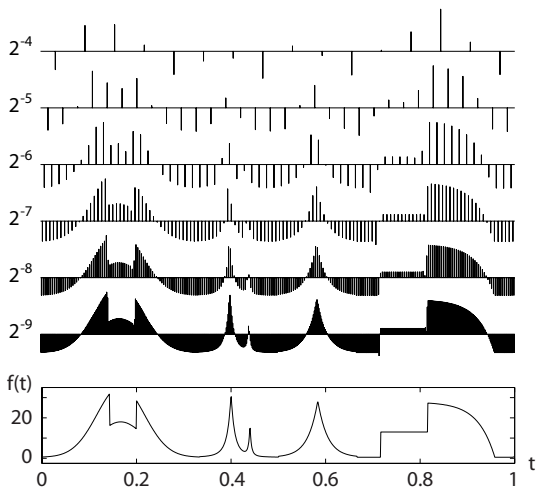


Fig. C.8: Une fonction $f(t)$ et plusieurs approximations multirésolutions à des échelles $2^{-9} \leq 2^j \leq 2^{-4}$. Chaque approximation consiste en un ensemble de coefficients $a_j[n]$ représentés par des barres. D'après [157].

$\mathbf{W}_j$ est un espace orthonormé qui est le complément orthogonal de $\mathbf{V}_j$ dans $\mathbf{V}_{j-1}$:

$$\mathbf{V}_{j-1} = \mathbf{V}_j \oplus \mathbf{W}_j, \tag{C.19}$$

et de la même manière que nous avons une base de $\mathbf{V}_j$, il est possible de trouver une base orthonormée de l'espace $\mathbf{W}_j$ en dilatant et translatant une ondelette ψ (cf. Fig. C.7). Ainsi, pour toute échelle 2^j,

$$\left\{ \psi_{j,n}(t) = \frac{1}{\sqrt{2^j}} \, \psi\left(\frac{t - 2^j n}{2^j} \right) \right\}_{n \in \mathbb{Z}} \tag{C.20}$$

est une base orthonormée de $\mathbf{W}_j$. De plus, pour toutes les échelles, $\{\psi_{j,n}\}_{(j,n)\in\mathbb{Z}^2}$ est une base orthonormée de $\mathbf{L}^2(\mathbb{R})$.

La projection de f sur $\mathbf{W}_j$ s'écrit

$$P_{\mathbf{W}_j} f = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \langle f, \psi_{j,n} \rangle \psi_{j,n} \tag{C.21}$$

et la décomposition de f sur une base orthogonale d'ondelettes s'écrit

$$f = \sum_{j=-\infty}^{\infty} P_{\mathbf{W}_j} f = \sum_{j=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \langle f, \psi_{j,n} \rangle \psi_{j,n}. \tag{C.22}$$

Les *coefficients d'ondelette* sont les coordonnées de f dans la base $\{\psi_{j,n}\}_{(j,n)\in\mathbb{Z}^2}$. Ils sont notés $d_j[n] = \langle f, \psi_{j,n} \rangle$.

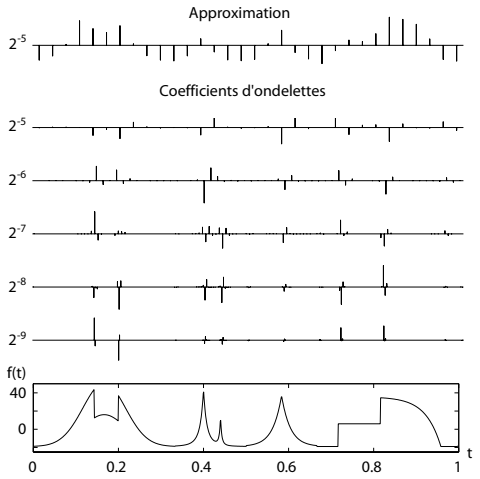


Fig. C.9: Décomposition de la fonction $f(t)$ sur une base orthonormée d'ondelettes à différentes échelles. Chaque barre représente la valeur de $d_j[n]$. En haut, on montre l'approximation à l'échelle 2^{-5}. D'après [157].

DWT de signaux discrets

En pratique, la décomposition ne se fait jamais sur un nombre infini d'échelles. Les sommes de la formule précédente sont donc tronquées et il est nécessaire d'introduire la fonction d'échelle pour reconstruire la fonction de départ.

Soit X cette fonction, définie sur $[0, 1]$ par N échantillons. L'échelle 2^j varie de $2^L = N^{-1}$ jusqu'à $2^J < 1$ et on a

$$X = \sum_{j=L+1}^{J} \sum_{m=0}^{2^{-j}} \langle X, \psi_{j,n} \rangle \psi_{j,n} + \sum_{m=0}^{2^{-J}} \langle X, \phi_{j,n} \rangle \phi_{j,n}. \tag{C.23}$$

La figure C.9 montre la décomposition d'un signal sur une base orthonormée d'ondelettes.

C.3 Ondelettes est analyse de signaux

Dans cette partie, nous présentons les méthodes que nous utiliserons par la suite pour analyser les courbes de lumières de plusieurs sursauts gamma.

C.3.1 DWT et débruitage

Débruiter un signal, c'est en quelque sorte éliminer les détails les plus fins. La transformée en ondelette discrète permet d'accéder facilement à ces détails et constitue ainsi un outil très utile pour éliminer le bruit d'un signal.

Méthode

Le bruit engendre des coefficients d'ondelette petits aux petites échelles.
La méthode de base pour débruiter un signal est donc très simple :
- Prendre la DWT du signal à débruiter ;
- Appliquer une transformation aux coefficients d'ondelette. En général, on leur applique un seuil ;
- Prendre la DWT inverse pour retrouver le signal débruité.

Soit un signal X bruité. Il peut s'écrire comme la somme d'un signal f non bruité et d'un bruit W :

$$X[n] = f[n] + W[n] \tag{C.24}$$

On peut montrer qu'un estimateur $\tilde{F}$ de f peut être obtenu par :

$$\tilde{F} = \sum_{j=L+1}^{J} \sum_{m=0}^{2^{-j}} \rho_T \left(\langle X, \psi_{j,n} \rangle \right) \psi_{j,n} + \sum_{m=0}^{2^{-J}} \rho_T \left(\langle X, \phi_{j,n} \rangle \right) \phi_{j,n}, \tag{C.25}$$

où ρ_T est un opérateur de seuil qui modifie les coefficients d'ondelettes selon leur valeur.

Choix du seuil

On peut choisir

$$\rho_T(x) = \begin{cases} x & \text{si } |x| > T \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \tag{C.26}$$

où T est un paramètre réel. On parle de *seuil dur* (*hard thresholding*).
L'autre méthode communément utilisée est celle du *seuil doux* (*soft thresholding*). Elle améliore l'estimation du signal par rapport au *hard thresholding* et consiste à poser

$$\rho_T(x) = \begin{cases} x - T & \text{si } x \geq T \\ x + T & \text{si } x \leq -T \\ 0 & \text{si } |x| < T \end{cases} \tag{C.27}$$

Plusieurs méthodes existent pour déterminer au mieux la valeur de T. Le mieux est de le choisir juste au dessus du niveau maximum du bruit. David Donoho et Ian Johnstone [159] donnent une expression pour déterminer le seuil T :

$$T = \sigma \sqrt{2 \log_e N} \tag{C.28}$$

où σ est la variance du bruit supposé gaussien et N la taille du signal. σ n'est généralement pas connu a priori. On en fourni une estimation $\tilde{\sigma}$ avec la méthode de la médiane.

Méthode de la médiane

A partir des coefficients d'ondelette à l'échelle la plus fine, on peut estimer la variance du bruit [159].
X possède $N/2$ coefficients d'ondelette à l'échelle $2^l = 2N^{-1}$. La médiane des coefficients d'ondelette à l'échelle la plus fine est donc

$$M_X = \text{Med} \left(\{ |\langle X, \psi_{l,m} \rangle|, 0 \leq m < N/2 \} \right) = |\langle X, \psi_{l,N/4} \rangle|. \tag{C.29}$$

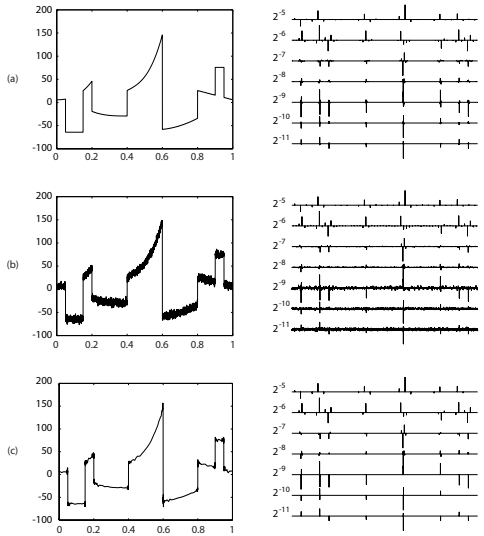


Fig. C.10: Débruitage d'un signal par seuillage des coefficients d'ondelette. (a) Un signal présentant des irrégularité et sa transformée en ondelettes discrète obtenue avec l'ondelette Symmlet-4. (b) Le même signal bruité avec un rapport signal sur bruit de 21.9 dB. On remarque que le bruit produit des coefficients de faible amplitude. (c) En appliquant un seuil aux coefficients d'ondelette, et après DWT inverse, on trouve le signal débruité, avec un rapport signal sur bruit de 30.8 dB. D'après [157].

La variance du bruit est alors estimée par

$$\tilde{\sigma} = \frac{M_X}{0.6745}. \tag{C.30}$$

La figure C.10 montre l'exemple d'un signal débruité par la méthode de seuil dur (Eq. C.26) en déterminant T par l'équation C.28 et la variance du bruit à l'aide de la formule ci-dessus.

C.3.2 CWT et recherche d'extrema

Dans la section C.2.1, nous avons vu que la transformée en ondelettes continue peut mesurer les variations locales d'une fonction. Dans cette partie, nous allons décrire plus précisément comment on peut localiser et caractériser les extrema d'un signal à l'aide de la transformée en ondelettes continues.

Nous commencerons par donner une méthode pour caractériser un extremum, basée sur la notion de régularité lipschitzienne. Nous verrons ensuite comment déterminer la régularité d'un signal en un point à partir de sa transformée en ondelettes continues.

La régularité lipschitzienne

La régularité d'une fonction en un point peut être envisagée de manière très simple : une fonction est régulière en un point ν si on peut l'approcher en ν par un polynôme.

De manière plus formelle, la régularité lipschitzienne se définit par :

Définition 1

– *Une fonction f est ponctuellement Lipschitz $\alpha \geq 0$ en ν s'il existe $K > 0$ et un polynôme p_ν de degré*[5] *$m = \lfloor \alpha \rfloor$ tels que*

$$\forall t \in \mathbb{R},\ |f(t) - p_\nu(t)| \leq K|t - \nu|^\alpha. \tag{C.31}$$

– *Une fonction f est uniformément Lipschitz α sur $[a, b]$ si elle satisfait l'équation C.31 pour tout $\nu \in [a, b]$, avec K constante indépendante de ν.*

– *La régularité lipschitzienne de f en ν ou sur l'intervalle $[a, b]$ est la borne supérieure de toutes les valeurs de α telles que f est Lipschitz α.*

Dans cette définition, α est appelé *coefficient de Lipschitz*[6].

Mesurer la régularité avec les ondelettes

Le théorème de Jaffard [160] donne une condition nécessaire et une condition suffisante pour estimer la régularité lipschitzienne à partir de la transformée en ondelettes.

Théorème 1

– *Si $f \in \mathbf{L}^2(\mathbb{R})$ est Lipschitz $\alpha \leq n$ en ν, alors il existe A tel que*

$$\forall (u, s) \in \mathbb{R} \times \mathbb{R}^+,\ |Wf(u, s)| \leq A s^{\alpha + \frac{1}{2}} \left(1 + \left|\frac{u - v}{s}\right|^\alpha\right) \tag{C.32}$$

– *Réciproquement, si $\alpha < n$ n'est pas entier et s'il existe A et $\alpha' < \alpha$ tels que*

$$\forall (u, s) \in \mathbb{R} \times \mathbb{R}^+,\ |Wf(u, s)| \leq A s^{\alpha + \frac{1}{2}} \left(1 + \left|\frac{u - v}{s}\right|^{\alpha'}\right) \tag{C.33}$$

alors f est Lipschitz α en ν.

Nous disposons maintenant d'un lien entre la régularité ponctuelle d'un signal et la décroissance du module de sa transformée en ondelettes. Toutefois, ce théorème n'est valable que pour une ondelette possédant n moments nuls et n dérivées avec une décroissance rapide.

Moments nuls L'ondelette ψ doit vérifier

$$\int_{-\infty}^{+\infty} t^k \psi(t) dt = 0 \text{ pour } 0 \leq k < n. \tag{C.34}$$

[5] $\lfloor x \rfloor$ désigne le plus grand entier $n \leq x$.

[6] Parfois aussi coefficient de Hölder.

Dérivée à décroissance rapide Pour tout $0 \leq k < n$ et $m \in \mathbb{N}$, il doit exister C_m tel que

$$\forall t \in \mathbb{R},\ |\psi^{(k)}(t)| \leq \frac{C_m}{1 + |t|^m}. \tag{C.35}$$

On peut montrer qu'une ondelette à décroissance rapide a n moments nuls si et seulement si on peut l'écrire sous la forme $\psi(t) = (-1)^n \theta^{(n)}(t)$ où θ est à décroissance rapide. Et dans ce cas, ψ a au plus n moments nuls si et seulement si $\int_{-\infty}^{+\infty} \theta(t) dt \neq 0$.

Nous avons déjà rencontré une telle ondelette : l'ondelette *chapeau mexicain*[7] (cf. Eq. C.7).

Détections de singularités

Voyons maintenant le dernier théorème dont nous aurons besoin pour préciser la relation entre la transformée en ondelettes et les singularités d'un signal.

Théorème 2

On suppose que ψ est $\mathbf{C}^n$ à support compact, et que $\psi = (-1)^n \theta^{(n)}$ avec $\int_{-\infty}^{\infty} \theta(t) dt \neq 0$. Soit $f \in \mathbf{L}^1[a, b]$. S'il existe $s_0 > 0$ tel que $|Wf(u, s)|$ n'ait aucun maximum local pour $u \in [a, b]$ et $s < s_0$, alors f est uniformément Lipschitz n sur $[a + \varepsilon, b - \varepsilon]$, pour tout $\varepsilon > 0$.

Ce théorème montre qu'il ne peut y avoir de singularité sans maximum local de la transformée en ondelettes dans les échelles fines. Il est donc possible de repérer les extrema d'un signal en calculant sa CWT et en déterminant les modules maximaux.

La figure C.11 montre un graphique des modules maximaux pour un signal présentant de nombreuses singularités. À partir du moment où l'on dispose d'un tel graphique, il est très facile de repérer les singularités du signal. Chacune d'entre elles est en effet repérée par un ensemble de maxima locaux du module de la transformée en ondelettes.

On peut montrer que si l'ondelette est la dérivée d'ordre n d'une gaussienne, alors l'ensemble des maxima locaux est connexe et continu jusqu'aux échelles les plus fines. Cela justifie le choix d'une ondelette comme le *chapeau mexicain*.

Pour terminer, il nous reste à dire qu'il est possible de déterminer l'ordre d'une singularité à l'aide de la CWT en étudiant la décroissance des modules de la transformée en ondelettes lorsque l'échelle diminue. En effet, les théorèmes 1 (étendu à tout l'intervalle) et 2 ont pour conséquence que

$$\log_2 |Wf(u, s)| \leq \log_2 A + \left(\alpha + \frac{1}{2}\right) log_2 s. \tag{C.36}$$

Il est donc possible de déterminer α graphiquement, en traçant $\log_2 |Wf(u, s)|$ en fonction de $log_2 s$ et en déterminant la pente aux petites échelles, c'est-à-dire pour $s < s_0$.

La figure C.12 montre l'exemple de deux modules maximaux pour deux extrema du signal de la figure C.11 (a). La ligne continue correspond à la singularité en $t = 0.05$ et on trouve un coefficient de Lipschitz égal à 0 en effectuant une approximation linéaire aux petites échelles. Ceci s'explique par le fait qu'en 0.05 le signal est discontinu.

La ligne interrompue correspond au maximum en $t = 0.42$. Pour cet extremum, on trouve $\alpha + 1/2 \approx 1$ donc la singularité est Lipschitz $1/2$.

[7] Il suffit que $\theta(t)$ soit gaussienne (la gaussienne est une ondelette), et de prendre $n = 2$.

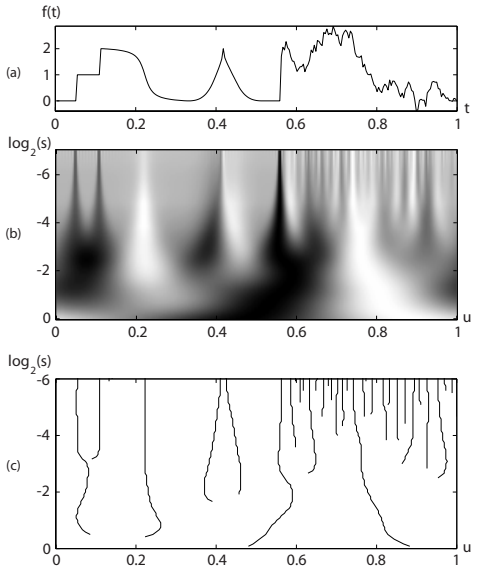


Fig. C.11: CWT et modules maximaux. (a) Le signal de départ. (b) La transformée en ondelette continue. Les valeurs de $|Wf(u,s)|$ sont représentées par une échelle de gris. (c) Les modules maximaux. Chaque courbe correspond à une singularité que l'on suit lorsque l'échelle diminue. D'après [157].

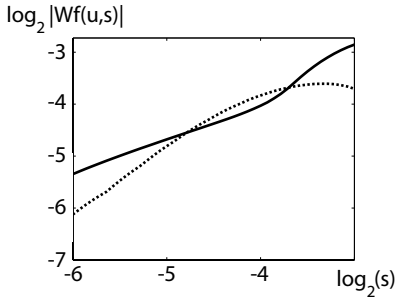


Fig. C.12: Décroissance de $\log_2 |Wf(u,s)|$ le long d'une courbe de maxima pour deux singularités du signal de la figure C.11 (a). La ligne continue correspond à la singularité en $t = 0.05$. La ligne interrompue correspond au maxima en $t = 0.42$. D'après [157].

Annexe D

LastWave ou WaveLab ?

Dans le chapitre 10, nous avons utilisé deux outils logiciels pour réaliser les transformées en ondelettes nécessaires à l'analyse des courbes de lumière des sursauts gamma.

LastWave [161] est un outil développé au Centre de Mathématiques Appliquées de l'École Polytechnique. Il est gratuit et nous l'avons utilisé pour la transformée en ondelettes continues.

WaveLab [162] a été développé au département de statistiques de l'Université de Stanford par une équipe menée par David Donoho. Ce dernier a beaucoup travaillé sur les méthodes de seuillage des coefficients en ondelettes comme moyen de débruitage ou de compression des données. WaveLab est un module d'analyse en ondelettes qui s'utilise avec MatLab [163]. Il n'est donc pas gratuit dans la mesure où il faut disposer d'une version de MatLab, qui lui est payant. Nous l'avons utilisé pour le débruitage des courbes de lumière.

Chaque outil permet d'effectuer des transformées en ondelettes discrètes et continues ; alors pourquoi avoir utilisé deux outils alors qu'un aurait suffi ? Nous avons en fait tenu compte des points forts et des points faibles des deux logiciels.

D.1 WaveLab

D.1.1 Avantages, inconvénients

Les avantages de WaveLab sont les suivants :

- c'est un outil gratuit ;
- la documentation est d'une grande qualité ;
- le débruitage est très facile du fait de l'existence de fonctions dédiées à cette tâche.

Les points négatifs sont les suivants :

- la recherche d'extrema n'est pas du tout immédiate et demande l'écriture d'un code en complément des fonctions réalisant la transformée en ondelettes continues ;
- la manière dont est représentée la transformée en ondelette continue n'est pas facile à appréhender ;
- MatLab est payant.

D.1.2 La procédure de débruitage

La facilité d'utilisation de WaveLab pour le débruitage est illustrée par l'exemple suivant. Cette fonction lit les courbes de lumière bruitées dans le fichier dont le nom est `fname1`, effectue le débruitage avec une ondelette Symmlet-10 et un seuil doux et écrit le résultat dans un fichier texte dont le nom est `fname2`. `L` est le niveau de décomposition utilisé pour effectuer la DWT.

```
function grb_denoise(fname1, fname2, L)

    % Lecture du fichier d'entrée
    fid = fopen(fname1,'r');
    if fid < 0,
        error('I was unable to open the dataset you requested !');
        return;
    else
        nd = fscanf(fid,'%g');
        fclose(fid);
    end

    % Le vecteur de départ doit être en ligne
    noisy_data = nd';

    % Débruitage
    % Seuil doux
    % Estimation de la variance du bruit par la méthode de la médiane
    [n,d] = dyadlength(noisy_data);
    qmf = MakeONFilter('Symmlet', 10);
    data = ThreshWave(noisy_data,'S',0,0,sqrt(2*log(n)),L,qmf);

    % Le vecteur de sortie doit être en colonne
    data = data';

    % Ecriture du résultat dans le fichier de sortie
    save(fname2, 'data', '-ascii');
```

D.2 LastWave

D.2.1 Avantages, inconvénients

Les avantages de LastWave sont les suivants :

- c'est un outil autonome et gratuit ;
- il est facile à l'aide des exemples d'écrire un code pour la recherche d'extrema.

Les inconvénients sont les suivants :

- synthaxe et utilisation assez rébarbative ;
- implémenter la technique du seuil doux et la méthode de la médiane est une opération compliquée (cf. point précédent) ;

– la documentation est déficiente et comporte des erreurs.

Il faut noter ici que les échanges que nous avons pu avoir avec les auteurs de LastWave ont été très positifs mais que nos remarques sur les erreurs de la documentation n'ont donné lieu à aucune correction.

D.2.2 La procédure de recherche des extrema

Ce script permet de rechercher les extrema. Il prend en entrée une courbe de lumière débruitée et renvoie la liste des extrema avec pour chacun d'eux la position, le coefficient de Lipschitz et l'erreur sur ce coefficient. De plus, on précise dans le fichier s'il s'agit d'un minimum ou d'un maximum. L'ondelette utilisée ici est l'ondelette *chapeau mexicain*, notée g2 dans le programme.

```
setproc ana {{path1 '8_20'} {tbe 1} {grb '010921'} {minscale 1}} {

  # fichiers d'entrée
  if (tbe == 1) {
    sprintf ofi '../LC/%s/grb%s_lcb1_nn.dat' path1 grb
  } else {
    sprintf ofi '../LC/%s/grb%s_lcb2_nn.dat' path1 grb
  }

  # fichiers de sortie
  if (tbe == 1) {
    sprintf ofext '%s/grb%s_lcb1_ext.dat' path1 grb
    sprintf psf '%s/grb%s_lcb1_cwt.eps' path1 grb
  } else {
    sprintf ofext '%s/grb%s_lcb2_ext.dat' path1 grb
    sprintf psf '%s/grb%s_lcb2_cwt.eps' path1 grb
  }

  printf '> grb%s\n' grb
  printf '> Input (denoised): \'%s\'\n' ofi
  printf '> Output (extrema): \'%s\'\n' ofext


  ########################################################
  ##  RECHERCHE D'EXTREMA
  ########################################################

  # Chargement des données
  t1=<>
  read t1 ofi

  # On aurait pu aussi faire directement 'read 0wa ofi'
  wa = [new &wtrans]
  0wa=t1
```



```

  # ddt1 contient la dérivée seconde du signal de départ.
  # Elle est utilisée pour dire si l'extrema est un minima ou
  # un maxima.
  dt1 = der(t1)
  ddt1 = der(dt1)

  # La CWT se fait sur un intervalle d'échelle déterminé
  # automatiquement
  # g2 désigne l'ondelette chapeau mexicain
  onmax = [cwtdoctmax t1.size minscale 20 'g2']
  printf '> Extrema search...\n'
  printf '> Minimum scale : %f\n' minscale
  printf '> Octave Max : %f\n' onmax

  # Continuous Wavelet Transform
  cwtd wa minscale onmax 20 'g2'

  er1 = [new &extrep]
  extrema wa er1

  # Recherche des extrema  ##############

  # Ouverture du fichier de sortie. 'ofext' est le nom
  # du fichier.
  stream=[file open ofext 'w']
  file set stdout stream

  # Boucle sur tous les extrema
  for {ext = er1.D[1,1];;i=1} (ext isnot null) {ext = ext.next;;i+=1} {

    no = er1.noct
    nv = er1.nvoice

    sig = Zero(no*nv)
    sig.x0 = 0
    sig.dx = 1/nv

    scale = ext.y

    # Pour chaque extrema, on suit la courbe des modules maximaux
    for {ext1 = ext} (ext1 isnot null) {ext1=ext1.finer} {
      sig[ext1.y] = ext1.z
    }
    for {ext1 = ext.coarser} (ext1 isnot null) {ext1=ext1.coarser} {
      scale = ext1.y
      sig[ext1.y] = ext1.z
```

```
    }

    sig.size = scale+1
    sigfin = log2(abs(sig))

    # fit pour déterminer le coefficient de Lipschitz
    res=[stats fit sigfin -x 0 0.5]
    lipschitz=res[0]

    # valeur de la dérivée en chaque extremum
    ds = dt1[int(ext.x)]

    # minimum ou maximum ?
    signe = '0'
    if (ddt1[int(ext.x)] > 0) {
      signe = '-'
    } else {
      signe = '+'
    }

    # Ecriture dasn le fichier de sortie
    if (lipschitz >= 0) {
      printf '%3d %12.6f %12.6f %12.6f %12.6f %4c\n' ...
    }

  }

  # Fermeture du fichier de sortie
  file set stdout 1
  file close stream


}
```

Références

[151] P.-A. Muller et N. Gaertner, *Modélisation objet avec UML*. Eyrolles, 2000. Voir aussi http://www.uml.org/.

[152] S. Ritz *et al.*, The Gamma-ray Large Area Space Telescope (GLAST) Mission. *Bulletin of the American Astronomical Society*, 205:606–+, 2004.

[153] R.C. Hartman *et al.*, The third EGRET catalog of high-energy gamma-ray sources. *ApJS*, 123:79-202, 1999.

[154] http://www.mysql.com/.

[155] J. Fourier, *Théorie analytique de la chaleur*. Chez Firmin Didot, Père et Fils, Paris, 1822.

[156] D. Gabor, Theory Of Communication. *J. IEE, 93, 429-457*, 1946.

[157] S. Mallat, *A Wavelet Tour of Signal Processing*. Academic Press, 1999.

[158] A. Haar, Zur Theorie der orthogonalen Funktionensysteme. *Math. Annal., 69, 331-371*, 1910.

[159] D. Donoho et I. Johnston, Ideal spatial adaptation via wavelet shrinkage. *Biometrika, 81, 425-455*, 1994.

[160] S. Jaffard, Pointwise Smoothness, Two-microlocalization and Wavelet Coefficients. *Publications Mathématiques, 35, 155-158*, 1991.

[161] E. Bacry, 2004, LastWave version 2.0.3, disponible à l'adresse http://www.cmap.polytechnique.fr/~bacry/LastWave/.

[162] D. Donoho *et al.*, 1999, WaveLab version 802, http://www-stat.stanford.edu/~wavelab/.

[163] http://www.mathworks.com.

Table des figures

1.1 Un électroscope à feuilles d'or. . . . 22
1.2 Victor Hess après un de ses vols en ballon. . . . 22
1.3 Le satellite Explorer-XI 23
1.4 Le déploiement du satellite CGRO. . . . 23
1.5 Les sources du troisième catalogue EGRET. . . . 24
1.6 Relevé du plan galactique effectué par HESS. . . . 25
1.7 Les mécanismes de production des rayons gamma. . . . 27
1.8 Le ciel gamma vu par EGRET, pour des énergies supérieures à 100 MeV. . . . 28
1.9 Le noyau de la galaxie NGC 4261. . . . 29
1.10 Les modes d'interactions des photons gamma avec la matière. . . . 31
1.11 Sections efficaces d'interaction des photons dans le plomb. . . . 31
1.12 Le spectre électromagnétique. . . . 32
1.13 Un des quatre télescope de l'expérience HESS. . . . 33
1.14 L'échantillonneur CELESTE. . . . 33
1.15 Un des 1600 détecteurs d'Auger installé dans la Pampa Argentine. . . . 34
1.16 Principe de fonctionnement d'une chambre à étincelles. . . . 35
1.17 GLAST : vue éclatée du LAT. . . . 36

2.1 Vue d'artiste du satellite Vela-5B. . . . 40
2.2 L'un des huit modules de BATSE. . . . 41
2.3 Le satellite SWIFT. Image NASA E/PO. . . . 42
2.4 Vue d'artiste du satellite INTEGRAL. Image ESA. . . . 43
2.5 Principe de la triangulation par l'IPN. . . . 44
2.6 Répartition des positions et des durées des sursauts observés par BATSE. . . . 45
2.7 Évolution du rapport de dureté moyen en fonction de la durée des sursauts. . . . 46
2.8 Les courbes de lumière de quelques sursauts observés par BATSE. . . . 47
2.9 Distributions des exposants α et β caractérisant le spectre des sursauts d'après le modèle de Band. . . . 48

2.10 Spectre du GRB 041006 mesuré par FREGATE, intégré sur la durée du sursaut, après passage dans la matrice de réponse de l'instrument et avec l'ajustement par une fonction de Band. . . . 49
2.11 Afterglow X du GRB 970228 observé par BeppoSAX. . . . 50
2.12 Afterglow visible du GRB 990123 observé par le télescope spatial Hubble. . . . 50
2.13 Distribution des redshifts pour les 70 sursauts pour lesquels ils ont pu être déterminés jusqu'en décembre 2005. . . . 51
2.14 Évolution du spectre de GRB 030329/SN2003 entre le 1er et le 8 avril 2003. . . . 52
2.15 Schéma illustrant le modèle des chocs. . . . 53
2.16 Schéma illustrant le modèle cannonball. . . . 53

3.1 Le détecteur AMS-01 à bord de la navette *Discovery*. . . . 56
3.2 Schéma d'AMS-01. . . . 57
3.3 Déplacements des plans du STD mesurés en orbite et au sol au moyen du système laser. . . . 59
3.4 Produit de la rigidité et de la charge mesuré pour une sélection d'événements tels que $|Z| = 2$. . . . 60
3.5 Flux différentiel des protons mesuré par AMS-01 dans la région équatoriale. . . . 60
3.6 Vue éclatée d'AMS-02. . . . 62
3.7 Les différents sous-détecteurs d'AMS-02. . . . 63
3.8 Courbe de rotation de la galaxie NGC 6503. . . . 66
3.9 Prédiction de la mesure de la fraction de positons pour trois ans d'opération. . . . 66

4.1 Un lancement de la fusée Pegasus. . . . 70
4.2 Le satellite HETE-2. . . . 70
4.3 Le satellite HETE-2 tourne autour de la Terre en présentant toujours la même face au Soleil. . . . 71
4.4 Les instruments d'HETE-2 vus du haut. . . . 72
4.5 Position des stations radio au sol utilisées par HETE-2. . . . 75

5.1 Un plan du STD en cours d'assemblage. . . . 88
5.2 Détail du calorimètre montrant les fibres de deux supercouches à travers les guides de lumière situés entre les fibres et les PM. . . . 89
5.3 Principe des deux modes de détections. . . . 90
5.4 Acceptances et surfaces effectives pour les deux modes de détection. . . . 91
5.5 Résolutions angulaires et en énergie pour les deux modes de détection. . . . 91

6.1 Schéma du ECAL tel qu'il était équipé pour les tests faisceau. . . . 94
6.2 Schéma de l'électronique de lecture utilisée pour les tests faisceau. . . . 95
6.3 Données haut gain en fonction des données bas gain pour un run d'électrons. . . . 96
6.4 Répartition des runs piédestaux en fonction du type de particule et de l'énergie du faisceau. . . . 97
6.5 Répartition des runs physiques en fonction du type de particule et de l'énergie du faisceau. . . . 97
6.6 Évolution du niveau moyen et de la RMS du piédestal pour le pixel 1 du PM 4050, pour toute la durée du test. . . . 98
6.7 Évolution du niveau moyen et de la RMS du piédestal pour le pixel 1 du PM 5030, pour toute la durée du test. . . . 98

6.8 Distribution des énergies déposées pour le pixel 1 et de la dynode du PM 6040, pour le run piédestal 1090. . . . 99
6.9 Évolution de l'énergie déposée dans le pixel 1 et dans la dernière dynode du PM 6040, pour le run 1090. . . . 99
6.10 Distribution de n_{chan} pour le run proton 742, avec une coupure du bruit à 10 σ pour tout le calorimètre et la tour touchée par le faisceau. . . . 102
6.11 Énergie déposée dans le calorimètre après sélection des événements MIP par une coupure sur n_{chan}. . . . 103
6.12 Variation de la MPV au cours du temps. . . . 104
6.13 Distribution des écarts relatifs entre les niveaux des piédestaux et entre les valeurs de σ_{ped}. . . . 104
6.14 Évolution du MPV en fonction du temps, pour les protons. . . . 106
6.15 Évolution du MPV en fonction du temps, pour les antiprotons. . . . 106
6.16 Évolution du MPV en fonction du temps, pour les protons et les antiprotons. . . . 107
6.17 Distribution du MPV pour les protons et les antiprotons. . . . 108
6.18 Évolution de σ_L en fonction de la MPV pour les protons et les antiprotons. . . . 108
6.19 Distributions de la variables n_{chan} pour des électrons de 3 GeV et de 120 GeV. 110
6.20 Distribution de la variables n_{chan} pour des protons de 120 GeV. . . . 110
6.21 Détermination de la constante de calibration. . . . 112
6.22 Comparaison entre les données électrons du test faisceau et les résultats de la simulation MC pour l'énergie totale déposée. . . . 113
6.23 Évaluation du leakage dans la dernière couche du calorimètre. . . . 114
6.24 Comparaison données/MC pour l'énergie totale déposée par des protons à 120 GeV. . . . 114
6.25 Comparaison données/MC pour le profil de gerbe avec des protons à 120 GeV. 114
6.26 Comparaison entre les données électrons du test faisceau et les résultats de la simulation MC pour les profils de gerbe. . . . 115
6.27 Énergie déposée (en keV) dans chaque couche par des électrons de 3 GeV. Comparaison avec la simulation. . . . 116
6.28 Énergie déposée (en keV) dans chaque couche par des électrons de 120 GeV. Comparaison avec la simulation. . . . 117
6.29 Énergie déposée (en keV) dans chaque couche par des protons de 120 GeV. Comparaison avec la simulation. . . . 118
6.30 Signal de dynode en fonction de la somme des quatre anodes (PM 6040). . . . 119
6.31 Forme présumée du signal de dynode. . . . 119
6.32 Énergie déposée dans la dernière dynode en fonction de l'énergie déposée dans les anodes. . . . 120
6.33 Variations de A en fonction de l'énergie. . . . 121
6.34 Énergie déposée dans la couche 15. Correction avec la dernière dynode. . . . 121

7.1 La Station spatiale tourne de manière à présenter toujours la même face vers l'espace. . . . 125
7.2 Définition de l'angle d'incidence. . . . 125
7.3 La carte d'exposition obtenue pour les dix intervalles d'angle d'incidence et pour une période de précession. . . . 126
7.4 L'anomalie Sud-Atlantique vue par le satellite ROSAT 126

7.5 Limite supérieure sur le signal à 90% de niveau de confiance, en fonction du nombre d'événements observés. . . . 132
7.6 Flux attendu pour la nébuleuse et le pulsar du Crabe. . . . 134
7.7 Flux attendu pour le blazar 3C279. . . . 134

8.1 Les différentes étapes de l'interaction d'un graviton avec notre univers à trois dimensions. . . . 151
8.2 Évolution de la grandeur K_l en fonction du redshift z. . . . 153

9.1 Les courbes de lumière des douze sursauts dans la bande d'énergie 6–400 keV. 158
9.2 Courbe de lumière brute du GRB 041006 dans la bande d'énergie 6–400 keV. . 159
9.3 Projection de la courbe de lumière dans la zone hachurée de la figure 9.2. . . . 159
9.4 Courbes de lumières débruitées et dont le bruit a été soustrait des sursauts GRB 041006 et GRB 030323. . . . 160
9.5 Le spectre du GRB 041006 dans la bande 8–350 keV, tel que mesuré par FREGATE. . . . 162
9.6 Courbes de lumière du GRB 041006 pour les bandes d'énergie 8–30 keV et 60–350 keV avant et après débruitage. . . . 164
9.7 CWT et modules maximaux d'une courbe de lumière du GRB 041006. . . . 165
9.8 Évolution de $|Wf(u,s)|$ en fonction de l'échelle s pour l'extrema en t≈600 de la courbe de lumière de la figure 9.7. . . . 165

10.1 Ecarts moyens en énergie en fonction du paramètre K_l dans le cas du scénario #2. . . . 169
10.2 Ecarts moyens en temps en fonction du paramètre K_l dans le cas du scénario #2. . . . 169
10.3 Distribution des valeurs de la dérivée pour chaque singularité repérée par la CWT pour les douze sursauts et cinq bandes d'énergie différentes. . . . 170
10.4 Distribution des écarts en temps pour les paires trouvées dans le cas du scénario #2. . . . 171
10.5 Distributions de α_{cut} et $\delta\alpha_{\text{cut}}$ pour le scénario #1. . . . 172
10.6 Evolution de Δt en fonction de K_l pour le scénario #2. . . . 173
10.7 Évolution du χ^2 en fonction de M pour différentes valeurs de ΔE. Limites à 95% CL en fonction de ΔE. . . . 175
10.9 Évolution de a en fonction de la limite sur E_{QG} pour les minima et les maxima. 176
10.8 Évolution de χ^2 en fonction de M pour les minima et les maxima. . . . 176
10.10Effet du choix du niveau de décomposition sur la qualité du débruitage. . . . 178

B.1 Le diagramme de classe UML du simulateur rapide. . . . 201

C.1 Transformée de Fourier d'un signal comportant deux fréquences différentes. . . 210
C.2 Transformées de Fourier par fenêtre avec deux largeurs de fenêtres différentes. 210
C.3 Boîtes d'Heisenberg de deux fenêtres $g_{u,\xi}$ et $g_{v,\gamma}$. . . . 212
C.4 L'ondelette *chapeau mexicain*. . . . 213
C.5 Boîtes d'Heisenberg de deux ondelettes ψ_{u_0,s_0} et $\psi_{u,s}$. . . . 214
C.6 Exemple d'une transformée en ondelettes continue. . . . 214
C.7 Fonction d'ondelette et fonction d'échelle Symmlet-8. . . . 216
C.8 Approximations multirésolutions d'une fonction $f(t)$. . . . 217

C.9 Décomposition de la fonction $f(t)$ sur une base orthonormée d'ondelettes. . . 218
C.10 Débruitage d'un signal par seuillage des coefficients d'ondelette. 220
C.11 CWT et modules maximaux. 223
C.12 Décroissance de $\log_2 |Wf(u,s)|$ le long d'une courbe de maxima. 223

Liste des tableaux

4.1 Caractéristiques du détecteur FREGATE 72

6.1 Ensemble des runs physiques utilisés pour l'étude du MIP. 101
6.2 Ensemble des runs piédestaux utilisés pour l'étude du MIP. 102
6.3 Ensemble des runs physiques e^- utilisés pour la comparaison données/MC. . . 109
6.4 Ensemble des runs piédestaux e^- utilisés pour la comparaison données/MC. . . 109
6.5 Efficacité des coupures dans le cas des électrons pour différentes énergies. . . . 111
6.6 Les valeurs de A déterminées par ajustement pour le PM 3050 et pour différentes énergies. 120

7.1 Valeur des temps d'exposition pour les dix intervalles d'angle d'incidence et pour trois sources. 127
7.2 Valeurs des paramètres ajustés dans les équations 7.10 et 7.12 pour le mode conversion et le mode calorimètre. 129
7.3 Extrait du 3e catalogue EGRET montrant l'ensemble des sources étudiées. . . 134
7.4 Nombre de photons pour un an d'opérations et pour différentes sources du catalogue EGRET, dans différentes bandes d'énergie. 135
7.5 Nombre de photons au dessus de 1 GeV pour un an d'opérations et pour différentes sources du catalogue EGRET. 136
7.6 Nombre de photons du fond diffus extragalactique détectés en un an à 2σ pour un seuil de 1 GeV. 136
7.7 Nombre de photons du fond diffus galactique détectés en un an à 2σ pour un seuil de 1 GeV. 136
7.8 Paramètres des différents profils de densité utilisés. 137
7.9 Les paramètres mSUGRA pour cinq modèles de benchmark : masse du neutralino m_χ, m_0 et $tan\beta$. 139
7.10 Nombre de photons de fond obtenu à 2σ pour la paramétrisation de Bergström et pour différents seuils en énergie. 139
7.11 Nombre de photons de fond obtenu à 2σ pour la paramétrisation de Hunter et pour des seuils de 1 et 2 GeV. 139

7.12 Nombre de photons attendu dans le STD pour différents modèles de benchmark et pour un seuil de 1 GeV. 140
7.13 Nombre de photons attendu dans le STD pour différents modèles de benchmark et pour un seuil de 2 GeV. 140
7.14 Nombre de photons attendu dans le STD pour différents modèles de benchmark et pour un seuil de 2.5 GeV. 140
7.15 Nombre de photons attendu dans le STD pour différents modèles de benchmark et pour un seuil de 3 GeV. 140
7.16 Résultats et significativité pour les sources EGRET. 142
7.17 Résumé des résultats et significativités pour les modèles de benchmark et pour un seuil de 3 GeV. 142

9.1 Ensemble des sursauts utilisés dans notre étude. 158
9.2 Binning choisi pour réaliser les courbes de lumières. Estimation du niveau de bruit (moyenne et variance). 160
9.3 Les différents scénarios utilisés pour le choix des bandes d'énergie. 160
9.4 Indices spectraux des douze sursauts gamma obtenus par le fit avec la somme de deux exponentielles et d'une constante. 162

10.1 Valeurs des écarts d'énergie moyens $\Delta <$ E $>$ pour les six premiers GRB et tous les choix des bandes d'énergie. 169
10.2 Valeurs des écarts d'énergie moyens $\Delta <$ E $>$ pour les six autres GRB et tous les choix des bandes d'énergie. 169
10.3 Nombre de paires obtenues avant et après les sélections sur σ_{cut} et α_{cut} en sommant sur tous les sursauts, pour tous les scénarios et en considérant tous les extrema. 172
10.4 Résultats des ajustements par l'équation 10.8 pour les minima et les maxima. . 174
10.5 Valeurs minimums des χ^2/ndf obtenus avec les différents scénarios pour les minima et les maxima. 177
10.6 Valeurs des limites sur E_{QG} (GeV) obtenues avec les différents scénarios pour les minima et les maxima. 177

A.1 Ensemble des runs piédestaux utilisés dans ce travail de thèse. 189
A.2 Ensemble des runs physiques utilisés dans ce travail de thèse. 191

Index

A

aérogel 57, 65
accélération de particules chargées 26
acceptance 91, 128
Active Galactic Nuclei 28
afterglow 39, 48
AGN voir Active Galactic Nuclei
AMS Fast Simulator 123–141, 201
  fichier de configuration 202, 204–207
AMS-01 55, 57
  aimant 58
  compteur à aérogel 58
  détecteur de trace au Silicium 58
  STD 57
  TOF 57, 58
  véto 58
AMS-02 35, 55, 61
  aimant 64, 87
  compteurs anti-coïncidence 64
  détecteur à radiation de transition 62
  ECAL 88
    acceptance 91
    facteur de rejet 90
    résolution 91
  GPS 65
  RICH 64
  simulation rapide 123–141, 201
  Star-Tracker 65
  STD 87
    acceptance 91
    facteur de rejet 90
    résolution 91
  véto 64
AMSFS voir AMS Fast Simulator
Andrade (Edward) 21
angle d'incidence 124
annihilation
  de neutralinos 67, 137
  matière-antimatière 26
Anomalie Sud-Atlantique 60, 127
antimatière 67
approximation multirésolution 215
arcminute (') 42
arcseconde (") 42
astronomie gamma 21–37
Auger 34

B

Band (modèle de -) 48
BATSE 24, 42, 48, 155, 161
Becquerel (Henri) 21
benchmark (modèles de -) 138, 139, 141
BeppoSAX 42
blazar 25, 29, 133
bremsstrahlung voir rayonnement de freinage

C

CACTUS 25
calibration voir étalonnage
calibration (constante de -) 111

calorimètre 35, 36
calorimètre électromagnétique 88, 93
CANGAROO 25
cannonballs (modèle des -) 53
carte d'exposition 124, 207
CAT 25
CELESTE 25, 34
centre galactique 23, 24, 26, 127, 137
Čerenkov (effet -) 22, 30, 32, 35, 65
CGRO 24, 41
chambre à étincelles 35
coefficient de Lipschitz 166, 221, 227
coefficients d'ondelette 163, 219
  seuillage 163, 219
compteur à scintillation 35
Compton
  effet - 26, 30
  télescope - 35
COS-B 23, 24, 35
COSMOS-461 40
coupure géomagnétique 60
courbe de lumière 46, 159, 163, 170
CWT voir transformée en ondelettes continues

D

débruitage 162, 218
détecteur à effet Čerenkov atmosphérique 32
  échantillonneur 34
  imageur 33
détecteur à fluorescence 34
DarkSUSY 139
diffusion
  Compton 26, 30
  inverse Compton 26
dimensions supplémentaires 150
disque d'accrétion 28, 29
DWT voir transformée en ondelettes discrètes
dynode 120
  signal de - 119

E

ECAL 88
échelle 213
ECLAIRs 54
EGRET 24, 29, 35, 131
  catalogue - 25, 133, 141, 202, 207
émission retardée voir afterglow
étalonnage 93
étoile à neutrons 28
Explorer-XI 23
exposition 124

F

fireball (modèle -) 53
fluorescence (détecteur à -) 34
flux
  différentiel 127
  intégré 127, 207
fond diffus
  extragalactique 29
  galactique 28
FREGATE 71, 157, 167

G

gamma
  astronomie - 21–37
  découverte 21
  détecteurs au sol 30, 32, 34
  détecteurs en orbite 30, 35
  détection 29–37
  interaction avec la matière 30
  mécanismes de production 26
    accélération de particules chargées 26
    annihilation 26
    collisions 26
    effet inverse Compton 26
    effet synchrotron 26
    radioactivité 26
    rayonnement de freinage 26
Gamma ray bursts Coordinates Network 75
GCN voir Gamma ray bursts Coordinates Network
GEANT 123
gerbe atmosphérique 32
GLAST 26, 36, 54, 123
  GBM 37
  LAT 36
gravitation quantique 149–151
  à boucles 150
graviton 150
GRB voir sursaut gamma

H

halo de matière noire 137

HEGRA 25
Helios-2 41, 44
HESS 25, 34, 141
Hess (Victor) 21
HESS-II 26
HETE-1 69
HETE-2 25, 45, 69–75, 155
  alimentation 73
  contrôle d'attitude 73
  déclenchement 74
  dispositif au sol 74
  FREGATE 71, 157, 167
  SXC 73
  WXM 71

I

IMP-7 40
INTEGRAL 25, 43, 45
interétalonnage 93, 105, 119, 121
intercalibration voir interétalonnage
Interplanetary Network 41, 44, 75
IPN voir Interplanetary Network
ISEE-3 41
ISS voir Station Spatiale Internationale

K

KONUS 41, 45

L

LastWave 165, 166, 225, 226
Lightest Supersymmetric Particle 134
longueur de radiation 88
LSP voir Lightest Supersymmetric Particle

M

méthode de la médiane 163, 219
MAGIC 25, 141
Mars Odyssey 45
matière noire 26, 66, 134
MC (Monte Carlo) voir simulation
MESSENGER 45
microquasar 28
Minimum Ionizing Particle voir MIP
MIP 94, 95, 100–107, 121
MIR (station -) 55
modèle standard
  cosmologique 152
  de la physique des particules 53, 149
mode conversion 89
mode photon unique 90
modules maximaux 165
MySQL 202, 203

N

neutralino (χ_1^0) 134
noyaux actifs de galaxies 28

O

OGO-1 40
ondelette
  chapeau mexicain 164, 213
  de Haar 215
  Symmlet 164, 220, 226
ondelettes orthogonales 216
orbite 124
OSO-3 23
OSSE 155

P

paramétrisation surface effective 128
parsec (pc) 29
photoélectrique (effet -) 30
photomultiplicateur 89
photon gamma voir gamma
piédestal 96
Pionner 44
pions neutres (π^0) 26
PM voir photomultiplicateur
production de paire 30
profil de densité 137
profil de gerbe 119
PROGNOZ-2 40
pseudo-redshift 51
pulsar 25, 28, 133

R

régularité lipschitzienne 165, 221
rémanente (émission -) voir afterglow
résolution angulaire 129
radioactivité 26
RADSAT 40
rayonnement de freinage 26
rayons cosmiques 21, 66
  chargés 21

  composition 21
rayons gamma voir gamma
relativité générale 150
reste de supernova 27
RHESSI 45
rigidité 88
ROOT 123, 202, 207
Rutherford (Ernest) 21

S

SAS-2 23
seuil Čerenkov des électrons 32
Si-Tracker voir trajectomètre
simulation
  Monte Carlo 93, 108, 123
  rapide 123
SNR voir reste de supernova
SPACAL 88
SPS voir Super Proton Synchrotron
STACEE 25
Station Spatiale Internationale 55, 61, 64, 93, 124
  orbite 123, 124
STD voir trajectomètre
STFT voir transformée de Fourier à courte période ou par fenêtre
Super Proton Synchrotron 94
supernova 27, 51
Supernova Remnant voir reste de supernova
supersymétrie 134
surface effective 91, 128
sursaut gamma 39–54, 149, 157, 167
  afterglow 48
  catalogues 41
  courbe de lumière 46, 159, 163, 170
  découverte 40
  durée 45
  galaxie hôte 39, 51
  modèles 53
  spectre 48
SUSPECT 139
SWIFT 25, 43, 45, 155
symétrie de Lorentz 150
symmlet voir ondelette
synchrotron (effet -) 26

T

T90 159
tests faisceau 93–122
théorie des cordes 150
théorie quantique des champs 149
trajectomètre 35, 36, 87
transformée de Fourier 209–211
  à courte période 211
  par fenêtres 211
transformée en ondelettes 157, 211–222
  continues 164, 212–215, 220–222
  discrètes 162, 215–218
  et débruitage 162, 218–220
  et recherche d'extrema 164, 220–222
trou noir 28

U

UML 201

V

Vela (satellites -) 40
Venera 41, 44
VERITAS 25, 141
Villard (Paul) 21

W

WaveLab 163, 225, 226
Weakly Interacting Massive Particle 137, 138
WFT voir transformée de Fourier par fenêtres
WHIPPLE 24, 155
WIMP voir Weakly Interacting Massive Particle

Détection des gamma dans l'expérience AMS et analyse temporelle des sursauts gamma par la mission HETE-2

Résumé

AMS est un détecteur de particules qui sera embarqué à bord de la Station Spatiale Internationale début 2008. Avec son trajectomètre en silicium et son calorimètre électromagnétique, il pourra détecter les photons entre 1 GeV et 300 GeV. Dans la première partie de cette thèse, nous donnons les résultats obtenus lors de l'analyse des données d'un test sur faisceau du calorimètre électromagnétique. À l'aide d'un logiciel de simulation rapide, nous évaluons les capacités de détection d'AMS en gamma. Nous donnons des prédictions de flux pour différents types de sources astrophysiques et pour un halo de matière noire supersymétrique au centre galactique.

HETE-2 est un satellite actuellement en fonctionnement qui est conçu pour détecter et localiser les sursauts gamma. Du fait des énergies mises en jeu, ce type de source pourrait être utilisé pour tester des domaines de la physiques inaccessibles aux accélérateurs. Dans la deuxième partie de la thèse, nous étudions les courbes de lumières de douze sursauts gamma observés par le détecteur FREGATE à bord d'HETE-2 et pour lesquels une mesure du redshift est disponible. En étudiant les écarts temporels entre des photons de différentes énergies, nous pouvons déterminer une limite inférieure sur l'échelle de gravitation quantique de $E_{QG} > 10^{15}$ GeV.

Mots-clés : rayons cosmiques - photons gamma - simulation rapide - sources astrophysiques - matière noire - AMS-02 - Station Spatiale - HETE-2 - sursauts gamma - décalages temporels - analyse en ondelettes - gravitation quantique

Detection of gamma-rays in the AMS experiment and time analysis of gamma-ray bursts by HETE-2 mission

Abstract

AMS is a particle detector that will be launched on the International Space Station at the beginnning of 2008. With the Silicon Tracker and the Electromagnetic Calorimeter, it will be able to measure photons between 1 GeV and 300 GeV. In the first part of this thesis, results of the analysis of the calorimeter test beam data are given. Using a fast simulation tool, the gamma detection capabilities of AMS are evaluated. Predictions are made for different astrophysical sources as well as for the supersymmetric dark matter halo around the Galactic Centre.

HETE-2 is a satellite conceived to detect and localise gamma-ray bursts (GRBs) and is curently taking data. Given the energies released, GRBs could be used to test areas of physics unreachable with accelerators. In the second part of the thesis, we present the study of the light curves of twelve GRBs with known redshifts detected by FREGATE on board of HETE-2. By studying the time lags between photons of different energies, we are able to determine a lower limit on the quantum gravity scale of $E_{QG} > 10^{15}$ GeV.

Keywords : cosmic-rays - gamma - fast simulation - astrophysical sources - dark matter - AMS-02 - Space Station - HETE-2 - gamma-ray bursts - time lags - wavelet analysis - quantum gravity

Laboratoire de Physique Théorique et Astroparticules
LPTA - UMR 5207 - UM2/IN2P3/CNRS - BAT 13 - CC 070
Université Montpellier II - Place Eugène Bataillon
34095 MONTPELLIER Cedex 5 - FRANCE