Complémentarité de recherche de matière noire dans les galaxies naines sphéroïdes avec les expériences H.E.S.S. et Fermi-LAT

Christian Farnier

▶ **To cite this version:**

Christian Farnier. Complémentarité de recherche de matière noire dans les galaxies naines sphéroïdes avec les expériences H.E.S.S. et Fermi-LAT. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Montpellier II - Sciences et Techniques du Languedoc, 2009. Français. NNT : . tel-00521418

HAL Id: tel-00521418
https://theses.hal.science/tel-00521418

Submitted on 27 Sep 2010

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.

UNIVERSITE MONTPELLIER II
SCIENCES ET TECHNIQUES DU LANGUEDOC

THESE

Pour l'obtention du titre de

DOCTEUR EN SCIENCES DE L'UNIVERSITE MONTPELLIER 2

Discipline : Physique

Ecole Doctorale : Information, Structures, Système

par

Christian Farnier

Complémentarité de recherche de matière noire dans les galaxies naines sphéroïdes avec les expériences H.E.S.S. et Fermi-LAT

Soutenue publiquement le 23 octobre 2009 devant la Commission d'examen composée de :

Mme	H.	SOL	Rapporteur
M.	P.	SALATI	Rapporteur
Mme	A.	JACHOLKOWSKA	Directrice de thèse
M.	E.	NUSS	Co-directeur
M.	R.	PAIN	Président du jury
M.	F.	FEINSTEIN	Examinateur
M.	M.	MARTINEZ	Examinateur
M.	J.	COHEN-TANUGI	Invité

Table des matières

Introduction **1**

1 Cosmologie, matière noire et candidats **3**
1.1 Cadre cosmologique . . . 3
1.1.1 Equations de la relativité générale, métrique et modèle ΛCDM . . . 3
1.1.2 Histoire thermique de l'Univers - Densités . . . 6
1.2 La cosmologie par l'expérience : déterminations des paramètres cosmologiques et mise en évidence de l'existence de la matière noire . . . 10
1.2.1 A l'échelle galactique . . . 10
1.2.2 Les amas de galaxies . . . 12
1.2.3 Les supernovae de type Ia . . . 13
1.2.4 Nucléosynthèse primordiale . . . 13
1.2.5 Mise en évidence cosmologique . . . 14
1.3 Candidats à la matière noire : Revue partielle de différents modèles de physique des particules . . . 16
1.3.1 Conditions pour être un bon candidat à la matière noire . . . 16
1.3.2 Quelques candidats . . . 17
1.4 Deux théories au delà du modèle standard . . . 18
1.4.1 La supersymétrie . . . 19
1.4.2 Théories à dimensions supplémentaires . . . 24
1.5 Discussion sur les contraintes connues . . . 26
1.5.1 Contraintes venant des accélérateurs . . . 26
1.5.2 Contraintes venant de la recherche directe . . . 27
1.5.3 Contraintes venant de la recherche indirecte . . . 28
1.5.3.1 Antimatière . . . 28
1.5.3.2 Neutrinos . . . 29
1.5.3.3 Gamma . . . 30

I H.E.S.S. **33**

2 High Energy Stereoscopic System : H.E.S.S. **35**
2.1 Choix du site . . . 36

2.1.1 Situation géographique . . . 36
2.1.2 Motivations observationnelles . . . 36
2.1.3 Implantation sur le site . . . 37
2.2 Description de l'instrument : la structure . . . 39
2.2.1 Monture des télescopes . . . 39
2.2.2 Réflecteur et montage Davies-Cotton . . . 40
2.2.3 Alignement des miroirs, contrôle du pointé . . . 41
2.3 Description de l'instrument : la caméra . . . 42
2.3.1 Les photo-multiplicateurs . . . 43
2.3.2 Les cônes de Winston . . . 44
2.3.3 L'électronique d'acquisition . . . 45
2.3.3.1 Les tiroirs . . . 45
2.3.3.2 Baie d'électronique . . . 47
2.4 Système de déclenchement . . . 47
2.4.1 Déclenchement local . . . 48
2.4.2 Déclenchement global . . . 49
2.5 Paramètres atmosphériques et stratégies d'observation . . . 50
2.5.1 Contrôles des paramètres atmosphériques . . . 50
2.5.2 Stratégies d'observation . . . 51
2.5.2.1 Périodes d'observations . . . 51
2.5.2.2 Choix des sources . . . 51
2.5.2.3 Les modes de pointé . . . 51

3 Etudes des calibrations 53
3.1 Présentation de la chaîne de reconstruction des évènements . . . 54
3.1.1 Génération des gerbes de particules . . . 54
3.1.1.1 Développement des gerbes électromagnétiques . . . 54
3.1.1.2 Les gerbes hadroniques . . . 55
3.1.1.3 Le rayonnement Cherenkov . . . 56
3.1.2 Traitement des données . . . 57
3.1.3 Analyse des données . . . 58
3.2 Principe de la calibration . . . 59
3.2.1 Les différents coefficients de la calibration . . . 59
3.2.1.1 Les piédestaux . . . 60
3.2.1.2 Les voies haut gain et bas gain . . . 62
3.2.1.3 L'homogénéité de la caméra : le *Flat-Field* . . . 62
3.2.1.4 Etalonnage par les anneaux de muons . . . 63
3.2.1.5 Paramètres d'étalonnages moyens - Bases de données . . . 64
3.2.1.6 Voies non-opérationnelles . . . 65
3.2.2 Calibration en Namibie . . . 66
3.3 Comparaison des différents coefficients de la calibration . . . 66
3.3.1 Mise en place des outils de contrôle . . . 67
3.3.2 Exemples de résultats . . . 67

3.4 Discussion de l'influence des différences de calibration sur les résultats spectraux 74
3.4.1 Mise en place . . . 74
3.4.2 Exemples . . . 74
3.4.2.1 Analyse des données du Centre Galactique . . . 75
3.4.2.2 Analyse des données PKS2155-303 . . . 77

4 Méthodes de sélection et de reconstruction des gamma dans H.E.S.S 81
4.1 Introduction . . . 82
4.1.1 Images de gerbes dans un télescope Cherenkov . . . 82
4.2 Reconstruction des paramètres des gerbes . . . 84
4.2.1 Sélection selon la méthode des moments réduits de Hillas . . . 84
4.2.2 Sélection selon le Model3D . . . 87
4.2.3 Sélection selon le Model2D . . . 89
4.3 Reconstruction en énergie, acceptance et résolution . . . 91
4.3.1 Hillas . . . 92
4.3.2 Model3D . . . 93
4.3.3 Model2D . . . 93
4.3.4 Surfaces de collection des gamma . . . 93
4.3.5 Résolution angulaire . . . 95
4.4 Définition des régions OFF et soustraction du bruit de fond résiduel . . . 95
4.4.1 Soustraction par la méthode On-Off . . . 97
4.4.2 Soustraction par la méthode des régions Off multiples . . . 98
4.4.3 Soustraction par la méthode du segment d'anneau . . . 99
4.4.4 Soustraction par la méthode de l'anneau complet . . . 99
4.4.5 Soustraction par la méthode *Template* . . . 99
4.5 Sélection par combinaison de variables discriminantes . . . 100
4.5.1 Corrélations des variables discriminantes . . . 100
4.5.2 CombinedCut2 . . . 102
4.5.3 Xeff . . . 103
4.6 Performances des différentes méthodes d'analyses . . . 107

5 Observations de la galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire par H.E.S.S. 111
5.1 La galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire . . . 112
5.1.1 Caractéristiques générales . . . 112
5.1.2 Modélisation du halo de la matière noire . . . 113
5.1.2.1 Profil Navarro-Frenk-White . . . 116
5.1.2.2 Profil de cœur . . . 116
5.1.2.3 Discussion des résultats avec les différents profils de distribution de matière noire . . . 117
5.2 Analyse des données 2006-2007 . . . 118
5.2.1 Lots de données . . . 118
5.2.2 Résultats des observations obtenues avec les différentes méthodes de reconstruction . . . 118

5.2.3 Limite sur le flux . . . 121
5.3 Analyse à plus hautes énergies : étude d'un signal faible proche. . . . 123
5.4 Nouveaux résultats . . . 125
5.4.1 Analyse de Sagittarius dSph . . . 127
5.4.1.1 Limites sur le nombre de gamma et les flux . . . 127
5.4.2 Analyse complète de J1854 . . . 128
5.4.2.1 Limite sur le flux . . . 132

6 Contraintes sur la matière noire à partir des observations de la galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire par H.E.S.S. 135
6.1 Introduction . . . 136
6.2 Contraintes sur le flux de gamma issus de l'annihilation de matière noire . . . 136
6.2.1 Continuum gamma du spectre d'annihilation . . . 136
6.2.2 Le cas des raies monochromatiques . . . 138
6.3 Contraintes apportées dans les différents cadres de modèles de matière noire . . . 138
6.3.1 Cadre phénoménologique MSSM . . . 139
6.3.2 Cadre mSUGRA . . . 140
6.3.3 Les contraintes en variant les rapports de branchements . . . 142
6.3.4 Cadre Kaluza-Klein . . . 145

II Fermi 149

7 Présentation de l'expérience Fermi (GLAST) 151
7.1 Le Gamma-ray Burst Monitor : GBM . . . 153
7.1.1 Description de l'instrument . . . 153
7.1.2 Les objectifs scientifiques du GBM . . . 155
7.2 Le Large Area Telescope : LAT . . . 156
7.2.1 Les instruments composant le LAT . . . 157
7.2.1.1 Convertisseur-trajectographe (Tracker : TKR) de précision . . . 158
7.2.1.2 Calorimètre . . . 160
7.2.1.3 Détecteur d'anti-coïncidence . . . 160
7.2.2 Bruit de fond et déclenchement dans le LAT . . . 161
7.2.2.1 Le bruit de fond . . . 161
7.2.2.2 Déclenchement du LAT . . . 165
7.2.3 Les objectifs scientifiques du LAT . . . 166
7.2.4 Recherche de matière noire avec le LAT . . . 170
7.2.4.1 Le centre de la Galaxie . . . 170
7.2.4.2 Le halo galactique . . . 171
7.2.4.3 Le signal de matière noire sous forme de lignes . . . 172
7.2.4.4 Les galaxies naines sphéroïdes . . . 173

8 Prédictions de sensibilité **175**
8.1 Mise en oeuvre . . . 176
8.1.1 Fonction de réponse instrumentale . . . 177
8.1.2 Sensibilité sur le long terme . . . 179
8.1.3 Ingrédients du modèle . . . 180
8.1.3.1 Source de matière noire . . . 180
8.1.3.2 Emissions diffuse . . . 183
8.2 Sensibilité par la méthode des moindres carrés (χ^2) . . . 186
8.3 Présentation du maximum de vraisemblance utilisé dans Fermi . . . 189
8.3.1 Analyse échantillonée ou évènement par évènement . . . 190
8.3.2 Test d'hypothèse - Test Statistic - Significativité . . . 191
8.4 Sensibilités obtenues avec le maximum de vraisemblance . . . 192
8.4.1 Environnement de type Draco . . . 193
8.4.1.1 Profil de matière noire . . . 193
8.4.1.2 Bruit de fond . . . 193
8.4.1.3 Résultats . . . 193
8.4.2 Environnement de type Sagittarius dSph . . . 194
8.4.2.1 Profil de matière noire . . . 194
8.4.2.2 Bruit de fond . . . 194
8.4.2.3 Résultats . . . 195
8.4.3 Limitations de la méthode . . . 197
8.5 Validation de l'outil DMFit . . . 199
8.5.1 Présentation de DMFit . . . 199
8.5.2 Présentation des résultats de validation : stabilité et performances . . . 200
8.5.2.1 Résultats . . . 201

9 Analyse des galaxies naines avec Fermi - Résultats **205**
9.1 Analyse des données . . . 206
9.1.1 Sélection des données . . . 208
9.1.2 Modèle de fond (diffus) . . . 208
9.1.3 Présentation des étapes de l'analyse des données du Fermi-LAT . . . 210
9.2 Présentation des résultats . . . 210
9.2.1 Cartes du ciel . . . 211
9.2.2 Spectres astrophysiques conventionnels . . . 213
9.2.3 Limites supérieures sur les flux en loi de puissance . . . 219

10 Contraintes sur quelques modèles de matière noire **223**
10.1 Limites supérieures sur les flux issus de la matière noire . . . 224
10.1.1 Flux issus de différents modèles . . . 224
10.1.2 Limites individuelles . . . 226
10.2 Modélisations des profils de densité de galaxies naines . . . 228
10.3 Contraintes sur des modèles de candidats à la matière noire . . . 230
10.3.1 Modèle d'extension supersymétrique minimale : MSSM . . . 230

10.3.2 Modèle minimal de SuperGravité : mSUGRA 233
10.3.3 Modèles de supersymétrie brisée par anomalies : AMSB 233
10.3.4 Modèles à dimensions supplémentaires universelles 234
10.3.5 Modèles “leptophiles” 236

Conclusion **241**

Bibliographie **247**

Table des figures

1.1 Courbe de rotation de la galaxie NGC 6503 10
1.2 Spectre de puissance du fond diffus cosmologique 15
1.3 Etats des lieux des observations à haute énergie du flux des électrons et positrons et de la fraction de positrons en 2009 28
1.4 Emissions diffuses vu par EGRET et par le Fermi-LAT 31
1.5 Spectre du Centre Galactique observé par H.E.S.S. en 2003 et 2004 et comparaison avec des modèles de matière noire. 31

2.1 Visibilité du ciel et du Centre Galactique par H.E.S.S. 37
2.2 Vue schématique du réseau de H.E.S.S. 38
2.3 Centre de contrôle de H.E.S.S. 39
2.4 Schémas d'un télescope de H.E.S.S. et du montage Davies-Cotton 40
2.5 Principe d'alignement des miroirs et principe de fixation des miroirs 42
2.6 Photographie et schéma d'une des caméras de H.E.S.S. 43
2.7 Vue de profile d'un des tiroirs de H.E.S.S. contenant 16 PMs et l'électronique de lecture et de déclenchement local 44
2.8 Efficacités quantique et de collection d'un PM de H.E.S.S. 44
2.9 Cône de Winston 45
2.10 Lecture d'une voie d'une mémoire analogique et définitions des paramètres N_d et N_L. 46
2.11 Taux de déclenchements du système en fonction de différents seuils. 48
2.12 Schéma de sectorisation d'une caméra de H.E.S.S. 49

3.1 Comparaison des profils transversaux des gerbes électromagnétiques et hadroniques. 56
3.2 Schéma : du γ incident aux DST 58
3.3 Distribution des charges intégrées lors des acquisitions de photo-électrons uniques et positions des piédestaux. 61
3.4 Images d'anneaux de muons observés par les caméras de H.E.S.S. 64
3.5 Différence des valeurs des calibrations du coefficient $\gamma_e^{ADC} * FF$ pour le télescope CT1. 69
3.6 Exemple de désaccord dans les deux chaînes de calibration. 70

3.7 Suivi de la dispersion relative du coefficient de calibration $\gamma_e^{ADC} * FF$ pour CT1 pour les 9^{res} périodes de 2006. 71
3.8 Suivis temporels des différences de calibration pour le télescope CT1 (période d'avril 2004/2005/2006). 72
3.9 Suivis temporels des différences de calibration pour le télescope CT1 (période de septembre 2004/2005/2006). 73
3.10 Différences de calibration Centre Galactique P2006 06 : carte du ciel 76
3.11 Différences de calibration Centre Galactique P2006 06 : significativité 77
3.12 Différences de calibration du Centre Galactique pour la période P2006 06 : mise en évidence par les spectres reconstruits 78
3.13 Différences de calibration de PKS2155-303 P2006 06 : spectre 79

4.1 Exemples d'images Cherenkov obtenu par les caméras de H.E.S.S. 83
4.2 Paramètres de Hillas d'une gerbe électromagnétique. 84
4.3 Reconstruction de la position de la source dans le ciel dans H.E.S.S. 85
4.4 Reconstruction du paramètre d'impact de la gerbe dans H.E.S.S. 85
4.5 Corrélations entre les variables MSL et MSW. 86
4.6 Distribution renormalisée selon le paramètre MSS des évènements d'un lot de données de la nébuleuse du Crabe. 87
4.7 Image d'une gerbe électromagnétique telle que définie dans le Model3D. 88
4.8 Exemple de critère discriminant gamma/hadron dans le Model3D. 89
4.9 Largeur3D réduites et ré-échellonnées des gerbes électromagnétiques et hadroniques. 90
4.10 Discrimination des gerbes électromagnétiques et hadroniques par la variable "MeanScaledGoodness". 91
4.11 Surfaces effectives de collection des gamma. 94
4.12 Résolutions angulaires des différentes méthodes de reconstruction utilisées dans H.E.S.S. 96
4.13 Distribution angulaire des évènements pour la nébuleuse du Crabe. Définition des évènements N_{ON} et N_{OFF}. 97
4.14 Définition des régions Off utilisées dans les méthodes de soustraction de fond résiduel On-Off et régions Off multiples. 98
4.15 Définition des régions Off utilisées dans la méthode de soustraction de fond résiduel du segment d'anneau et pour le calcul des cartes d'excès de ciel dans la méthode de l'anneau complet. 99
4.16 Efficacités aux gamma des différentes méthodes de reconstruction utilisées dans H.E.S.S. 101
4.17 Corrélations entre des variables MSW, MSL et R3D avec MSG. 102
4.18 Facteur de qualité de la variable X_{eff} dans le plan X_{eff}, η. 104
4.19 Histogrammes de distributions du nombre d'évènements ON, OFF et ON-OFF selon X_{eff} d'un lot de données de la nébuleuse du Crabe. 105
4.20 Facteur de qualité, rapport signal sur bruit et intégrale du nombre de gamma selon X_{eff} pour un lot de données de la nébuleuse du Crabe. 106

4.21 Facteur de qualité, rapport signal sur bruit et intégrale du nombre de gamma selon $Xeff_{3D}$ pour un lot de données de la nébuleuse du Crabe. 106
4.22 Comparaison des distributions radiales des évènements pour des analyses d'un lot de données de la nébuleuse du Crabe. 108

5.1 Vue d'artiste de la Voie Lactée en coupe avec la position de Sagittarius dSph . . 113
5.2 Position de la galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire dans le ciel. 113
5.3 Visibilité annuelle de la galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire avec H.E.S.S. pour l'année 2008. 114
5.4 Profiles lumineux radiaux de Sagittarius dSph et M54. 115
5.5 Carte d'excès du champ de vue de H.E.S.S. centrée sur la position de la galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire. 119
5.6 Carte de significativité du champ de vue de H.E.S.S. centrée sur la position de la galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire. 119
5.7 Distribution radiale des évènements de l'analyse X_{eff} de Sagittarius dSph. 120
5.8 Facteur de qualité, intégrale du nombre de gamma et rapport signal sur bruit des données de Sagittarius dSph pour l'analyse selon X_{eff} 121
5.9 Courbe d'acceptance moyenne de la galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire pour les observations effectuées par H.E.S.S. 122
5.10 Carte de significance de la région du ciel centrée sur le faible signal J1854 pour l'analyse X_{eff} à 200 pe. 124
5.11 Distribution radiale des évènements ON (barres d'histogrammes vertes) et OFF (croix noires) en provenance de 1854-30. Le nombre de gamma obtenus et la significance correspondent à la coupure en θ^2 d'une source quasi-ponctuelle $\theta^2 < 0.01^{\circ 2}$). 125
5.12 Spectre du hotspot J1854 pour une forme spectrale supposée être une simple loi de puissance. 126
5.13 Cartes d'excès et de significativé et distribution radiale des évènements de Sagittarius dSph pour l'année 2008 128
5.14 Cartes d'excès et de significativé et distribution radiale des évènements de Sagittarius dSph pour l'ensemble des observations de Sagittarius dSph durant les années 2006, 2007 et 2008 129
5.15 Variation de la significativité et du nombre de gamma en provenance de Sagittarius dSph au cours du temps sur l'ensemble des périodes d'observations 130
5.16 Limites supérieures sur les flux intégrés pour différentes formes spectrales obtenues pour l'ensemble des données de Sagittarius dSph 130
5.17 Cartes d'excès et de significativé et distribution radiale des évènements de J1854 pour l'année 2008 131
5.18 Cartes d'excès et de significativé et distribution radiale des évènements de J1854 pour l'année 2008 132
5.19 Variation de la significativité et du nombre de gamma en provenance de J1854 au cours du temps sur l'ensemble des périodes d'observations 133

5.20 Limites supérieures sur les flux intégrés pour différentes formes spectrales obtenues pour l'ensemble des données de J1854 133

6.1 Limites supérieures à 95%C.L. sur $< \sigma v >$ dans le cadre pMSSM pour deux modélisations de halo de Sagittarius dSph. 141
6.2 Limites supérieures à 95%C.L. sur $< \sigma v >$ dans le cadre mSUGRA pour deux modélisations de halo de Sagittarius dSph. 143
6.3 Comparaison de deux codes utilisés pour obtenir la densité relique dans le plan (m_0,$m_{1/2}$). 144
6.4 Spectres gamma issus des différents canaux autorisés pour un neutralino d'environ 700 GeV. 144
6.5 Plan (m_χ, $< \sigma v >$) du flux intégré au-delà de 110 GeV pour l'annihilation de neutralino exclusivement en $b\bar{b}$. 145
6.6 Plan (m_χ, $< \sigma v >$) de la significativité du signal observable par H.E.S.S. pour l'annihilation de neutralino exclusivement en $b\bar{b}$. 145
6.7 Plan (m_χ, $< \sigma v >$) du flux intégré au-delà de 110 GeV pour l'annihilation de neutralino exclusivement en $\tau^+\tau^-$. 146
6.8 Plan (m_χ, $< \sigma v >$) de la significativité du signal observable par H.E.S.S. pour l'annihilation de neutralino exclusivement en $\tau^+\tau^-$. 146
6.9 Limites supérieures à 95%C.L. dans le plan ($< \sigma v >, m_{LKP}$) pour les modèles KK UED. 147

7.1 Fermi à bord de la fusée Delta II 152
7.2 Représentation schématique et photographie du satellite Fermi et des deux instruments à bord. 154
7.3 Photographies des détecteurs de NaI et BGO du GBM. 154
7.4 Résolution en énergie et surface efficace des détecteurs du GBM. 155
7.5 Vue éclatée du LAT. 157
7.6 Section efficace totale des photons dans un matériau de haute densité. 158
7.7 Vue éclatée du calorimètre du LAT. 161
7.8 Evènement "self-veto" dans l'ACD. 162
7.9 Moyennes orbitales des flux des bruits de fond de diverses composantes utilisées dans la modélisation du fond du LAT 163
7.10 Cartographie de l'albédo γ par EGRET. 165
7.11 Simulations Monte-Carlo de la sensibilité du LAT en fonction du temps d'exposition et du flux de la source. 167
7.12 Différents profils de densité de matière noire au Centre Galactique et impact de la présence d'un trou noir super massif. 171

8.1 Fermi-LAT IRFs 179
8.2 Carte d'exposition du ciel pour cinq ans de prise de données du Fermi-LAT . . . 180
8.3 Spectres de gamma issus de l'annihilation de neutralino en fonction de différents canaux d'annihilation et abondances des rapports d'embranchement $b\bar{b}$, W^+W^-, $\tau^+\tau^-$ et $\mu^+\mu^-$ dans l'espace des paramètres pMSSM. 182

8.4 Deux modèles d'émission gamma diffuse galactique différents. 185
8.5 Estimation pré-lancement de la sensibilité pour Sagittarius dSph 188
8.6 Sensibilité du Fermi-LAT à la recherche de matière noire dans une région semblable à Draco. 195
8.7 Intégrale sur la ligne de visée de la distribution de matière noire dans Sagittarius dSph en fonction du rayon d'intégration du signal 196
8.8 Sensibilité du Fermi-LAT à la recherche de matière noire pour une source étendue dans une région proche du plan galactique. 197
8.9 Impact du modèle de fond utilisé sur la sensibilité du Fermi-LAT à la recherche de matière noire pour une source étendue dans une région proche du plan galactique. 198
8.10 Valeur, erreur relative et écart standard du flux reconstruit en fonction du couple $(m_{DM}^{SIMU}, \Phi^{SIMU})$ 201
8.11 Valeur, erreur relative et écart standard de la masse reconstruite en fonction du couple $(m_{DM}, < \sigma v >)$ 202
8.12 Potentiel de découverte de la matière noire avec le Fermi-LAT dans Draco et Sagittarius dSph en utilisant DMFit. 203

9.1 Cartes des régions du ciel, centrées sur les galaxies naines sphéroïdes analysées, telles qu'observées par le LAT au-delà de 100 MeV pour les 11 premiers mois de prises de données. 211
9.2 Evolution du maximum de vraisemblance en fonction de la distance séparant la source EMS0659 de Sextans dSph 213
9.3 Spectres obtenus sur les différentes régions de ciel centrées sur les galaxies naines sphéroïdes 215
9.4 Résidus des spectres présentés sur la figure 9.3 216
9.5 Cartes de significativité de ciel, centrées sur les galaxies naines sphéroïdes analysées 220

10.1 Limites supérieures à 95%C.L. des flux gamma issus de l'annihilation de WIMPs en canaux exclusifs. 226
10.2 Limites supérieures à 95%C.L. des flux gamma issus de l'annihilation de WIMPs dans des états mélangés. 227
10.3 Comportement des limites supérieures sur le flux en fonction des différents canaux et évolution des contraintes en fonction du seuil en énergie de l'analyse dans le cas de Segue I. 228
10.4 Exemples de fonctions de densités de probabilité d'intégrale le long de la ligne de visée de la distribution de matière noire pour différentes résolutions angulaires dans le cas des galaxies naines Draco et Segue I. 230
10.5 Confrontation des Modèles MSSM avec les contraintes obtenues. 232
10.6 Confrontation des modèles mSUGRA avec les contraintes obtenues. 234
10.7 Confrontation des modèles AMSB avec les contraintes obtenues. 235
10.8 Confrontation des modèles UED avec les contraintes à 11 mois. 236
10.9 Contraintes sur les modèles leptophilles obtenues pour le canal d'annihilation $\mu^+\mu^-$. 238

Liste des tableaux

1.1 Paramètres cosmologiques 16
1.2 Particules du modèle standard et leurs partenaires supersymétriques dans le MSSM 21
1.3 Contenu en champs du MSSM. 21

2.1 Spécifications de la structure mécanique d'un télescope de H.E.S.S. 39
2.2 Valeurs des coefficients de déclenchements 50

3.1 Différences de significativité observées sur le Centre Galactique pour les deux chaînes de calibrations. 75

4.1 Corrélations des variables discriminantes des trois méthodes de reconstructions utilisées dans H.E.S.S. 101
4.2 Performances des différentes analyses utilisées dans H.E.S.S. appliquées à un lot de données de la nébuleuse du Crabe. 108

5.1 Paramètres structuraux des modèles de halo de Sagittarius dSph. 117
5.2 Evènements ON et $ON - OFF$ contenus dans un disque de 0.141° de rayons autour de la position nominale de Sagittarius dSph ainsi que le nombre d'évènements contenus dans les zones miroirs. Les deux dernières colonnes correspondent à la significance et au rapport signal sur bruit obtenus pour les valeurs précédentes. 120
5.3 Limites supérieures à 95% C.L. des flux en provenance de Sagittarius dSph. . . . 123
5.4 Résultats des observations du signal J1854 en fonction de la coupure en charge de l'image. 124
5.5 Limites supérieures à 95% C.L. des flux, intégrés au-delà de 230 GeV, en provenance de Sagittarius dSph pour les données 2006, 2007 et 2008. 127

6.1 Limites supérieures à 95% C.L. des flux en provenance de Sagittarius dSph. . . . 137
6.2 Région de l'espace des paramètres pMSSM aléatoirement étudiée. 140
6.3 Région de l'espace des paramètres mSUGRA aléatoirement étudiée. 142

7.1 Liste et caractéristiques des galaxies naines étudiées avec le Fermi-LAT. 174

8.1 Résumé des fonctions de réponses totales du LAT à 100, 500, 1000 et 10000 MeV. 178

9.1 Nombre d'évènements observés et prédits dans les régions d'intérêt centrées sur dSph, pour les 11 premiers mois avec une analyse ayant un seuil à 100 MeV . . . 218
9.2 Limites supérieures à $95\%^{C.L.}$ sur les flux intégrés pour des modélisations des dSph en sources ponctuelles et loi de puissance d'indice variant entre -1.8 et -2.4 pour des énergies seuil de 100 MeV et 1 GeV. 221

10.1 Propriétés des halos de matière noire des différentes galaxies considérées. 229
10.2 Espace des paramètres MSSM 231
10.3 Espace des paramètres mSUGRA 233

Remerciements

Je tiens en premier lieu à remercier Alain Falvard pour m'avoir accueilli au Laboratoire de Physique Théorique et Astroparticules de Montpellier, et m'avoir ainsi permis de travailler sur ces deux expériences magnifiques que sont H.E.S.S et Fermi.

Je remercie aussi mes directeurs de thèse : Agnieszka Jacholkowska et Eric Nuss, pour leur suivi durant ma thèse et leurs relectures attentives durant la période de rédaction. Merci notamment à Agnieszka de m'avoir fait découvrir l'astronomie gamma des très hautes énergies au cours de mon stage de master 2. Cette expérience m'a donné envie de pousser plus avant dans ce domaine d'étude où de nombreuses questions restent encore en suspens et qui m'a passionné tout au long de ces trois années.

Je tiens aussi à remercier particulièrement Johann Cohen-Tanugi pour son regard attentif sur l'ensemble des questions d'analyse statistique auxquelles j'ai été confronté, ainsi que pour l'aide qu'il m'a apportée sur l'analyse des données Fermi.

Pour avoir accepté d'évaluer mon travail, je tiens à exprimer ma reconnaissance à l'ensemble des membres de mon jury. A Reynald Pain, pour avoir bien voulu en être le président, à Manel Martinez, pour avoir investi du temps à lire cette thèse en français et ses remarques sur le manuscrit, à Fabrice Feinstein qui, outre son soutien dans le déroulement de cette thèse, a aussi accepté d'en être un examinateur. Finalement, je voudrais aussi exprimer ma profonde gratitude à Hélène Sol et Pierre Salati, mes rapporteurs, pour leur lecture attentive du manuscrit.

Merci à l'ensemble des membres du groupe "Astroparticules" : Armand, Alexandre, Claudia, Fabio, Fabrice, Fred, Georges, Jérémie, Matthieu, Michèle, Stéphane, Véronique, Yves. Les discussions que nous avons pu avoir lors des nos réunions ou en aparté ont largement participé à la construction de cette thèse. Je tiens à remercier l'ensemble des membres des autres groupes du LPTA, avec une mention particulière à Gilbert Moultaka, pour nos échanges très instructifs (pour moi) sur certains modèles particuliers de matière noire.

Merci aussi à Nicolas Clémentin et Dominique Caron du service info, pour l'aide qu'ils m'ont dispensée et pour avoir supporté mes allées et venues dans leur bureau pour toutes les questions triviales (pour eux) que je leur ai posées.

J'ai eu la chance de travailler dans deux collaborations ayant des influences majeures dans leur domaine. Je ne peux malheureusement pas citer l'ensemble des personnes qui y sont impliquées sans être sûr de ne pas en oublier, qu'elles me pardonnent donc ce message collectif, sachez néanmoins que sans votre travail, cette thèse n'aurait pu être effectuée. Un grand merci à tous.

Un très grand merci à l'ensemble des doctorants du LPTA sans qui cette thèse aurait eu une toute autre saveur. Merci donc aux "vieux" qui étaient déjà là pour m'accueillir : Federico,

Saedda, Sylvain, Radouane, Sean et Armand ; et merci aussi aux “jeunes” arrivés par la suite sans qui je me serais senti bien seul : Amine, Bruno, Brasilou, Petrutza, Véronique, Jérémie, Fabio. Grâce à vous, aux (parfois longues) pauses cafés, aux sorties cinés, aux discussions passionnées sur n'importe quel sujet, aux soirées passées en votre compagnie, je ne garde de mon passage à Montpellier que des souvenirs de bonne humeur et mon enthousiasme à venir au labo le matin.

Une pensée particulière pour mes amis drômois, Gaël, Cécile, Jonathan, Marie, Jean-Baptiste, Laure et Karin. Merci à vous tous pour votre amitié de longue date. Avoir pu se réunir malgré l'éloignement et partager des moments bien éloignés de mes travaux quotidiens m'a apporté des bouffées d'oxygène qui ont largement contribué à me remotiver durant ces années de thèse.

Enfin un énorme merci à ma famille et surtout à mes parents et à ma s ur, pour leur soutien indéfectible durant toutes ces années. Les mots ne suffisent pas à exprimer tout ce que je vous dois.

Introduction

Le modèle cosmologique le plus simple permettant de justifier les différentes mesures expérimentales est le modèle ΛCDM. Après une brève introduction de ce modèle afin de définir le cadre cosmologique dans lequel cette étude a été menée, nous présenterons un faisceau de preuves observationnelles qui converge actuellement vers la présence de matière noire froide et non baryonique, représentant environ 80% de la quantité totale de matière présente dans l'Univers. Le Modèle Standard de la physique de particules, remarquable par ses prédictions d'une extrême précision pour décrire les interactions observées en physique des particules, n'est malheureusement pas en mesure d'en expliquer la nature. C'est une des raisons pour lesquelles des extensions du Modèle Standard sont envisagées. Deux cadres de travail particuliers, la Supersymétrie et les modèles à dimensions supplémentaires universelles, seront alors discutés. Ils fournissent, sous la forme de particules massives intéragissant faiblement, des candidats viables pour expliquer l'abondance cosmologique de matière noire observée. Celle-ci est attendue avec une concentration importante dans les galaxies naines sphéroides et l'annihilation de ces particules pourrait conduire à des signaux en provenance des ces objets observables par les détecteurs d'astronomie gamma au sol ou en orbite autour de la Terre. La recherche d'un signal gamma issu de l'annihilation de particules de matière noire dans les galaxies naines sphéroïdes par ces deux types d'expériences est précisément l'objet de cette thèse.

Ainsi la première partie sera consacrée au réseau de télescopes du *High Energy Stereoscopic System* (H.E.S.S.) installé en Namibie, que nous décrirons dans le chapitre 2. Dans le chapitre suivant, nous présenterons le principe de la calibration de l'instrument ainsi qu'une étude comparative sur les deux chaînes de calibrations utilisées dans la collaboration H.E.S.S. L'impact de ces deux chaînes sur la reconstruction spectrale sera discuté dans le cas du Centre Galactique et du blazar PKS2155-303.

Au chapitre 4, les méthodes usuelles de reconstruction et de discrimination entre les gamma et les hadrons seront détaillées. Nous exposerons aussi une nouvelle technique, que nous avons développée afin d'améliorer la recherche de signaux faibles, fondée sur la combinaison de paramètres discriminants. La validation et la comparaison de cet outil par rapport aux méthodes usuelles seront présentées dans le cas de la nébuleuse du Crabe, chandelle standard de l'astronomie gamma.

L'utilisation de cette technique afin de rechercher un signal en provenance de la galaxie naine du Sagittaire et l'établissement des résultats obtenus sur les données de 2006 à 2008 pour des formes spectrales en loi de puissance correspondantes à des sources astrophysiques conventionnelles, feront l'objet du chapitre 5. Au chapitre suivant, une interprétation des résultats

pour des signaux gamma issus de l'annihilation de particules de matière noire sera discutée dans différents modèles au-delà du Modèle Standard.

La deuxième partie de cette thèse est entièrement consacrée à l'observatoire Fermi et plus précisément au *Large Area Telescope* (LAT), un des deux détecteurs se trouvant à son bord.

Après une courte présentation du *Gamma-ray Burst Monitor* (GBM), l'autre détecteur à bord de Fermi, nous détaillerons le détecteur LAT, ses objectifs scientifiques et son potentiel d'étude de la matière noire. Le chapitre 8 sera en outre entièrement axé sur le calcul de la sensibilité du LAT à un signal de matière noire en provenance des galaxies naines sphéroïdes. Plusieurs méthodes d'analyses ont été testées et leurs résultats seront exposés.

Au chapitre 9, nous discuterons les différentes étapes de l'analyses des données du LAT et les résultats obtenus pour 15 galaxies naines à partir des 11 premiers mois de prise de données, dans l'hypothèse de sources astrophysiques en loi de puissance. Dans le dernier chapitre, les contraintes dérivées sur les sections efficaces d'annihilation des nouvelles particules seront présentées et différents modèles de matière noire leur seront confrontés.

Chapitre 1

Cosmologie, matière noire et candidats

L'objet de ce chapitre est de définir le contexte scientifique dans lequel la recherche de matière noire, ligne directrice de cette thèse, s'est articulée. En un peu moins d'un siècle, le schéma général de la cosmologie a été grandement modifié. Tout d'abord de façon théorique par les travaux d'Einstein, de Friedmann et de Lemaître permettant de décrire un univers dynamique. Puis de façon observationnelle par les résultats de Hubble démontrant l'expansion de l'Univers et de Zwicky suggérant la présence en quantité importante d'une matière non lumineuse dans l'amas de galaxies de Coma. Dans la première section, nous établirons le cadre cosmologique que nous considérons pour cette étude. Nous discuterons ensuite de différentes mesures permettant d'obtenir les paramètres du modèle cosmologique standard et les preuves de l'existence de la matière noire en examinant l'Univers à différentes échelles. Dans la section 1.3 nous discuterons les propriétés que les candidats, proposés par diverses théories de physique des particules, doivent satisfaire afin de pouvoir rendre compte des résultats expérimentaux et nous présenterons quelques uns de ces candidats. La section suivante approfondira cette discussion pour deux modèles théoriques particuliers, se situant au-delà du Modèle Standard de la physique des particules que sont la supersymétrie et les théories à dimensions supplémentaires. Enfin la dernière partie du chapitre sera consacrée à une discussion sur les contraintes expérimentales établies à ce jour, sur la nature de la matière noire.

1.1 Cadre cosmologique

Dans cette partie nous allons présenter les hypothèses cosmologiques formulées qui permettent d'établir le cadre de travail dans lequel nous conduirons notre étude. Nous discuterons aussi les grandes étapes suivies lors de l'évolution de l'Univers, basées sur l'interprétation d'un nombre important de résultats observationnels.

1.1.1 Equations de la relativité générale, métrique et modèle ΛCDM

La cosmologie moderne, est née peu après l'établissement de la Relativité Générale par Einstein en 1915 et les premiers modèles d'univers dynamiques discutés par Friedmann en 1922. Grâce à Einstein, un cadre théorique permettant de décrire un univers dynamique a été

développé. Il repose sur la théorie de la relativité restreinte et le principe d'équivalence, qui suppose que la masse gravitationnelle et la masse inertielle sont identiques. La théorie de la relativité générale permet d'expliquer la trajectoire des particules dans un espace temps courbe. Le principe de moindre action en relativité générale s'écrit sous la forme suivante (établie par Einstein)

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = 8\pi G_N T_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu}, \tag{1.1}$$

où $R_{\mu\nu}$ et R sont respectivement le tenseur, et sa contraction, le scalaire de Ricci, $g_{\mu\nu}$ est la métrique adoptée, Λ est la constante cosmologique et $T_{\mu\nu}$ est le tenseur énergie-impulsion. Le facteur $8\pi G_N$ est introduit afin de retrouver la gravitation classique dans la limite des champs faibles. Ces équations tensorielles permettent de relier la géométrie de l'espace-temps à son contenu en énergie.

Grâce aux équations tensorielles d'Einstein 1.1, il est possible de décrire un univers dynamique (en contraction ou en expansion). Cependant, la résolution de ces équations peut être extrêmement difficile selon l'espace de travail considéré. Il existe certaines hypothèses, justifiées, qui permettent de simplifier le problème de façon importante. Les deux grandes hypothèses formulées en cosmologie sont l'homogénéité et l'isotropie de l'Univers dans lequel nous nous trouvons. La première induit que tout point de l'Univers est statistiquement équivalent à un autre, tandis que la seconde suppose qu'il n'existe aucune direction privilégiée de notre espace. Ces deux hypothèses constituent le *principe cosmologique*. Les observations effectuées par les expériences SDSS[1] et 2dF[2] ont montré que pour des échelles supérieures à ~ 100Mpc, l'Univers est effectivement homogène. L'étude du fond diffus, sur laquelle nous reviendrons plus tard, permet de vérifier la seconde assertion, puisque les fluctuations de températures dans le rayonnement diffus micro-ondes ne sont visibles qu'avec une résolution extrêmement élevée ($\Delta T/T \sim 10^{-5}$). La métrique la plus générale satisfaisant au principe cosmologique est la métrique de Robertson-Walker. Son expression en coordonnées cylindriques est donnée par

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t)\left[\frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)\right], \tag{1.2}$$

où (r, θ, ϕ) correspondent aux coordonnées co-mobiles, suivant l'expansion de l'Univers, k est un paramètre de courbure spatiale, pouvant prendre les valeurs 1, 0 ou -1 pour des univers respectivement ouverts, plats ou hyperboliques. L'hypothèse d'isotropie nous assure de pouvoir définir un temps cosmique, t, ainsi que le facteur d'échelle, $a(t)$, qui rend compte de l'évolution de l'expansion de l'Univers au cours du temps.

Les observations effectuées par E. Hubble en 1922 [1] établissent la preuve de la fuite des galaxies les unes des autres, avec une vitesse dépendante de leur distance, connue sous le nom de *Loi de Hubble* :

$$\vec{v} = H_0\vec{d}, \tag{1.3}$$

[1]Sloan Digital Sky Survey : `http://www.sdss.org`
[2]Two Degree Field system : `http://www.aao.gov.au/2df/`

$\vec{v}$ étant la vitesse de récession de la galaxie par rapport à la galaxie référente, $\vec{d}$ le vecteur de position entre les deux galaxies et H_0, le facteur de Hubble observé aujourd'hui. Le facteur de Hubble est le plus souvent exprimé à l'aide du facteur de Hubble réduit, h :

$$H_0 = 100h \text{ kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}, \tag{1.4}$$

où $h = 0.70 \pm 0.01$ est une constante sans unités, mesurée de façon indépendante par différentes expériences [2][3][3]. Le paramètre de Hubble peut être relié au facteur d'échelle par la relation suivante

$$H = \frac{\dot{a}}{a}, \tag{1.5}$$

où $\dot{a}$ est la dérivée temporelle du facteur d'échelle. Friedmann (1922) et Lemaître (1927) ont établi que les équations d'Einstein n'admettent pas de solutions statiques et les observations de Hubble de la récession des galaxies en établissent la première preuve expérimentale.

Dans un Univers décrit par un fluide parfait, de densité d'énergie ρ et de pression p, les propriétés de symétrie induites par le principe cosmologique imposent la forme du tenseur énergie-impulsion

$$T^{\mu}_{\nu} = diag(\rho, -p, -p, -p). \tag{1.6}$$

En injectant cette expression dans les équations d'Einstein formulées dans la métrique de Robertson-Walker, il est alors possible d'obtenir les équations de Friedmann-Lemaître

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} \text{ et} \tag{1.7}$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3}. \tag{1.8}$$

Cette seconde équation est équivalente à celle obtenue par l'application de la conservation du tenseur énergie-impulsion :

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + p) = 0. \tag{1.9}$$

La dynamique de l'Univers est établie par la nature du fluide qui la compose. Afin de la déterminer (et ainsi déterminer simultanément les paramètres $\rho(t)$, $p(t)$ et $a(t)$), on introduit l'équation d'état du fluide, $p = w\rho$, qui permet d'obtenir la densité d'énergie en fonction du facteur d'échelle : $\rho(a) \propto a^{-3(1+w)}$. En fonction de la nature du fluide, w prendra respectivement les valeurs $1/3$, 0 ou -1 si le fluide correspond à un rayonnement, à de la matière non-relativiste ou à une "constante cosmologique". Ce sont les phases suivies par l'Univers au cours de son histoire. A l'heure actuelle la constante cosmologique est l'espèce d'abondance dominante.

Afin de définir le contenu énergétique de l'Univers, il est d'usage de définir la quantité ρ_c comme la densité qu'aurait un univers homogène et isotrope en expansion pour que sa courbure spatiale soit nulle. Soit

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G_N}. \tag{1.10}$$

[3]La valeur donnée ici correspond à celle établie par la collaboration WMAP sur les données à 5 ans lors de l'ajustement du modèle ΛCDM [2].

Il alors est commun de réécrire les équations de Friedmann en fonction des quantités adimensionnées, les densités réduites, représentant la proportion de chaque élément de l'Univers par rapport à cette densité critique. Les densités réduites des i différentes composantes de la matière, Ω_i, sont définies par :

$$\Omega_i = \frac{\rho_i}{\rho_c}, \tag{1.11}$$

$$\sum_i \Omega_i = \Omega_m. \tag{1.12}$$

On définit par ailleurs les densités réduites associées à la courbure, Ω_k, et à la constante cosmologique, Ω_Λ, de la manière suivante :

$$\Omega_k = -\frac{k}{a^2 H^2} \text{ et} \tag{1.13}$$

$$\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H^2}. \tag{1.14}$$

La première équation de Friedmann se réécrit très simplement

$$\Omega_k = \Omega_m + \Omega_\Lambda - 1 \equiv \Omega_{Tot} - 1. \tag{1.15}$$

Il est donc possible de déterminer la géométrie de l'Univers d'après son contenu en énergie. Comme nous le verrons par la suite, un nombre important d'expériences sont dédiées à l'étude d'un ou plusieurs paramètres cosmologiques. Elles ont notamment pour but de déterminer la densité de matière relativiste ($\Omega_m^{rel.}$), à laquelle on associe les neutrinos et le rayonnement électromagnétique ($\Omega_m^{rel} = \Omega_\nu + \Omega_\gamma$) ainsi que la densité de matière non-relativiste $\Omega_m^{non-rel.}$. Cette dernière est la somme de deux composantes : une composante de matière baryonique Ω_b, formée de particules qui nous sont bien connues et une composante de matière non-baryonique, qui fait précisément l'objet de cette thèse et qui est, comme nous le verrons par la suite, formée de particules non-relativistes ne se couplant pas aux photons et qui a été dénommée *matière noire froide* (*Cold Dark Matter*). Ainsi on a $\Omega_m^{non-rel.} = \Omega_b + \Omega_{CDM}$.

1.1.2 Histoire thermique de l'Univers - Densités

Les observations de la récession des galaxies par Hubble et du fond diffus cosmologique indiquent que l'Univers est en expansion homogène. Sous l'hypothèse de la conservation de l'énergie, l'Univers a dû avoir une pression et une température plus élevées par le passé, c'est la théorie du Big Bang chaud. Au cours de son évolution, l'Univers est marqué par différentes grandes étapes auxquelles il est possible de relier la température des photons. Dans l'Univers primordial, l'ensemble des espèces présentes sont maintenues en équilibre par la température élevée qui y règne. Par la suite, lors de l'expansion de l'Univers, la température, inversement proportionnelle au facteur d'échelle $T(t) \propto 1/a(t)$, diminue. L'équilibre thermique d'une espèce

dans le plasma primordiale est assurée dès que le taux de collision Γ_i de l'espèce est supérieur au taux d'expansion de l'Univers H, et la température T_i de cette espèce est égale à la température de référence de l'Univers, T. Par la suite, lorsque le taux d'expansion est devenu plus élevé que Γ_i, l'espèce va cesser d'interagir avec le bain thermique. Sa densité co-mobile va rester constante dans la suite de l'histoire de l'Univers, on parle alors de gel (ou *freeze-out* en anglais) de l'espèce et son énergie va diminuer du fait de l'expansion de l'Univers.

Densité relique

L'évolution de la densité d'une espèce est gouvernée par l'équation de Boltzmann[4] qui établit l'égalité la variation totale de la densité et l'ensemble des interactions auxquelles l'espèce considérée est soumise. Cette équation peut s'écrire sous la forme

$$\frac{dn}{dt} + 3Hn = - < \sigma v > \left(n^2 - (n^{eq})^2\right), \tag{1.16}$$

où $< \sigma v >$ est la moyenne thermique de la section efficace totale d'annihilation pondérée par la vitesse des particules, H la constante de Hubble et n^{eq} la densité à l'équilibre thermique. Lorsque la température est suffisament élevée, la densité d'une espèce X présente dans l'Univers est sensiblement équivalente à celle des photons ($n_X^{eq} \propto T^3$). Au fur et à mesure de son expansion, l'Univers se refroidit et le terme $3Hn$ devient dominant. Le gel de l'espèce X a lieu vers $T \sim m_X/20$ (m_X représente la masse de la particule de l'espèce X). Un calcul d'ordre de grandeur de la densité relique de cette espèce en fonction de la section efficace d'annihilation de l'espèce pondérée par la vitesse des particules peut être mené [4] et donne

$$\Omega_X h^2 \approx \frac{3 \times 10^{-27} \mathrm{cm}^3 \mathrm{s}^{-1}}{< \sigma v >}. \tag{1.17}$$

Il est cependant important de noter que ce calcul repose sur une approximation dans le développement de $< \sigma v >$ en puissance de v^2 qui n'est valide que dans une limite non relativiste, i.e uniquement pour des particules massives. Et encore, cette approximation ne fonctionne plus en présence de seuil de masse, de résonance ou de cohannihilations [5, 6]. Dans ce dernier cas, les détails des cohannihilations dans le cadre de modèles supersymétriques sont clairement explicités dans [7]. De plus le code DarkSUSY [8, 9], utilisé dans le cadre de ce travail, tient compte de ces effets lors des calculs des densités reliques.

Quelques grandes étapes dans l'histoire de l'Univers

Afin de distinguer les différentes grandes étapes dans l'histoire de l'Univers, l'échelle logarithmique semble la mieux adaptée puisque les modèles actuels permettent de remonter jusqu'à $t \sim 10^{-43}$ secondes, correspondant au temps de Planck[5], équivalent à $T \sim 10^{19}$GeV.

[4] On considère que l'Univers est suffisamment refroidi pour que les effets quantiques soient négligeables et que les fermions et les bosons soient décrits par la même équation de Boltzmann classique.

[5] Pour des temps antérieurs, une description quantique de la gravitation est nécessaire, or il n'existe à ce jour aucune théorie viable.

A $t \sim 10^{-35}$ secondes, la température s'est abaissée à $T \sim 10^{16}$GeV. Les modèles prédisent une brisure d'une symétrie dite de *grande unification* entraînant le découplage des interactions forte et électrofaible[6].

A $t \sim 10^{-12}$ secondes, $T \sim 100$GeV, la symétrie électrofaible est brisée. Dans le modèle standard cette symétrie est décrite par le mécanisme de Higgs qui permet notamment d'expliquer comment les particules se couplant au champ scalaire de Higgs acquièrent une masse. Le phénomène à l'origine de cette transition reste pour le moment inconnu. Différentes théories comme la baryogénèse sont apparues dans le but de fournir une explication. La baryogénèse requiert diverses conditions[12], indispensables à l'existence d'une asymétrie baryonique telle qu'on l'observe aujourd'hui. En effet, l'Univers que nous connaissons est essentiellement composé de particules de matière et l'antimatière est quasiment exclue. Dans cette théorie, une quantité importante de baryons composent l'Univers et un petit excès de baryons ($\mathcal{B}$) existe par rapport à la proportion d'anti-baryons ($\bar{\mathcal{B}}$). Un important processus d'annihilation baryon-antibaryon en deux photons est requis pour expliquer le rapport des densités baryons sur photons observé aujourd'hui

$$\eta = \frac{n_{\mathcal{B}} - n_{\bar{\mathcal{B}}}}{n_\gamma} = \frac{n_{\mathcal{B}}}{n_\gamma} \sim 10^{-10}, \tag{1.18}$$

déterminé à partir de l'étude du fond diffus cosmologique et de la nucléosynthèse primordiale.

A $t \sim 10^{-6}$ secondes, $T \sim 0.3$GeV, la transition de phase de la chromodynamique quantique apparaît. Jusque là, la température ambiante du plasma primordial rendait les liaisons entre les quarks totalement instables. Lors de l'abaissement de la température, le mécanisme de confinement des quarks dans les hadrons devient compétitif et on assiste à la transition d'un plasma de quark-gluon vers un plasma hadronique.

A $t \sim 10$ secondes, $T \sim 1$MeV, on assiste au gel des neutrons, ainsi qu'au découplage des neutrinos. Puis lorsque la température devient de l'ordre de la masse des électrons-positrons, ceux-ci s'annihilent

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma. \tag{1.19}$$

A $t \sim 3$ minutes, $T \sim 100$keV, les protons et les neutrons se combinent pour donner naissance aux éléments légers lors de la phase appelée *nucléosynthèse primordiale* (*Big Bang nucleosynthesis* (BBN) en anglais). L'énergie des photons n'est en effet plus suffisante pour briser certaines liaisons atomiques. Les contraintes apportées par la nucléosynthèse primordiale

[6] Il s'ensuit aussi la formation importante de monopôles magnétiques massifs qui devraient provoquer la fermeture de l'Univers en Big Crunch. Afin de résoudre ce problème un nouveau mécanisme, connu sous le nom de période inflationnaire, a été introduit à la fin des années 70[10, 11].

sont parmi les plus contraignantes de la théorie du Big Bang et ses prédictions sont en accord remarquables avec les observations[7] [14, 15, 16, 17].

A $t \sim 10^3$ ans, $T \sim 1$**eV**, les densités du rayonnement et de la matière deviennent équivalentes. A partir de cette époque, la dynamique de l'Univers sera dominée par la densité de matière. Les premières structures impriment leurs empreintes qui sont observées aujourd'hui dans le fond diffus cosmologique.

A $t \sim 10^5$ ans, $T \sim 0.4$**eV**, les photons se découplent de la matière. Jusqu'alors, la réaction de photo-ionisation $e + p \longleftrightarrow H + \gamma$ interdisait la formation de l'atome d'Hydrogène. Les premiers atomes neutres sont créés et le libre parcours moyen des photons augmente et devient plus important que le rayon de Hubble. C'est la *recombinaison*. Ces photons sont émis depuis la surface de dernière diffusion et subissent l'expansion de l'Univers et perdent de leur énergie. Ils sont actuellement détectés sous la forme d'un spectre de corps noir parfait dont la température associée, mesurée par l'instrument WMAP, est de $T_{CMB} = 2.725 \pm 0.001$K. Une discussion plus détaillée des informations contenues dans le fond diffus cosmologique sera comprise dans la section suivante.

A $t \sim 10^9$ ans, $T \sim 10^{-3}$**eV**. Sous l'effet de leur propre gravité, les surdensités de matière, présentes au moins depuis la période de la recombinaison, augmentent et accentuent les écarts entre les zones plus ou moins denses. Un scénario permettant d'expliquer les grandes structures filamenteuses de matière observées aux grandes distances est une formation hiérarchique des structures, pour laquelle la présence de matière non relativiste est requise, comme nous le verrons par la suite. Les structures les plus petites (galaxies) sont formées en premier. Puis, par accrétion, les structures plus grandes s'assemblent (amas et super-amas).

Aujourd'hui, à $t \sim 10^{10}$ ans, $T \sim 10^{-4}$**eV**, l'homme observe l'Univers, très inhomogène aux petite échelles. Des zones de fortes densités, liées aux galaxies et aux amas, sont regroupées dans des structures filamentaires. L'Univers est bien décrit par le modèle ΛCDM dominé par l'énergie noire, $\Omega_\Lambda^0 \sim 0.72$. La densité de matière est $\Omega_m^0 \sim 0.28$, dont la densité de baryons $\Omega_b^0 \sim 0.046$. L'ensemble de la densité d'énergie de l'Univers, $\Omega_{Tot} = 1.02 \pm 0.02$, est compatible avec un univers plat.

[7] Comme dans la plupart des théories, il existe certaines limitations, c'est notamment le cas dans cette théorie avec le problème posé par les abondances observées de Lithium 6 et 7 par rapport aux prédictions de la BBN. De nouveaux mécanismes sont alors requis pour palier à ces difficultés. Des études tenant compte des effets de particules de matière noire lors de la nucléosynthèse primordiale semblent pouvoir les concilier [13].

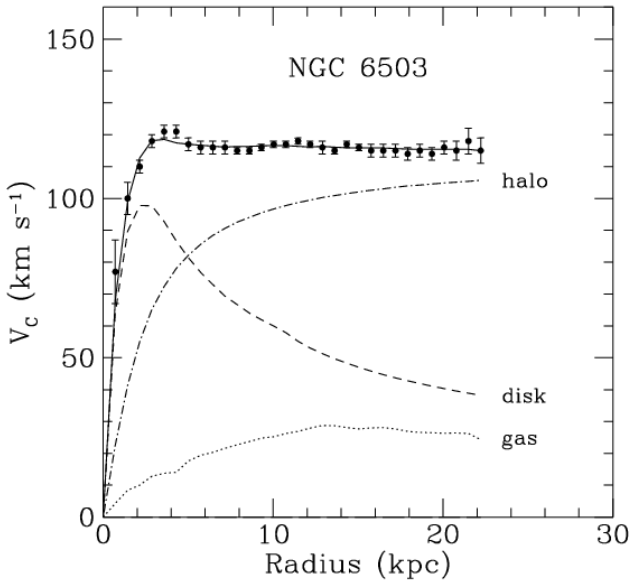


Fig. 1.1: Courbe de rotation de la galaxie NGC 6503. Les lignes pointillée, tiretée, pointillée-tiretée correspondent respectivement aux contributions du gaz, du disque stellaire et du halo de matière noire de la galaxie. Cette figure est tirée de [18].

1.2 La cosmologie par l'expérience : déterminations des paramètres cosmologiques et mise en évidence de l'existence de la matière noire

Un nombre important de mesures expérimentales effectuées au cours du siècle dernier et en début de celui-ci sont venus étayer le modèle ΛCDM. Sans avoir la prétention d'en faire une revue exhaustive, différents résultats seront présentés dans cette partie.

1.2.1 A l'échelle galactique

La mesure de courbes de rotation des galaxies est une des plus fortes indications de la présence de matière noire à l'échelle des galaxies. La combinaison des observations de la raie d'hydrogène à 21 cm avec les études photométriques de surface des galaxies dans le domaine optique permettent d'obtenir les vitesses de rotations circulaires des gaz et des étoiles composants la galaxie étudiée en fonction de leurs distances au centre de la galaxie. Les courbes observées présentent un profil aplati pour les grandes distances tandis que les lois de la dynamique Newtonienne prédisent une évolution de cette vitesse sous la forme

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}}, \tag{1.20}$$

où $M(r) \equiv 4\pi \int dr\rho(r)r^2$, $\rho(r)$ étant le profil de densité massif.

Au delà du disque optique, la vitesse devrait donc évoluer selon $v(r) \propto 1/\sqrt{r}$. La quasi-constance des vitesses de rotation observées pour les grandes distances, figure 1.1, impliquent la présence en quantité importante d'une masse invisible (formant un halo tel que $M(r) \propto r$, i.e. $\rho(r) \propto 1/r^2$). La mise en évidence de cette matière non visible à l'échelle galactique remonte aux années 1970 par l'astronome Vera Rubin [19], par son étude de la galaxie d'Andromède à l'aide d'un spectrographe à dispersion.

Parmi les objets les plus intéressants pour ce type d'étude, on considère surtout les galaxies à *faible brillance de surface* (*Low Surface Brightness* (LSB) en anglais). Celles-ci semblent en effet dominées par la matière noire sur l'ensemble de leur profil galactique (la contribution de leur contenu stellaire est très faible sur les courbes de rotations). Si l'existence de matière noire dans les galaxies ne semble plus être remise en question, le profil adopté est quant à lui beaucoup moins bien connu, notamment dans la partie centrale. Les modèles prédisant des profils piqués ou peu pentus ne sont à l'heure actuelle contraints par aucune mesure. Depuis la fin des années 80, de nombreuses études utilisant des simulations à N-corps ont permis d'avoir des indications plus précises sur la forme des profils de densité attendus pour la matière noire à l'intérieur des galaxies, et en particulier d'estimer la forme des profils des halos jusqu'à des rayons de quelques centaines de parsec (pc). Ces simulations semblent indiquer des profils internes pentus, en loi de puissance d'indice -1.

Il existe d'autres arguments en faveur de la présence de matière noire à l'échelle galactique. Voici quelques exemples :

- la faible modulation des effets de lentilles gravitationnelles fortes des galaxies elliptiques sur des images de quasars a permis de mettre en évidence des sous-structures de matière noire ayant des masses de l'ordre de $\sim 10^6 \mathrm{M}_\odot$ [20, 21],
- les effets de faibles lentilles gravitationnelles sur les galaxies lointaines [22],
- et l'existence des galaxies naines sphéroïdes.

Les galaxies naines sphéroïdes

Jusqu'au début des années 2000, seules 11 galaxies naines sphéroïdes avaient été observées. Dans les scénarios de formation des grandes structures, la composante non baryonique est compatible avec de la matière noire froide. Les simulations à N-corps prédisent dans ce cas l'existence d'un grand nombre de "grumeaux" de matière noire de $\sim 10^7 \mathrm{M}_\odot$. La masse de matière noire contenue dans les galaxies naines, inférée des observations étant du bon ordre de grandeurs, les galaxies naines ont été proposées comme candidates de ces grumeaux. N'étant cependant pas observées en nombre suffisamment important, de nouveaux modèles cosmologiques avec de la matière noire tiède sont apparus. En effet, dans ce cadre, la masse des grumeaux est toujours du même ordre de grandeur mais le nombre prédit est beaucoup plus faible. Au cours des 4 dernières années cependant, la cartographie du ciel par l'expérience SDSS a permis d'augmenter par un facteur > 2 le nombre de galaxies naines détectées, avec l'apparition de 14 nouveaux objets. L'exposition du ciel par SDSS est très inhomogène et moins de 20% du ciel ont été observés durant les 5 premières années de prise de données. En tenant compte de la correction d'exposition et d'un biais dans la détermination de la luminosité, le nombre estimé de galaxies naines sphéroïdes à partir de ces données varie de 70 à plus de 500 [23] dans les 400 kpc autour de

notre Galaxie. La détection des nouvelles galaxies naines a pu être autorisée par l'amélioration des sensibilités des expériences. En effet, ces objets ont un contenu stellaire très faible et leur détection se fait par des recherches de sur-densité d'étoiles résolues dans le champ de vue des caméras. Le niveau de fond lumineux de la Voie Lactée domine largement ces nouvelles galaxies (la luminosité totale de la galaxie naine Segue I, $M_V \sim -1.5$ est plus faible que la luminosité d'une seule supergéante rouge). La recherche de ces objets nécessite un important traitement numérique et des analyses indépendantes sur la composition chimique des étoiles dans les galaxies naines qui sont parfois confondues avec des amas globulaires.

Les courbes des vitesses de rotations des galaxies naines sphéroïdes impliquent des rapports de masse sur luminosité très importants de l'ordre de $\mathcal{O}$ 100 - 1000. Par ailleurs la proximité de certaines de ces galaxies permet de mesurer les vitesses de déplacement des étoiles dans ces objets de façon individuelle à partir d'analyses spectroscopiques. Celles-ci permettent notamment de déterminer directement la masse de ces objets. Les mesures cinématiques actuelles ne sont cependant pas suffisamment précises pour permettre de discriminer le type de matière noire présent dans ces objets, bien que leurs propriétés induisent des profils de densités différents. Dans le cas de matière noire tiède, des densités constantes sont attendues au coeur des galaxies naines, tandis que pour la matière noire froide, des densités plus importantes sont attendues en même temps que des faibles vitesses de dispersions. Les études actuelles sont aussi dans l'incapacité de différencier les formes des halos (sphériques, axiaux, ...) à cause d'une dégénérescence lors de la détermination de la pente dans la distribution de densité interne et du facteur d'anisotropie de la distribution. Des propositions ont été suggérées pour lever cette dégénerescence mais elles nécessitent des sensibilités hors de portée des expériences actuelles [24].

Par ailleurs, contrairement au Centre Galactique, les galaxies naines contiennent du gaz en quantité très faible. Ce sont des environnements présentant des taux de formations stellaires très faibles, contenant essentiellement de vieilles étoiles. On s'attend donc à ce que la contamination par des sources émettrices, comme les restes de supernovae ou les pulsars, dans le domaine gamma, pour lequel, nous le verrons par la suite, nous effectuerons la recherche de matière noire de façon indirecte, soit minimale. Ainsi, bien que la densité de matière noire attendue dans ces objets soit moins importante qu'au centre de la Galaxie, l'absence de confusion lors de l'association d'un signal avec la source fait des galaxies naines des candidats extrêmement prometteurs pour la recherche de matière noire comme nous le verrons lors de cette thèse.

1.2.2 Les amas de galaxies

La composition moyenne des galaxies ne reflètent que des compositions locales de matière (baryonique ou noire froide). En effet, les galaxies se forment par l'effondrement de la composante baryonique dans les puits de potentiel gravitationnel formés par la matière noire et la proportion de baryons par rapport à la matière noire dépend du détail de ce processus.

Aux échelles plus importantes, aucun processus d'enrichissement ou d'appauvrissement des densités de baryons ou de matière noire n'est connu. Ainsi, les proportions observées dans les amas de galaxies doivent refléter les proportions de l'Univers dans son ensemble. Les mesures de la densité de matière dans les amas permettent alors de déterminer de la densité totale de matière Ω_m. En pratique, on mesure le rapport de densité baryonique par rapport à la matière

noire. Les baryons contenus dans les amas de galaxies sont majoritairement sous forme de gaz chauds qui rayonnent. La masse de gaz est estimée par des mesures du rayonnement X ou par l'effet des baryons chauds sur le fond diffus cosmologique (effet Sunyaev-Zel'dovich[8]). La masse totale de matière peut elle être estimée grâce aux effets de lentilles gravitationnelles ou à la dispersion des vitesses des galaxies. Cette méthode fut d'ailleurs la première mise en évidence de la présence de matière noire dans l'Univers lorsque l'astronome Zwicky observa en 1933 l'amas de Coma et détermina un rapport de masse sur luminosité d'environ 400. Connaissant par ailleurs la densité de baryons présents dans l'Univers, notamment grâce aux contraintes apportées par la nucléosynthèse primordiale, il est possible de déterminer la densité totale de matière présente dans l'Univers, $\Omega_m \sim 0.3$ [25].

1.2.3 Les supernovae de type Ia

Dans le cas d'un univers courbe en expansion, l'évolution de l'angle sous lequel un objet est vu en fonction de sa distance est assez complexe et il est alors difficile de caractériser la luminosité d'un objet lointain. Le décalage du spectre électromagnétique qu'une source subit entre le moment de son émission et celui de sa détection dans un univers en expansion induit un décalage vers les longueurs d'ondes plus élevées (d'énergie moindre), appelé décalage vers le rouge (*redshift* en anglais). Il est possible d'établir une relation entre la luminosité d'un objet et son décalage vers le rouge. Cette relation dépend du modèle cosmologique considéré et de ces paramètres, notamment Ω_m et Ω_Λ. Pour des objets dont on connaît le redshift et la luminosité absolue, les paramètres du modèle peuvent être déterminés expérimentalement.

Les supernovae de type Ia (SNIa) sont des explosions résultant de la fin de vie d'étoiles particulières dont la luminosité intrinsèque en font des chandelles standards de la cosmologie. Situées dans des galaxies hôtes pour lesquelles la mesure du décalage vers le rouge va être permise sur une grande gamme de distances, l'étude des SNIa permet de caractériser l'évolution du facteur d'échelle $a(t)$. En fonction de la luminosité apparente et des décalages vers le rouge observés pour un grand nombre de supernovae, les expériences SNFactory[9], SNLS[10] ou SCP[11] notamment, ont permis de contraindre l'espace de paramètre $\Omega_m - \Omega_\Lambda$.

A partir de la mesure indépendante de Ω_m fournit par la nucléosynthèse primordiale et les amas de galaxies, il est possible de déterminer $\Omega_\Lambda = 0.73^{+0.09}_{-0.07}$ [26].

1.2.4 Nucléosynthèse primordiale

La nucléosynthèse primordiale permet de fournir une mesure indépendante de la densité de baryons présents dans l'Univers en se basant sur les quantités de Deuterium observées dans les

[8] L'effet Sunyaev-Zel'dovich correspond à l'interaction des photons du fond diffus cosmologique avec la matière rencontrée sur son trajet. Lorsque le milieu traversé est suffisamment chaud pour que la matière soit présente sous forme de plasma (dans le coeur des galaxies), ce rayonnement va interagir avec les électrons libres et le spectre en sera alors modifié, permettant de déduire les caractéristiques du milieu traversé.

[9] Nearby Supernovae Factory

[10] SuperNovae Leagacy Survey

[11] Supernova Cosmology Project

régions de redshift élevé et de faible métallicité qui correspondent à des zones d'abondances primordiales. Ces observations sont effectuées en étudiant le spectre d'absorption dans des nuages de gaz neutres de la lumière émise par des quasars éloignés. La densité de Deutérium est reliée à la densité de baryons présents dans l'Univers dans le modèle standard de la nucléosynthèse primordiale (en anglais *standard Big Bang nucleosynthesis*, SBBN). A partir des mesures sur la quantité de Deutérium observée, on peut encore une fois estimer la densité de baryons Ω_b dans le cadre du modèle SBBN.

La précision des prédictions du modèle SBBN peut aussi servir à contraindre l'existence de nouvelles particules. Certaines études de modèles supersymétriques de matière noire prédisent l'existence de nouvelles particules NLSP[12] ayant des durées de vie suffisamment grandes pour affecter les réactions de synthèses des éléments légers lors de la phase de nucléosynthèse primordiale. Si ces modèles affectent de façon trop importante les prédictions de la SBBN, ils seront exclus.

1.2.5 Mise en évidence cosmologique

Formation des grandes structures

A l'époque de la recombinaison[13], les fluctuations de la densité baryonique, observées dans le fond diffus cosmologique, sont de l'ordre de $\delta_b \sim 10^{-5}$. La croissance des perturbations dans l'ère de matière étant proportionnelle à la variation du facteur d'échelle $a(t)$, les fluctuations actuelles de la densité de baryons devraient être de l'ordre de $\delta_b \sim 10^{-2}$. Les galaxies (ou les amas de galaxies) sont la preuve de fluctuations beaucoup plus importantes, $\delta_b > 1$.

En présence de matière non-relativiste ne se couplant ni aux photons, donc neutre, ni aux baryons, les fluctuations de densité de ces espèces peuvent être indépendantes. Des fluctuations de densités plus importantes auraient pu commencer à croître avant la recombinaison. Un processus d'accrétion des objets les plus petits vers des structures plus massives est nécessaire pour rendre compte des structures filamentaires observées aux grandes échelles. Afin d'expliquer la présence de grumeaux de matières, une composante de matière non standard, composée de particules non relativistes (i.e massives) avant la recombinaison est nécessaire.

Le fond diffus cosmologique

L'existence du fond diffus cosmologique (CMB) a été prédite dès 1948 par Gamow et sa découverte, fortuite, par Penzias et Wilson, remonte à 1965. Après plusieurs années d'efforts expérimentaux, les mesures du CMB ont révélé une isotropie de ce rayonnement jusqu'à un niveau de 10^{-5} et un spectre de corps noir parfait qui lui est associé correspondant à une température de 2.725 K.

A l'heure actuelle, les études du CMB se focalisent principalement sur l'analyse de ses anisotropies, permettant de tester les modèles cosmologiques et de contraindre leurs paramètres de

[12]NLSP pour *next to lightest supersymmetric particle* an anglais correspondant à la particule supersymétrique située juste au dessus de la particule la plus légère dans le spectre de masse de ces nouvelles particules.

[13]Avant cette époque les fluctuations de densités baryoniques ne peuvent avoir été importantes du fait de l'important couplage entre les baryons et les photons.

façon très précise. L'étude des anisotropies du CMB consiste le plus généralement à développer en harmoniques sphériques les cartes du CMB sous la forme

$$\frac{\delta T}{T}(\theta,\phi) = \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{m=-l}^{l} a_{lm} Y_{lm}(\theta,\phi). \tag{1.21}$$

Il est alors possible d'obtenir le spectre de puissance associé, contenant de façon compressée l'ensemble des informations contenues dans les cartes du CMB. On obtient la moyenne d'ensemble des fluctuations de températures

$$C_l = <\mid a_{lm} \mid^2> = \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^{l} \mid a_{lm} \mid^2 \tag{1.22}$$

où l correspond à l'écart angulaire séparant les anisotropies.
C_l, le moment multipolaire d'ordre l, nous informe sur la variance de la température lorsqu'on compare un grand nombre de fois les températures de deux régions de ciel séparées de l'angle correspondant au multipôle considéré ($\theta \sim \pi/l$). Les résultats obtenus après 5 ans de prise de données par l'expérience WMAP ainsi que les résultats obtenus par les expériences ACBAR, Boomerang et CBI sont présentées sur la figure 1.2. La courbe rouge présentée correspond au meilleur ajustement des paramètres cosmologiques du modèle ΛCDM.

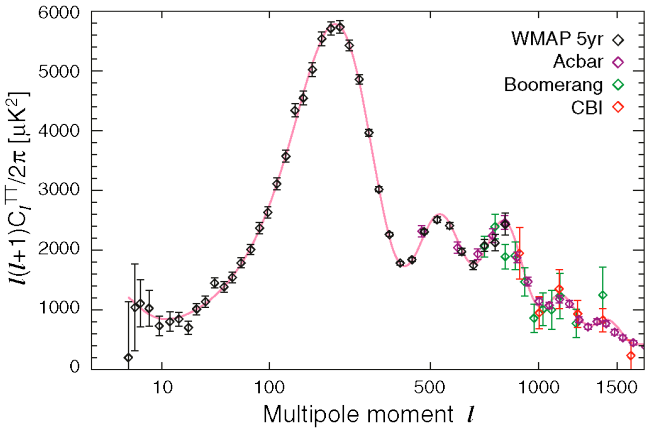


Fig. 1.2: Spectre de puissance du fond diffus cosmologique obtenu d'après les 5 ans de prise de données de WMAP, cumulant aussi les récents résultats des expériences ACBAR, Boomerang et CBI. La courbe rouge représente le meilleur ajustement des paramètres du modèle ΛCDM. Figure issue de `http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/map/dr3/pub_papers/fiveyear/power_spectra/wmap_mn5_images.cfm`

L'ajustement aux données WMAP des paramètres du modèle ΛCDM consiste en la maximisation de la fonction de vraisemblance par rapport aux 6 paramètres suivants : $\Omega_b h^2$, $\Omega_{CDM} h^2$, $\Omega_\Lambda h^2$, les densités de baryons, de matière noire et de constante cosmologique multipliées par le carré du paramètre de Hubble, n_S, l'indice spectral de la densité des perturbations, τ, la profondeur optique d'ionisation, $\Delta_{\mathcal{R}^2}$, l'amplitude de la densité de perturbation. La grande

sensibilité du modèle aux valeurs de ces différents paramètres et l'excellente précision des résultats obtenus par la collaboration WMAP permettent de donner actuellement les contraintes les plus importantes sur les paramètres du modèle ΛCDM. L'association de ces résultats avec ceux issus d'autres expériences permet de réduire de façon considérable l'espace des paramètres. Le tableau 1.1 répertorie quelques unes de ces valeurs ajustées.

Paramètre	Symbole	Mesure
Densité totale	Ω_{Tot}	1.0052 ± 0.0064
Densité de constante cosmologique	Ω_Λ	0.721 ± 0.015
Densité de baryons	Ω_b	0.0462 ± 0.0015
Densité de matière noire	Ω_{CDM}	0.233 ± 0.013
Paramètre de Hubble actuel	H_0	70.5 ± 1.3 kms^{-1}Mpc^{-1}
Age de l'Univers	t_0	$13.73 \pm 0.12\ 10^9$ans
Equation d'état	w	$-0.972^{0.061}_{0.060}$

Tab. 1.1: Paramètres cosmologiques ajustés aux données WMAP à 5 ans incluant les contraintes obtenues sur les oscillations acoustiques de baryons (BAO) et les supernovae de type Ia. Ces paramètres sont issus de `http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/map/dr3/parameters_summary.cfm`.

1.3 Candidats à la matière noire : Revue partielle de différents modèles de physique des particules

Nous venons de voir que l'existence de la matière noire est justifiée par un grand nombre d'observations et de prédictions des modèles sur l'ensemble des échelles cosmologiques. La nature des particules la composant reste à ce jour l'une des plus grandes énigmes de la physique moderne. Il existe une littérature abondante décrivant un grand nombre de candidats, généralement issus de diverses théories au delà du modèle standard de la physique des particules, pour tenter d'expliquer sa nature. Dans cette section, un aperçu rapide de quelques uns de ces candidats sera présenté.

1.3.1 Conditions pour être un bon candidat à la matière noire

Il est possible de restreindre l'abondant zoo de nouvelles particules apparues depuis le milieu du siècle dernier, par un ensemble de critères requis pour refléter les observations.

Le nouveau candidat doit tout d'abord permettre d'expliquer la densité relique actuellement observée, par WMAP notamment. Cette condition est sujette à caution. On considérera en effet par la suite que la matière noire n'est composée que d'une seule espèce de nouvelles particules. Cette restriction n'est qu'un a priori permettant de simplifier le problème posé. Toutefois, même si plusieurs types de particules constituent la matière noire, les contraintes obtenues permettent de placer une limite supérieure que la somme des densités reliques ne peut excéder.

Différents candidats ont été proposés, y compris des particules de matière noire chaude ou tiède. A l'heure actuelle, le spectre de puissance des anisotropies du fond diffus cosmologique et le scénario de formation des grandes structures n'autorisent la présence de matière noire chaude (an anglais *hot dark matter*, HDM) qu'en faible quantité ($\Omega_\nu h^2 < 0.61$ eV (95%C.L)[14]). Afin d'éliminer le problème de divergence apparu dans les années 80 entre le nombre de galaxies satellites observées et celui prédit par les simulations à N-corps, de la matière noire ayant une vitesse intermédiaire à celles de la CDM et de la HDM, a été introduite. La découverte récente par SDSS de nouvelles galaxies à très faibles luminosités et le probable biais observationnel des courbes de rotations des galaxies à faible luminosité de surface semblent d'ores et déjà lever en partie cette divergence. Les nouvelles études semblent conclure à une masse minimum pour cette matière noire tiède d'environ quelques keV. Par ailleurs, ces particules pourraient avoir une incidence sur la proportion d'hydrogène moléculaire et libérer de la chaleur dans les nuages de gaz, ce qui contraint encore leur masse.

Diverses observations, et notamment celle du fond diffus cosmologique et la formation des grandes structures requiert par ailleurs que les particules de matière noire soient neutres, bien que des modèles exotiques de particules de charges non entières semblent subsister.

Les particules non baryoniques composant la matière noire froide doivent permettre de résoudre les difficultés observationnelles rencontrées par les particules du modèle standard mais sans affecter les succès du modèle, notamment les prédictions de la nucléosynthèse primordiale et de l'évolution stellaire.

1.3.2 Quelques candidats

Voici quelques uns des candidats compatibles avec les critères énoncés :

- les neutrinos stériles : ce sont des particules semblables aux neutrinos du modèle standard, mais avec une masse beaucoup plus élevée (la limite inférieure provient de l'étude du fond diffus cosmologique et est de l'ordre de $m > 10$keV).
- les axions : ils ont été introduits par Peccei et Quin afin de résoudre le problème de la violation de la symétrie CP en chromodynamique quantique. Ces particules sont prédites très légères ($10^{-5} - 10^{-3}$eV) et interagiraient extrêmement faiblement avec la matière ordinaire. Il est possible de trouver une gamme permettant d'expliquer l'ensemble des contraintes actuelles et en fait donc de sérieux candidats à la matière noire.
- les candidats supersymétriques : il existe différentes particules issues de l'extension supersymétrique du modèle standard pour expliquer la nature de la matière noire : les sneutrinos, les gravitinos, les axinos et les neutralinos dont nous parlerons plus en détail dans la prochaine section.
- le cas de la particule de Kaluza-Klein la plus légère, sera elle aussi développée dans la suite du chapitre.

[14]La limite supérieure donnée dans le cas des neutrinos est générique et peut être appliquée aux axions thermiques [27, 28, 29]

1.4 Deux théories au delà du modèle standard

Le modèle standard (MS) de la physique des particules est à ce jour l'une des théories physiques des plus prédictives et des mieux vérifiées expérimentalement. Parmi ces plus grands succès, le MS a en particulier permis de prédire l'existence d'un certain nombre de particules avant leur découverte expérimentale. C'est notamment le cas du quark c, introduit par Glashow en 1970 pour palier à certaines contradictions dans la théorie [30], qui fut mis en évidence en 1974 à Brookhaven [31] et à SLAC [32]. Ce fut ensuite le cas des bosons de l'interaction faible $W^{\pm}$ et Z, prédits par le modèle GSW et découverts eux au CERN en 1983 par les expériences UA1 et UA2. Le modèle prévoit de plus, par le mécanisme de Higgs, que la masse du boson Z soit supérieure à celle des bosons $W^{\pm}$, ce qui a aussi été observé expérimentalement. Enfin, plus récemment, la masse du quark t, prédit depuis 1973 par Kobayashi et Maskawa, a pu être mesurée par les expériences CDF et D0 du Fermilab. La combinaison de leurs différents résultats donne $m_t = 173.1 \pm 1.1^{stat} \pm 1.2^{syst}$ GeV [33]. A ce jour, le MS n'a jamais été mis en défaut par aucune expérience.

Malgré ses prédictions et ses vérifications remarquables, le MS souffre d'un certain nombre d'insuffisance et n'est donc pas la théorie ultime. Tout d'abord, il contient 19 paramètres libres[15] : 3 constantes de couplages, 1 paramètre QCD[16] permettant la violation de la symétrie CP[17], 6 termes de masse et 3 angles de mélange pour les quarks, 1 phase de violation de la symétrie CP par les interactions faibles, 3 termes de masses pour les leptons chargés et 2 paramètres pour décrire le potentiel de Higgs. L'ensemble de ces paramètres doit être déterminé par des mesures expérimentales ou par une théorie plus fondamentale.

Actuellement, l'ensemble des résultats expérimentaux semble indiquer l'existence de 3 générations de particules. Le MS n'est malheureusement pas en mesure de fournir une explication à ce chiffre. D'autre part, la hiérarchisation entre les différentes masses est elle aussi introduite de façon *ad hoc* dans les constantes de couplage de Yukawa. Enfin, dans le mécanisme de Higgs, introduit pour expliquer l'obtention des masses des particules, le potentiel de Higgs possède lui deux paramètres non explicités par le MS.

Dans le MS, l'extrapolation des constantes de couplages aux énergies plus élevées ne permet pas d'unifier les différentes interactions présentes dans la Nature qui se trouvent donc dissociées les unes des autres quelle que soit l'échelle d'énergie que l'on considère.

Toutes les particules ont des corrections radiatives sur leur masse. Cependant, si dans le cas des fermions les corrections apportées font augmenter la masse de façon logarithmique, dans le cas des particules scalaires, telles que le Higgs, la masse augmente de façon quadratique avec

[15] Certains considèrent que le problème de la masse des neutrinos se situe au-delà du MS. Dans le cas contraire, le MS possède alors 26 paramètres libres.

[16] *Quantum chromodynamic*, la chromodynamique quantique en français est une théorie permettant d'expliquer les interactions fortes.

[17] La symétrie CP est l'association de la symétrie de charge (C) et de la symétrie de parité (P). La violation de la symétrie CP dans les interactions faibles a pu être mise en évidence, alors que la violation de la symétrie CP dans les interactions fortes reste à ce jour une énigme importante en physique des particules et en cosmologie. En effet, l'apparente asymétrie baryonique pourrait s'expliquer par une violation importante de la symétrie CP dans les premiers instants de l'Univers.

l'énergie. A l'ordre d'une boucle, la correction apportée sur la masse des scalaires est exprimée par

$$\delta^2_{m_S} \sim \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right) \Lambda^2 \tag{1.23}$$

où Λ correspond à l'énergie de coupure pour laquelle la nouvelle physique doit jouer un rôle important, c'est à dire de l'ordre de l'échelle de la masse de Planck, $M_{Pl} \sim 2.4\ 10^{18}$GeV. Dans l'hypothèse d'une théorie de grande unification (*great unification theory* en anglais, GUT), l'échelle de la nouvelle physique se situe à $\Lambda_{GUT} \sim 10^{16}$GeV. Dans ce cas, afin d'avoir une masse du boson de Higgs de l'ordre de l'échelle électrofaible[18], il convient d'ajuster le rapport des échelles sur 15 ordres de grandeur, montrant là encore une insuffisance dans le modèle.

Enfin, un dernier argument et non des moindres au regard du sujet traité ici, le MS ne propose aucun candidat pour expliquer la nature de la matière noire.

Différentes théories ont émergé dans la communauté de la physique des particules afin de proposer des cadres de travail plus généraux dans lesquels les diverses difficultés du MS sont résolues. Nous présenterons ici deux théories particulières, la supersymétrie et un modèle de théorie à dimensions supplémentaires.

1.4.1 La supersymétrie

Dans le MS, il existe une distinction forte entre les particules bosoniques, médiateurs des interactions et les fermions, constituants de la matière. L'idée directrice de la supersymétrie est d'introduire une symétrie qui lierait ces deux familles de particules, afin de présenter un schéma unifié entre la matière et les interactions. Une condition nécessaire pour traiter ce problème est de définir une algèbre dans laquelle le mélange des symétries internes et de la symétrie d'espace-temps est autorisée. La démonstration en 1967 par Coleman et Mandula de l'existence du "no-go theorem", a établi que l'extension du groupe de Poincaré à des symétries internes était impossible à partir d'opérateurs bosoniques. Cependant, dans le début des années 70, une série d'avancées importantes pour la théorie de la supersymétrie induisent successivement que cette extension est possible dans le cas d'opérateurs fermioniques (1971 Goland et Likhtman - 1972 Volkov et Akulov), l'extension à 4 dimensions des transformations de superjauges par Weiss et Zumino en 1973 (développée à 2D en théorie des cordes[19] par Neveu et al.) devant se traduire par des multiplets de boson et de fermions ayant des masses identiques. Puisqu'aucun superpartenaire n'a alors été observé, Fayet et Iliopoulos suggèrent en 1974 que la supersymétrie doit nécessairement être une symétrie brisée. Ainsi, Fayet propose dès 1976, qu'un superpartenaire soit associé à chacune des particules du MS.

Dans le cas d'une théorie pour laquelle la symétrie entre fermions et bosons existe, le problème posé par le calcul des corrections radiatives pour les masses des scalaires de l'équation 1.23 est résolu de manière particulièrement élégante. En effet, la contribution des boucles fer-

[18]La masse du boson de Higgs est limitée à l'ordre du TeV, sans quoi l'échelle électrofaible observée autour de $m_W \sim 100$GeV n'est plus soutenue par le MS.

[19]En théorie des cordes, la supersymétrie est indispensable afin, notamment, de supprimer les instabilités du vide.

mioniques à $\delta^2_{m_s}$ à un signe opposé à celle des boucles bosoniques. Ainsi à l'ordre de la première boucle, la correction obtenue devient

$$\delta^2_{m_S} \sim \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right)(\Lambda^2 + m_B^2) - \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right)(\Lambda^2 + m_F^2) = \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right)(m_B^2 + m_F^2). \tag{1.24}$$

Puisque par ailleurs, l'algèbre supersymétrique assure que $\mid m_B^2 - m_F^2 \mid \leq 1\text{TeV}$, la divergence quadratique de la masse du Higgs est annulée à tous les ordres de la théorie des perturbations. Un autre argument qui rend la supersymétrie particulièrement intéressante, est la possibilité d'unifier les constantes de couplage en-deçà de l'échelle de Planck, comme cela est prédit dans les théories de grande unification. Cette nouvelle échelle de grande unification (GUT) se situerait aux alentours de 10^{16}GeV.

Les nouveaux opérateurs Q introduits par la supersymétrie sont donc des opérateurs fermioniques, qui portent donc un spin 1/2 et permettent de transformer un boson en fermion et vice-versa

$$Q \mid F >= \mid B > \; ; Q \mid B >= \mid F > . \tag{1.25}$$

Il existe différentes théories supersymétrique. Dans notre cas, nous nous intéresserons uniquement à sa version la plus simple, pour laquelle il n'existe qu'un seul générateur de la supersymétrie. Ce modèle est l'extension supersymétrique minimale du modèle standard ou MSSM (*minimal supersymmetric standard model*). Le contenu en champs, nécessaires pour obtenir tous les champs du modèle standard, est réduit à son plus petit nombre.

- A chaque champ de jauge est associé son superpartenaire fermionique, nommé jaugino. Ainsi aux gluons, bosons $W^{\pm}$ et Z sont respectivement associés les gluinos $\tilde{g}$, les winos $\tilde{W}^i$ et binos $\tilde{B}$.
- De la même manière, tous les fermions possèdent des partenaires supersymétriques scalaires, appelés squarks et sfermions, respectivement associés aux quarks et aux fermions.
- Le contenu en Higgs du MSSM est plus complexe que dans le modèle standard. Un nouveau champ de Higgs est introduit, formant un total de deux doublets, résultant en cinq états de Higgs. Des superpartenaires de spin 1/2, les Higgsinos, sont associés à chacun de ces bosons. L'ajout d'un nouveau champ de Higgs permet de donner des masses différentes aux quarks de "type u" et aux quarks de "type d", ainsi que de préserver des anomalies de jauge.

L'ensemble des particules et des champs du MSSM est répertorié dans le tableau 1.4.1. Le tableau 1.4.1 indique quant à lui les champs et les spins associés dans le MSSM.

Une nouvelle parité, la R-parité a été introduite dans le MSSM dans le but d'expliquer la stabilité apparente du proton, en supprimant les nouveaux canaux d'annihilation ouverts par l'existence des nouvelles particules supersymétriques. La R-parité est un nombre quantique multiplicatif défini pour l'ensemble des particules du MSSM de la façon suivante :

$$R \equiv (-1)^{3B+L+2s}. \tag{1.26}$$

Particules et champs du modèle standard		Partenaires supersymétriques			
		Etats propres d'interaction		Etats propres de masse	
Symbole	Nom	Symbole	Nom	Symbole	Nom
$q = d, c, b, u, s, t$	quark	$\tilde{q}_L$, $\tilde{q}_R$	squark	$\tilde{q}_1$, $\tilde{q}_2$	squark
$l = e, \mu, \tau$	lepton	$\tilde{l}_L$, $\tilde{l}_R$	slepton	$\tilde{l}_1$, $\tilde{l}_2$	slepton
$\nu = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	neutrino	$\tilde{\nu}$	sneutrino	$\tilde{\nu}$	sneutrino
g	gluon	$\tilde{g}$	gluino	$\tilde{g}$	gluino
$W^\pm$	W-boson	$\tilde{W}^\pm$	wino	$\tilde{\chi}^\pm_{1,2}$	chargino
H^-	Higgs boson	$\tilde{H}_1^-$	higgsino		
H^+	Higgs boson	$\tilde{H}_2^+$	higgsino		
B	B-field	$\tilde{B}$	bino	$\tilde{\chi}^0_{1,2,3,4}$	neutralino
W^3	W^3-field	$\tilde{W}^3$	wino		
H_1^0	Higgs boson	$\tilde{H}_1^0$	higgsino		
H_2^0	Higgs boson	$\tilde{H}_2^0$	higgsino		
H_3^0	Higgs boson				

Tab. 1.2: Particules du modèle standard et leurs partenaires supersymétriques dans le MSSM (adapté de [34]).

Superchamps	Particules du SM	Spin	Superpartenaires	Spin
Q	$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$	1/2	$\begin{pmatrix} \tilde{u_L} \\ \tilde{d_L} \end{pmatrix}$	0
U^c	$\bar{u}_R$	1/2	$\tilde{u}^*_R$	0
D^c	$\bar{d}_R$	1/2	$\tilde{d}^*_R$	0
L	$\begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}$	1/2	$\begin{pmatrix} \tilde{\nu_L} \\ \tilde{e_L} \end{pmatrix}$	0
E^c	$\bar{e}_R$	1/2	$\tilde{e}^*_R$	0
H_1	H_1	0	$\tilde{H}_1$	1/2
H_2	H_2	0	$\tilde{H}_2$	1/2
G^a	g	1	$\tilde{g}$	1/2
W_i	W_i	1	$\tilde{W}_i$	1/2
B	B	1	$\tilde{B}$	1/2

Tab. 1.3: Contenu en champs du MSSM.

B correspond au nombre baryonique, L est le nombre leptonique et s le spin de la particule.

Ainsi toutes les particules du MS sont de R-parité $R = 1$, tandis que toutes les particules supersymétriques sont de R-parité $R = -1$. Conséquemment, dans le cas où la R-parité est un nombre quantique conservé, toutes les particules supersymétriques ne peuvent se désintégrer qu'en un nombre impair de particules supersymétriques (plus des particules du MS). La particule supersymétrique la plus légère ou LSP (pour *lightest supersymmetric particle*) est stable dans ce cas, ne pouvant être détruite que par annihilation mutuelle. Les modèles MSSM pour lesquels la R-parité est conservée fournissent alors un excellent candidat pour expliquer la matière noire.

Il existe différents candidats supersymétriques pour être la LSP, les axinos et les gravitinos par exemple. Cependant ces particules sont attendues avec des sections efficaces d'interactions extrêmement faibles, les rendant quasiment indétectables. Nous ne nous y intéressons donc pas et nous nous concentrerons en revanche sur le neutralino le plus léger. Dans le MSSM, les superpartenaires des bosons de jauges et des bosons de Higgs neutres sont respectivement les binos $\tilde{B}$, les winos $\tilde{W}_3$ et les higgsinos $\tilde{H}_1^0$ et $\tilde{H}_2^0$. Il existe quatre fermions de Majorana états propres de masses, appelés neutralinos ($\tilde{\chi}_i^0$, $i \in [1, 4]$), correspondant à des états de mélanges de ces particules. Les neutralinos peuvent s'exprimer selon la combinaison linéaire suivante

$$\chi = N_{11}\tilde{B} + N_{12}\tilde{W}_3 + N_{13}\tilde{H}_1^0 + N_{14}\tilde{H}_2^0 \tag{1.27}$$

où N_{ij} sont les coefficients ij de la matrice de mélange des neutralinos, $\mathcal{M}_N$[20], dans laquelle intervient les masses des binos et des winos (resp. M_1, M_2), θ_W est l'angle de Weinberg et $\tan\beta$ exprime le rapport des valeurs attendues dans le vide pour les bosons de Higgs. μ est le paramètre de masse du higgsino.

Les masses des neutralinos, et donc en particulier du neutralino le plus léger $\tilde{\chi}_0^1$, sont définies par ces paramètres. Inversement, la découverte d'un signal de matière noire issu de l'annihilation de cette LSP permet de contraindre les paramètres du modèle.

Le MSSM est un modèle phénoménologique dans lequel le mécanisme de la brisure de la supersymétrie à l'échelle électrofaible n'est pas définie. Différents mécanismes de brisures douces (pour lesquelles la brisure de la supersymétrie n'introduit pas de divergences quadratiques) ont été développé, découpant le MSSM en autant de sous-modèles.

Brisure de la supersymétrie

Dans les prochains paragraphes, nous allons discuter deux mécanismes permettant de décrire des brisures douces de la supersymétrie et donc la différence de masse existante entre les particules et leurs partenaires supersymétriques. Ces modèles permettent de réduire considérablement le nombre de nouveaux paramètres libres introduits par le MSSM. En effet, si les 19 (ou

[20]

$$\mathcal{M}_N = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z\cos\beta\sin\theta_W & M_Z\sin\beta\sin\theta_W \\ 0 & M_2 & M_Z\cos\beta\cos\theta_W & -M_Z\sin\beta\cos\theta_W \\ -M_Z\cos\beta\sin\theta_W & M_Z\cos\beta\cos\theta_W & 0 & -\mu \\ M_Z\sin\beta\sin\theta_W & -M_Z\sin\beta\cos\theta_W & -\mu & 0 \end{pmatrix} \tag{1.28}$$

26) paramètres libres du MS posaient un problème conceptuel, dans le MSSM, l'introduction à la main de la brisure douce de la supersymétrie nécessite elle l'introduction de 109 nouveaux paramètres libres.

L'élaboration d'une théorie brisant spontanément la supersymétrie à l'échelle électrofaible est très difficile[21]. De nombreux modèles ont été développés pour lesquels la brisure s'effectue dans un *secteur caché* (dont l'échelle d'énergie est très nettement supérieure à l'échelle électrofaible) et communique faiblement avec le *secteur visible* (i.e. le secteur observable contenant l'ensemble des particules standards et leurs superpartenaires).

Le modèle mSUGRA

Le modèle mSUGRA est l'un des premiers modèles apparus pour expliquer la brisure de la supersymétrie. Dans ce modèle, cette brisure est communiquée du secteur caché au secteur visible via les interactions gravitationnelles. Il est la version minimale d'une théorie plus large, la *supergravité*, pour laquelle la symétrie globale du lagrangien supersymétrique devient une symétrie locale. Une nouvelle particule, le gravitino $\tilde{g}$, particule de spin 3/2 et partenaire supersymétrique du graviton (spin 2), doit être introduite. Dans cette version minimale, le nombre de paramètres libres est considérablement réduit par un ensemble d'hypothèses théorique [35], conduisant à l'unification, à l'échelle GUT, des paramètres suivants :

- unification des couplages des jauginos ;
- résultant dans l'unification de la masses des jauginos

$$M_1(M_U) = M_2(M_U) = M_3(M_U) \equiv m_{1/2};$$

- universalité de la masse des scalaires (sfermion et bosons de Higgs)

$$\begin{aligned} M_{\tilde{Q}}(M_U) = M_{\tilde{u}_R}(M_U) = M_{\tilde{d}_R}(M_U) = M_{\tilde{L}}(M_U) = M_{\tilde{l}_R}(M_U) \\ = M_{H_u}(M_U) = M_{H_d}(M_U) \equiv m_0; \end{aligned}$$

- universalité des couplages trilinéaires

$$A_u(M_U) = A_d(M_U) = A_l(M_U) \equiv A_0.$$

Afin d'obtenir à nouveau la brisure de la symétrie électrofaible, la minimisation du potentiel de Higgs est imposée. Le modèle mSUGRA comporte alors 4 paramètres libres continus et un paramètre libre discret (le signe adopté par le paramètre de masse du higgsino)

$$\tan\beta, m_{1/2}, m_0, A_0 \text{ et } \mathrm{sign}(\mu). \tag{1.29}$$

Le modèle AMSB

Le modèle AMSB (*Anomaly Mediated Supersymmetry Breaking*) est un cas particulier de brisure supersymétrique transmise par les interactions gravitationnelles. Dans ce modèle, le

[21] La brisure de la supersymétrie à l'échelle électrofaible engendre notamment l'existence de particules scalaires légères, incompatibles avec les observations.

secteur caché et le secteur visible se situent dans des branes (voir section suivante) différentes et ne communiquent que par intéractions gravitationnelles. Sous certaines conditions, il n'existe pas de couplage direct transmettant la brisure de la supersymétrie du secteur caché au secteur visible. Les anomalies des champs de la théorie peuvent cependant induire la brisure de la supersymétrie dans le secteur visible[22]. Malheureusement, le modèle AMSB génère des masses carrées négatives (tachyons) pour les sleptons[23] à l'échelle électrofaible. L'universalité de la masse des sfermions à l'échelle GUT, motivée pour d'autres raisons, notamment la suppression des courants neutres induisant des changements de saveurs, permet de supprimer cette difficulté.

Les différentes hypothèses formulées permettent de réduire considérablement le nombre de paramètres libres. Au final, seuls deux paramètres doivent être définis pour obtenir le spectre de masse de l'ensemble des particules du modèle :

- la masse du gravitino $m_{3/2}$ et
- la masse des sfermions m_0.

Dans le modèle AMSB, le rapport des masses des jauginos à l'échelle électrofaible impose, dans la majorité des cas, que le neutralino le plus léger ($\tilde{\chi}_1^0$) et le chargino le plus léger ($\tilde{\chi}_1^\pm$) soient des purs winos et présentent donc une dégénerescence de masse. La section efficace d'annihilation de la LSP est donc particulièrement élevée. En conséquence, la densité relique thermique de cette "wino-LSP" ne peut être importante :

$$\Omega_\chi^{thermique} h^2 \approx 5.10^{-4} \left(\frac{m_\chi}{100 \text{ GeV}} \right)^2 . \tag{1.30}$$

La "wino-LSP" ne peut donc pas constituer la composante principale de la matière noire.

Cependant, dans le cas de modèles avec des gravitinos massifs [36], entre 10 et 100 TeV, la production non thermique de "wino-LSP" par désintégration de gravitinos permet d'obtenir une densité compatible avec les contraintes du fond diffus cosmologique. La masse élevée des gravitinos implique par ailleurs une durée de vie inférieure à la seconde. La production non thermique des "wino-LSP" a alors lieu avant la nucléosynthèse primordiale, et n'a donc pas de conséquences sur la production des éléments légers.

1.4.2 Théories à dimensions supplémentaires

L'Univers tel qu'on l'observe, nous apparaît posséder quatre dimensions : trois d'espace et une temporelle. Il n'est cependant pas exclu qu'il puisse exister des dimensions supplémentaires de tailles beaucoup plus faibles, qu'il serait alors possible d'explorer uniquement à des énergies beaucoup plus élevées. Ce concept des dimensions supplémentaires s'inspire largement des travaux de Kaluza qui, en 1921, développa cette idée dans le but d'unifier les forces électromagnétiques et la gravitation. Des travaux plus récents ont renforcé l'intérêt de ces théories en montrant qu'il était sans doute possible de résoudre le problème de hiérarchie en exploitant la géométrie de l'espace-temps.

[22] En tout état de cause, le rééchelonnage à basse énergie des anomalies du Lagrangien de la supergravité augmente systématiquement la masse des paramètres de brisure douce dans le secteur visible. Cependant, dans des modèles plus généraux, pour lesquels un couplage directe existe, la contribution de ces anomalies est sous-dominante par rapport aux termes usuels de brisure

[23] Dénomination des superpartenaires des leptons.

Dans la plupart de ces modèles, le monde à 3+1 dimensions tel que nous le connaissons constitue une *brane*, c'est à dire un sous-espace de dimensionalité inférieure du véritable espace constitué de $D = 3 + 1 + \delta$ dimensions, appelé *bulk*. Le problème de hiérarchie est alors traité en supposant que les nouvelles dimensions sont compactifiées selon des topologies données, par exemple des cercles de tailles R dans les scénarios envisagés par Arkani-Hamed, Dimopoulos et Dvali (ADD) [37], permettant ainsi d'abaisser l'échelle de Planck à des énergies proches de l'échelle électrofaible. Dans ces modèles, seule l'interaction gravitationnelle est libre de se propager à l'intérieur des dimensions supplémentaires. Il est alors possible de montrer qu'une relation existe liant la masse de Planck de notre brane M_{Pl}, la masse de Planck M_D correspondant à l'espace à D dimensions et le nombre de dimensions supplémentaires δ

$$M_{Pl}^2 = V_\delta \; M_D^{2+\delta} \tag{1.31}$$

où V_δ est le volume de l'espace supplémentaire.

Dans le cas de dimensions supplémentaires circulaires de même rayon, on obtient $V_\delta = (2\pi R)^\delta$. M_D devant être de l'ordre du TeV pour résoudre le problème de hiérarchie, auquel cas, on a la relation

$$R = \frac{1}{R\pi M_D}\left(\frac{M_{Pl}}{M_D}\right)^{2/\delta}, \text{ soit } R \sim 10^{32/\delta - 3}\text{GeV}^{-1} \tag{1.32}$$

Pour ces modèles, seul $\delta = 1 \Leftrightarrow R \sim 2.10^6$km est exclu, tandis qu'à partir de $\delta = 2 \Leftrightarrow R \sim$ 0.1mm, les tests effectués sur la gravitation[24] ne sont pas suffisament précis pour exclure ces modèles.

Par ailleurs, la théorie des cordes et la théorie M, considérées actuellement comme les meilleurs candidats de théories de la gravitation quantique, permettant une description unifiée de l'ensemble des interactions connues, nécessitent l'existence de 6 ou 7 dimensions supplémentaires.

Dans une autre classe de modèle, à laquelle nous nous attacherons pour la suite, l'ensemble des interactions est libre de se déplacer dans les dimensions supplémentaires (de beaucoup plus petites tailles que celles des modèles ADD), plates. Ces modèles sont appelés modèles à dimensions supplémentaires universelles (ou UED pour *universal extra dimensions*) [38] et sont particulièrement motivés puisqu'il a été montré qu'ils permettent tout à la fois une description dynamique de la brisure de la symétrie électrofaible, une bonne gestion des anomalies[25], la durée de vie du proton est stable ou suffisament longue, enfin, ces théories fournissent un candidat viable pour expliquer la matière noire.

L'existence d'un tel candidat serait la conséquence de la conservation du tenseur énergie impulsion dans l'espace à D dimensions des champs se propageant dans les dimensions supplémentaires qui, de notre point de vue, peuvent être considérés comme de nouvelles particules plus massives. De façon schématique, il existe dans les modèles UED une symétrie discrète, appelée K-parité, associant le nombre n d'enroulements de la particule dans la(les) dimension(s)

[24] La gravitation n'est testée que sur des échelles supérieures à 1mm.

[25] En physique une symétrie est dite anormale lorsqu'elle possède une invariance classique mais que celle-ci est brisée lorsque la théorie est quantifiée.

supplémentaire(s) et la masse de la particule. Ainsi la masse "vraie" (observée dans notre brane) de la particule serait

$$M_n^2 = m^2 + \frac{n^2}{R^2} \tag{1.33}$$

R étant la taille de la nouvelle dimension et m la masse "nue" de la particule (sans enroulement).

La K-parité étant conservée, la particule de Kaluza-Klein la plus légère (LKP) est stable et constitue donc un bon candidat à la matière noire. Dans les modèles UED, la LKP est bien souvent le premier mode d'excitation du boson d'hypercharge $B^{(1)}$. Une étude [39] de la densité relique de $B^{(1)}$ a notamment montré qu'afin de rendre compte de la quantité de matière noire observée dans l'Univers, la masse de cette LKP doit se situer entre 400 et 1200 GeV.

1.5 Discussion sur les contraintes connues

Les contraintes cosmologiques et astrophysiques ayant déjà été discutées, nous nous attacherons dans cette partie à présenter les contraintes obtenues en expériences sur accélérateurs et de détection directe ou indirecte.

1.5.1 Contraintes venant des accélérateurs

Le but de cette section n'est pas de fournir une liste exhaustive de l'ensemble des contraintes apportées par les expériences sur accélérateurs sur les nouveaux modèles de physiques. Il est cependant intéressant de signaler qu'en fonction des hypothèses de travail formulées, certains modèles de nouvelles physiques sont d'ores et déjà exclus. Ainsi, à partir de l'expérience LEP2, les nouvelles particules chargées supersymétriques doivent avoir des masses supérieures à 87 ou 103 GeV selon leur nature[26]. Les limites dérivées sur la masse de la LSP dépendent notamment de l'universalité de la masse des jauginos à l'échelle GUT. Sous cette hypothèse, la masse limite du neutralino est d'environ la moitié de la masse des charginos, $m_\chi^0 > 50$ GeV, tandis que si cette hypothèse est relâchée, cette limite est beaucoup plus faible : $m_\chi^0 > 6$ GeV [40, 41].

Dans le cas de recherches effectuées sur accélérateurs hadroniques, comme le Tévatron (et normalement bientôt au LHC), il est possible d'émettre des contraintes sur les masses des nouvelles particules portant un nombre quantique de couleur (ou particules colorées), tels que les squarks ou les gluinos dans les modèles supersymétriques ou les excitations de Kaluza-Klein des quarks ou des gluons des modèles UED. Ces particules si elles sont produites, engendreront un ensemble de signatures particulières, avec notamment la production de particules candidates à la matière noire dont la présence serait établie par une importante valeur de l'énergie manquante. De telles recherches permettent de construire des contours d'exclusion dans le plan de masses des squarks et des gluinos. En supersymétrie et pour les modèles UED, ces contraintes dépendent malheureusement fortement du spectre de masses des particules plus légères que ces nouvelles particules colorées. Typiquement, les limites inférieures obtenues pour ces particules sont de l'ordre de $\leq$200 GeV.

[26] Pour les sfermions les limites sont $m_{\tilde{\tau}} > 87$GeV, $m_{\tilde{\mu}} > 96$GeV, $m_{\tilde{e}} > 99$GeV, tandis que pour les charginos $m_{\chi^\pm} > 103$GeV.

Dans les modèles supersymétriques, la masse du Higgs est accrue de sa masse à l'arbre, par les processus à boucles incluant les nouvelles particules supersymétriques, en particulier le squark top. Les contraintes inférieures actuelles sur la masse du Higgs ($m_h > 114.4$ GeV), de LEP2, permettent donc de contraindre la masse du squark top et d'autres particules supersymétriques. On peut noter que la masse du Higgs dans les modèles où la supersymétrie se manifeste à des énergies inférieures au TeV, doit être inférieure à 130 GeV, réduisant très nettement l'espace possible.

Il existe une littérature abondante sur les contraintes apportées par les expériences sur accélérateurs sur d'autres processus de nouvelles physiques, comme les courants neutres avec changement de saveur, le rapport d'embranchement du processus $b \longrightarrow s\gamma$, la contribution au moment magnétique anormal du muon ou encore par les mesures de précisions à l'échelle électrofaible qui induisent notamment une limite inférieure sur la masse des modèles UED d'environ 300 GeV.

L'ensemble de ces contraintes sont prises en considération dans le code de supersymétrie DarkSUSY que nous avons utilisé lors de la confrontation de nos résultats avec ces modèles.

1.5.2 Contraintes venant de la recherche directe

La présence de matière noire sous forme de WIMPs dans notre galaxie et en particulier dans le système solaire, devrait pouvoir être mise en évidence par des expériences de détection directe si les sections efficaces d'interaction avec la matière ordinaire sont suffisamment importantes. Les expériences de détection directe cherchent à détecter l'énergie de recul des nucléons lorsqu'un WIMP interagit avec eux. Le taux de réactions attendues peut être aisément calculer :

$$R \approx \sum_i N_i n_\chi < \sigma_{i\chi} > . \tag{1.34}$$

i correspond à l'ensemble des espèces de nucléons présentes dans le matériau de l'expérience. $N_i = \frac{\text{masse du détecteur}}{\text{masse atomique de l'espèce i}}$ le nombre de nucléons cibles à l'intérieur du détecteurs, n_χ la densité locale de WIMPs[27]. Et $< \sigma_{i\chi} >$ est la section efficace de diffusion des WIMPs sur les nucléons de l'espèce i, moyennée sur la vitesse relative des WIMPs par rapport au détecteur[28].

Il existe différents types de recherche de détection directe de la matière noire, classés selon deux grandes caractéristiques : les expériences de diffusion élastique ou inélastique et les expériences de diffusions spin-dépendantes ou spin-indépendantes. Les diffusions spin-indépendantes impliquent des WIMPs scalaires ou vectoriels et des courants de nucléons[29]. Les diffusions spin-dépendantes au contraire impliquent des courants vectoriels axiaux qui, s'ils existent doivent être porteurs de spin. A cause d'effets de cohérence, les sections efficaces spin-indépendantes sont quasiment proportionnelles à la masse des nucléons, c'est pourquoi les matériaux de grandes masses nucléaires (du Germanium au Xenon) sont préférés pour ce type d'expériences. Pour les couplages spin-dépendant, les sections efficaces dépendent du facteur de spin nucléaires et

[27] La densité de matière noire locale couramment utilisée est $n_\chi \approx 0.3$ GeV/cm^3.

[28] Celle-ci est généralement modélisée par une distribution maxwellienne centrée sur $v \approx 220$km/s.

[29] Les courants vectoriels n'existent pas dans le cas de WIMPs de Majorana comme le neutralino.

c'est pourquoi les cibles utilisées sont souvent ^{128}Xe, ^{131}Xe ou ^{133}Cs. Dans les meilleurs cas, les taux de réaction induits pour des sections efficaces calculées dans le MSSM sont de l'ordre de 1 évènement par jour et par kg de détecteurs, bien en dessous des taux de radioactivités au sol. Ces expériences sont donc constituées de matériaux à très faible radioactivité intrinsèque et sont situées dans des laboratoires souterrains pour les protéger des rayons cosmiques qui induiraient un bruit de fond supplémentaire.

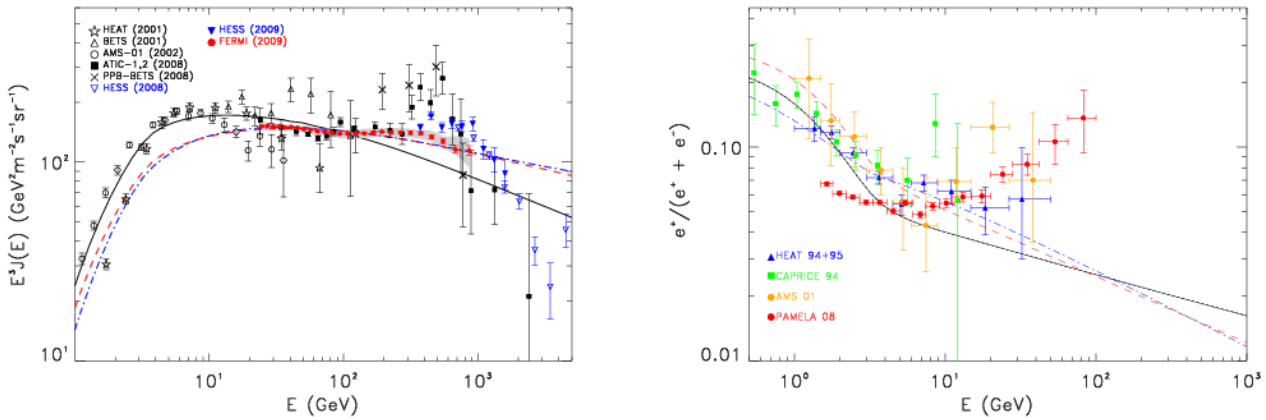
En considérant que le système solaire est rempli de WIMPs et que ces derniers adoptent une distribution reliée à la distribution de matière visible, la densité de WIMPs doit augmenter lorsqu'on se rapproche du Soleil. Une autre façon de détecter la présence de matière noire est alors de rechercher une modulation du signal observé dans les détecteurs en fonction de la position de la Terre autour du Soleil. A ce jour, l'expérience DAMA [42] affirme avoir observé un tel signal à plus de 8σ C.L., qui serait compatible avec un neutralino de masse $m_\chi \approx 10$ GeV [43]. Il est cependant important de noter que les autres expériences actuelles n'ont jamais confirmé ce signal.

1.5.3 Contraintes venant de la recherche indirecte

Outre la détection directe de matière noire, l'annihilation mutuelle de deux WIMPs dans différents états finaux tels que les neutrinos, les rayons gamma ou la production de paires proton-antiproton et électron-positron, rend possible la recherche indirecte de cette matière noire.

1.5.3.1 Antimatière

Comme nous l'avons vu précédemment, la présence d'antimatière dans l'Univers est extrêmement faible. La détection, par des expériences en ballon (par les vols HEAT [44, 45], PPB-BETS



(a) (b)

Fig. 1.3: Etats des lieux des observations à haute énergie du flux des électrons et positrons (a) et de la fraction de positrons (b) en 2009.

[46] ou ATIC [47]), des expériences satellites (Pamela [48], Fermi [49]) ou au sol (HESS [50]), d'excès ou de modifications de pente dans le spectre des positrons ou positrons+électrons, figure 1.3 (a) et (b), pourraient être expliqués par l'annihilation de particules de matière noire. Une littérature extrêmement abondante sur le sujet est apparue depuis quelques mois ($\sim$ 300 articles ces 10 derniers mois). L'hypothèse de ces signaux dus à l'annihilation de particules de matière noire n'est cependant pas la seule possible, puisqu'une partie de ces résultats pourrait être expliquée par la présence de pulsars proches.

L'expérience Pamela a aussi pu mesurer le rapport des flux d'antiproton sur proton [51], permettant de placer des contraintes sur la contribution de l'annihilation de particules de matière noire.

La principale difficulté rencontrée lors de l'interprétation des résultats des expériences de rayons cosmiques chargés est due à la perte d'information sur l'origine de la production de ces particules. La présence de champ magnétique à l'intérieur de notre Galaxie va en effet modifier la trajectoire des particules chargées ayant des énergies inférieures à 10^{19}eV[30], rendant impossible l'association des particules détectées avec une position dans le ciel.

Il existe un certain nombre de divergence sur l'ensemble de ces nouveaux résultats. La mise en orbite du détecteur AMS-02 sur la station internationale l'été prochain devrait permettre d'apporter des éléments de réponses pour distinguer ces différentes hypothèses. Les performances de ce détecteur sont en effet largement supérieures à celles de Pamela, notamment grâce à son champ magnétique très important, qui lui permettra de distinguer, jusqu'à des énergies plus élevées, la nature des particules. Ainsi, la recherche de matière noire par signal d'antideuterium avec AMS02 pourra aussi être envisagée [52].

1.5.3.2 Neutrinos

L'annihilation de matière noire peut aussi produire des neutrinos. Contrairement aux autres types d'expériences, il est possible d'envisager un signal provenant d'une concentration de la matière noire au centre de la Terre. En effet, la Terre représente un puits de potentiel gravitationnel dans lequel la densité de WIMPs pourrait être plus grande en son centre. Le libre parcours moyen des neutrinos créés à ces énergies est alors suffisament important pour traverser la Terre jusqu'aux emplacements des expériences de neutrinos, comme Antares en Méditerranée ou Amanda/IceCube/DeepCore au pôle sud. La Terre n'est cependant pas la seule cible possible pour la recherche d'un tel signal, le centre du Soleil et de la galaxie sont eux aussi des environnements privilégiés pour ce type de détection.

Les surfaces efficaces de détection de ces expériences sont malheureusement actuellement trop faibles pour envisager de détecter des signaux en provenance de l'annihilation de matière noire sans devoir évoquer des scénarios permettant d'augmenter les signaux de façon significative.

[30] La formule approchée du rayon de giration des particules cosmiques chargées en fonction de leur énergie E et du champ magnétique $B \sim 10^{-10}$T est

$$R/parsec \approx \frac{E/\mathrm{PeV}}{B/10^{-10}\mathrm{T}}.$$

1.5.3.3 Gamma

Le spectromètre SPI, sur le satellite INTEGRAL[31], a mesuré un excès du signal gamma à 511 keV dans une région étendue autour du Centre Galactique [53, 54]. Certains auteurs [55] ont proposé une interprétation par un scénario de particules de matière noire légères ($1 \leq m_{WIMP} \leq 100$MeV) s'annihilant en paires électron-positron dans le bulbe galactique pour expliquer le signal observé. La mesure du signal gamma à 511 keV, compatible avec un composante monochromatique pour la résolution en énergie de l'instrument SPI, implique une origine d'annihilation des paires électron-positron en deux gamma. Si des scénarios de productions exotiques sont envisageables, divers autres modèles invoquant des sources déjà identifiées comme par exemple des étoiles à neutrons, des trous noirs supermassifs, des supernovae, etc permettent eux aussi de rendre compte du signal observé.

Avant le lancement du "Large Area Telescope" à bord du satellite Fermi que nous présenterons dans le chapitre 7, le ciel gamma au GeV était principalement connu grâce à l'expérience EGRET[32] à bord du satellite CGRO[33]. En 2006, une nouvelle analyse de l'ensemble de 9 années de prise de données par EGRET [56] a indiqué que l'excès aux énergies au-delà de 1 GeV, observé dans les données par rapport au modèle des fonds diffus adopté (partie *gauche* de la figure 1.4), présentait une forme spectrale identique sur l'ensemble du ciel, avec une normalisation dépendante de la position. Les auteurs indiquaient que ce signal était pleinement en accord avec des modèles mSUGRA pour des masses de scalaires de l'ordre du TeV et des masses de jauginos inférieures à 500 GeV. Cependant cette interprétation était, déjà avant le lancement de Fermi, controversable pour deux raisons. Premièrement, d'autres interprétations, fournies par des sources astrophysiques conventionnelles, étaient susceptibles d'expliquer les données. Deuxièmement, une étude plus récente [57] a attribué cet excès à un problème de calibration de l'instrument.

Au terme des 6 premiers mois d'observation, la collaboration LAT a présenté les résultats de l'émission diffuse observée dans le troisième quadrant de la Galaxie ($220° < l < 260°$) pour des latitudes comprises entre $22° <\mid b \mid < 60°$ [58]. L'émission observée est reportée sur la partie *droite* de la figure 1.4. La très grande sensibilité du détecteur a permis d'infirmer la présence de l'excès vu par EGRET, au moins pour les hautes latitudes.

L'expérience d'astronomie gamma au sol H.E.S.S., qui sera présentée dans la prochaine partie, est idéalement située pour observer la région du Centre Galactique. Les simulations à N-corps et l'important puits gravitationnel présent à cette position, notamment dû à la présence du trou noir supermassif Sgr A* situé au coeur de notre Galaxie, suggèrent la présence en quantité très importante de particules de matière noire. La présence d'une source d'émission gamma en direction du Centre Galactique a été mise en évidence par de nombreuses expériences Cherenkov au sol. Son observation par le réseau de télescopes H.E.S.S. depuis 2003 a permis, par son excellente résolution angulaire, de mieux contraindre la localisation de cette émission [60]. Une étude sur la possible association du signal observé en 2003 et 2004 avec des particules de matière noire issues de modèles supersymétriques ou à dimensions supplémentaires a été menée

[31] INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory.
[32] Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope
[33] Compton Gamma-Ray Observatory.

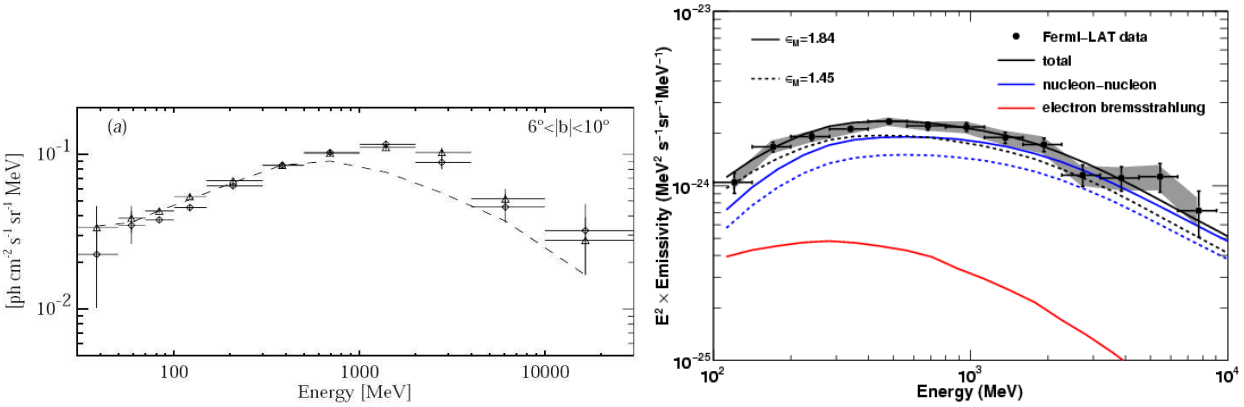


Fig. 1.4: *Gauche* : Observation de l'émission gamma diffuse par EGRET pour des latitudes d'observations de $6° <| b |< 10°$. Les détails de l'analyse et les légendes peuvent être trouvées dans [59], d'où la figure est issue. *Droite* : Emissivité mesurée par le Fermi-LAT à partir des 6 premiers mois de données obtenues dans le troisième quadrant ($220° < l < 260°$) pour des latitudes $22° <| b |< 60°$. Figure issue de [58].

[61]. La forme du signal mesuré, compatible avec une loi de puissance jusqu'à des énergies

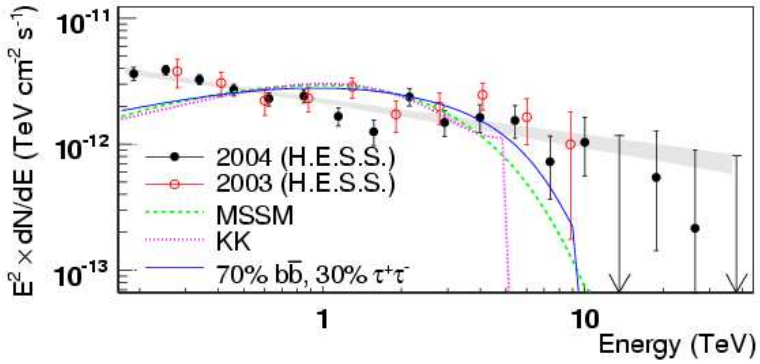


Fig. 1.5: Densité spectrale d'énergie $E^2 \times \mathrm{d}N/\mathrm{d}E$ des rayons gamma issus du Centre Galactique pour les données 2004 (points pleins) et les données 2003 (cercles vides). Les limites sont présentées à 95% CL. La région grisée correspond à un ajustement par une loi de puissance, tandis que les courbes verte, magenta et bleue présentent, pour 3 modèles de matière noire, les meilleurs ajustement obtenus. Cette figure est tirée de [61].

supérieures à 20 TeV (figure 1.5) semble favoriser une association avec l'une des nombreuses sources conventionnelles et connues pour être émettrices dans le domaine gamma, se situant dans cette région (trou noir supermassif ou reste de supernova). En invoquant uniquement des profils de matière noire standards, sans facteurs supplémentaires d'augmentation de la densité, les sections efficaces d'annihilation exclues par cette étude sont 2 à 3 ordres de grandeurs au-delà des sections efficaces d'annihilations typiquement attendues.

La détection d'un signal de matière noire par les expériences d'astronomie gamma, au sol ou

en expérience satellite, en provenance des galaxies naines sphéroïdes est l'objet de cette thèse, les résultats et perspectives y seront donc discutés tout au long. On peut toutefois signaler qu'à l'heure actuelle aucune mise en évidence claire d'un signal de matière noire n'a été effectuée par ce type d'expérience.

Conclusion

Au cours de cette thèse, nous examinerons la possibilité de détecter la matière non baryonique dans le cas d'un Univers ΛCDM. Nos recherches se porteront sur des recherches indirectes, à travers la détection d'un signal gamma de haute énergie en provenance de galaxies naines sphéroïdes, issu de l'annihilation des nouvelles particules composant la matière noire. Différents modèles au-delà du Modèle Standard de la physique des particules, proposant des candidats permettant d'expliquer la densité relique de matière noire froide observée dans l'Univers, seront confrontées avec nos résultats. Cette recherche s'est effectuée aussi bien grâce à une expérience au sol, le réseau de télescopes H.E.S.S. que nous allons détailler dans la première partie, qu'avec le *Large Area Telescope* à bord du satellite Fermi, qui fera l'objet de la seconde partie.

Première partie

H.E.S.S.

Chapitre 2

High Energy Stereoscopic System : H.E.S.S.

Sommaire

1.1 Cadre cosmologique 3
1.1.1 Equations de la relativité générale, métrique et modèle ΛCDM 3
1.1.2 Histoire thermique de l'Univers - Densités 6
1.2 La cosmologie par l'expérience : déterminations des paramètres cosmologiques et mise en évidence de l'existence de la matière noire 10
1.2.1 A l'échelle galactique 10
1.2.2 Les amas de galaxies 12
1.2.3 Les supernovae de type Ia 13
1.2.4 Nucléosynthèse primordiale 13
1.2.5 Mise en évidence cosmologique 14
1.3 Candidats à la matière noire : Revue partielle de différents modèles de physique des particules 16
1.3.1 Conditions pour être un bon candidat à la matière noire 16
1.3.2 Quelques candidats 17
1.4 Deux théories au delà du modèle standard 18
1.4.1 La supersymétrie 19
1.4.2 Théories à dimensions supplémentaires 24
1.5 Discussion sur les contraintes connues 26
1.5.1 Contraintes venant des accélérateurs 26
1.5.2 Contraintes venant de la recherche directe 27
1.5.3 Contraintes venant de la recherche indirecte 28

H.E.S.S. est une expérience d'astronomie γ de troisième génération, basée sur le principe de l'imagerie Cherenkov au sol. La volonté affichée au début de la phase de construction était de diminuer le seuil en énergie aux environs de 100 GeV au zénith en améliorant la sensibilité par rapport aux expériences de la précédente génération, Whipple, HEGRA et CAT. Le pari a été tenu puisqu'à présent l'ambition au sein de la collaboration est d'arriver à détecter une centaine de sources émettant aux très hautes énergies.

2.1 Choix du site

2.1.1 Situation géographique

L'expérience H.E.S.S. est située en Namibie, à une centaine de kilomètres de la capitale, Windhoek, à 23°16′18.4″ S de latitude et 16°30′00.8″ E de longitude. Le réseau se situe sur un plateau, dans les Khomas Higlands, à une altitude de 1800 ± 20 m[1]. Ce site regroupe différentes qualités qui en font un lieu d'observation du ciel γ de très hautes énergies exceptionnel. Premièrement le climat y est semi-désertique, avec très peu de nuages et une humidité faible[62][2]. L'atmosphère est très pure, ce qui est essentiel pour la reconstruction d'évènements peu lumineux comme les flash Cherenkov que l'on cherche à détecter. La faible densité de population en Namibie et autour du site (1 à 2 habitants/km^2) nous assure une pollution lumineuse fortuite très faible. Ainsi la gêne occasionnée sur les observations (les montures des télescopes étant ouvertes) est minimale. Des profils de température et de pression atmosphérique de cette région ont été mesurés par le passé. Ils ont été intégrés aux simulations Monte-Carlo afin de reproduire de façon plus fidèle les conditions d'observations. Enfin, le site de H.E.S.S. se situe dans la zone d'anomalie sud atlantique, qui correspond à une région de la magnétosphère terrestre, située entre le Brésil et l'Afrique, où le géomagnétisme est beaucoup plus faible qu'ailleurs (deux fois moins intense). Le champ magnétique est d'environ 0.2 gauss sur le site, ce qui diminue la déflection des électrons et des positrons présents dans les gerbes électromagnétiques, et permet une meilleure reconstruction des évènements.

2.1.2 Motivations observationnelles

Le site de H.E.S.S. est un emplacement stratégique pour l'observation de la région centrale du plan Galactique, régions de notre Galaxie où le nombre de sources potentiellement émettrices est le plus important. La partie gauche de la figure 2.1 montre la région du ciel accessible par H.E.S.S. sur laquelle sont superposées les sources au TeV connues au 13 juin 2009. Pour information, cette région a été superposée sur la carte obtenue à partir des trois premiers mois d'observations du Fermi-LAT. La partie droite présente le nombre d'heures potentielles observables du Centre Galactique par H.E.S.S. pour l'année 2010, pour des angles zénithaux d'observations supérieurs à 60, 70 et 80°.

[1] Mesures GPS données dans les pages internes de H.E.S.S.

[2] 57% des nuits sont sans nuages et dans 94% des cas l'humidité est inférieure à 10%.

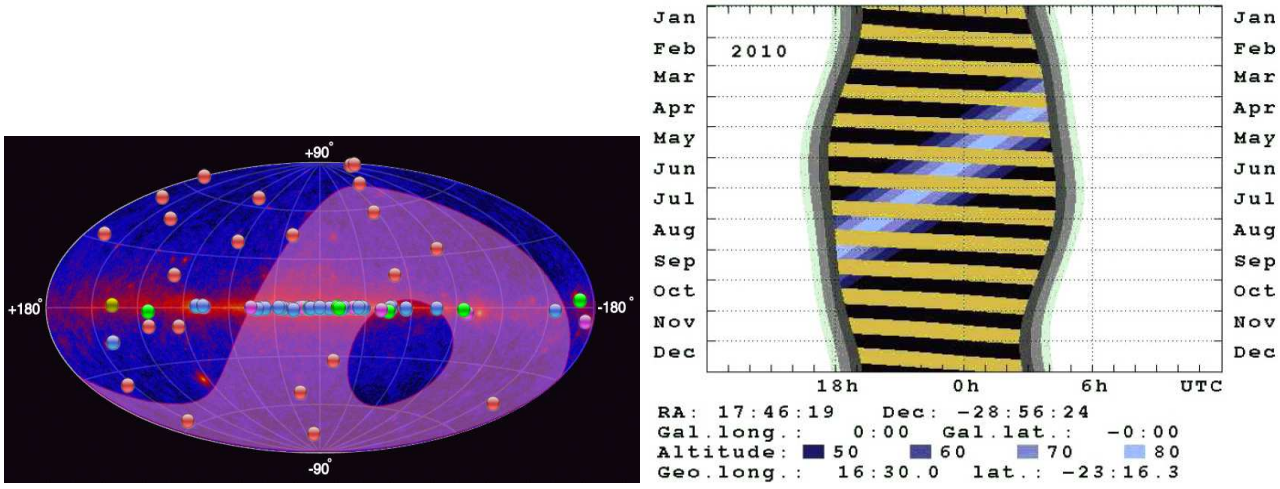


Fig. 2.1: *Gauche* :Carte du ciel montrant la région accessible par H.E.S.S. avec les sources au TeV détectées au 13 Juin 2009 et avec le ciel vu par le Fermi-LAT durant les 3 premiers mois de prise de données. *Droite* : Carte de visibilité du Centre Galactique par H.E.S.S. pour des angles zénithaux d'observations supérieurs à 60, 70 et 80° pour l'année 2010.

2.1.3 Implantation sur le site

H.E.S.S. est un réseau de quatre imageurs Cherenkov dédiés à l'observation d'évènements γ entre 100 GeV et plusieurs dizaines de TeV. Le premier télescope construit (CT3) a été opérationnel et a commencé l'acquisition de données en juin 2002. La mise en service du système complet à quatre télescopes s'est effectuée en décembre 2003.

Afin de surmonter les défis expérimentaux requis, H.E.S.S. s'est largement inspiré des points forts des expériences précédentes : des caméras à fine pixellisation comme dans CAT [63], que nous discuterons plus en détails dans la partie 2.3, des grandes surfaces de collection comme Whipple[64] et la stéréoscopie d'HEGRA [65].

L'utilisation de la technique stéréoscopique est particulièrement motivée par les gains importants qu'elle génère, malgré le coût plus important pour construire plusieurs détecteurs. La stéréoscopie autorise l'observation d'une image sous différents points de vue, et permet alors de mieux évaluer les différentes déviations par rapport à la symétrie de révolution des gerbes électromagnétiques, ainsi qu'une mesure plus précise de leur extension latérale. Le rejet des gerbes hadroniques, dont le flux est trois ordres de grandeur supérieur aux gerbes électromagnétiques, est alors beaucoup plus efficace que pour des observations en mono-télescope.

De plus, la stéréoscopie permet un rejet quasi intégral des muons qui représentent environ 60% des évènements déclenchant un télescope. Ils sont en effet rarement vus dans plus d'un télescope et seront donc rejetés par le système de déclenchement central requérant qu'un évènement soit vu par au minimum deux télescopes. Les contraintes supplémentaires apportées par les différentes images des gerbes observées par plusieurs télescopes augmentent aussi de façon significative les résolutions en énergie et angulaire accessibles.

La maximisation des avantages de la stéréoscopie a été obtenue à partir d'études Monte-Carlo dédiées, qui ont permis d'établir de façon précise l'emplacement des différents télescopes :

- en tenant compte du rayon moyen de la tache de lumière Cherenkov au sol ($\sim$ 125 m), la surface efficace de déclenchement d'au moins deux télescopes a pu être maximisée. L'éloignement maximum entre deux télescopes est de 250 m sans quoi le déclenchement se fait exclusivement en mono-télescope.
- afin d'améliorer le rejet des évènements muoniques ou hadroniques, les distances séparant les centres des télescopes contenant respectivement 90% et 99% des évènements déclenchant le système ont été définies à 80 m (resp. 135 m). Ainsi un espacement de 100 m permet un bon rejet des muons. Un évènement hadronique génère des gerbes électromagnétiques et comporte de plus des muons qui sont vus sous forme d'arc dans une caméra, ce qui permet de rejeter l'évènement.
- les résolutions angulaire et énergétique dépendent de la séparation angulaire des axes des images. Plus l'angle est proche de 90°, meilleures seront les reconstructions de la position de la source et du paramètre d'impact de la gerbe au sol.

En prenant toutes ces considérations en compte, un compromis à un réseau carré de 120 m de côté, visible sur le schéma 2.2, a été adopté.

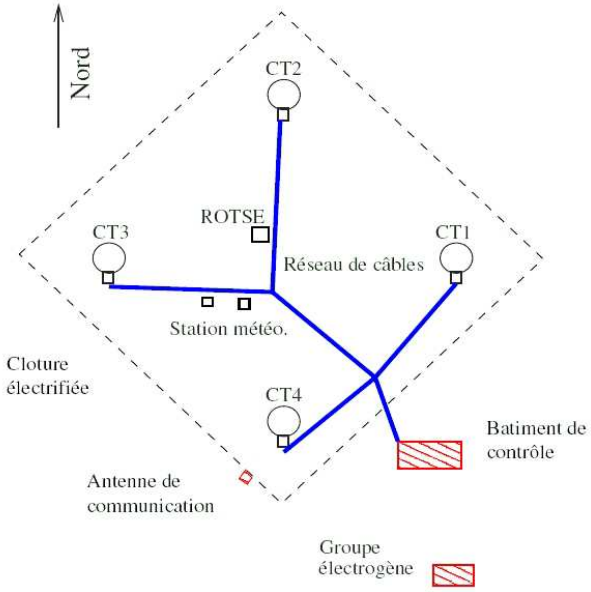


Fig. 2.2: Représentation schématique de l'arrangement du réseau des quatre imageurs Cherenkov sur le site de H.E.S.S.

La liaison des télescopes avec le bâtiment de contrôle se fait par trois fibres optiques pour chacun des télescopes. Dans le bâtiment de contrôle se situent notamment le système de déclenchement central que nous discuterons plus loin, et une ferme de PC (environ 30 bi-processeurs et quadri-processeurs sont installés). C'est là que l'équipe en charge contrôle l'acquisition des données via une série de panneaux de contrôle visibles sur la figure 2.3. L'équipe en charge dispose d'une liaison avec l'Europe afin de pouvoir contacter les experts des différents sous-systèmes de l'expérience lorsque certains problèmes sont rencontrés, via téléphone et internet. Le débit de la connexion internet ($\sim$ 125 kbs) n'autorise pas cependant le rapatriement des

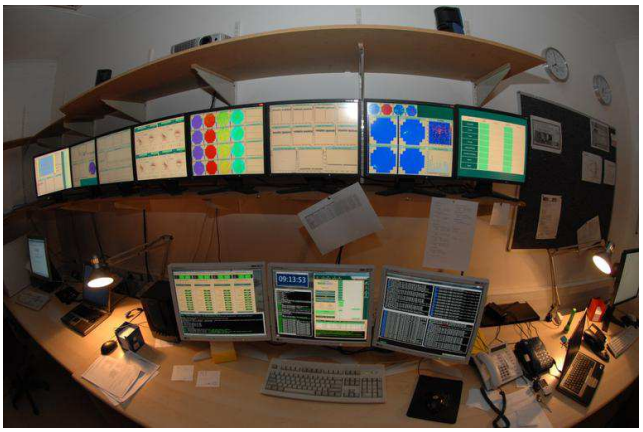


Fig. 2.3: Centre de contrôle de H.E.S.S.

données. En effet, 28 minutes d'observations correspondent à peu près à 5 GB de données, qui sont stockées sur des cassettes et ramenées en Europe toutes les deux semaines environ.

2.2 Description de l'instrument : la structure

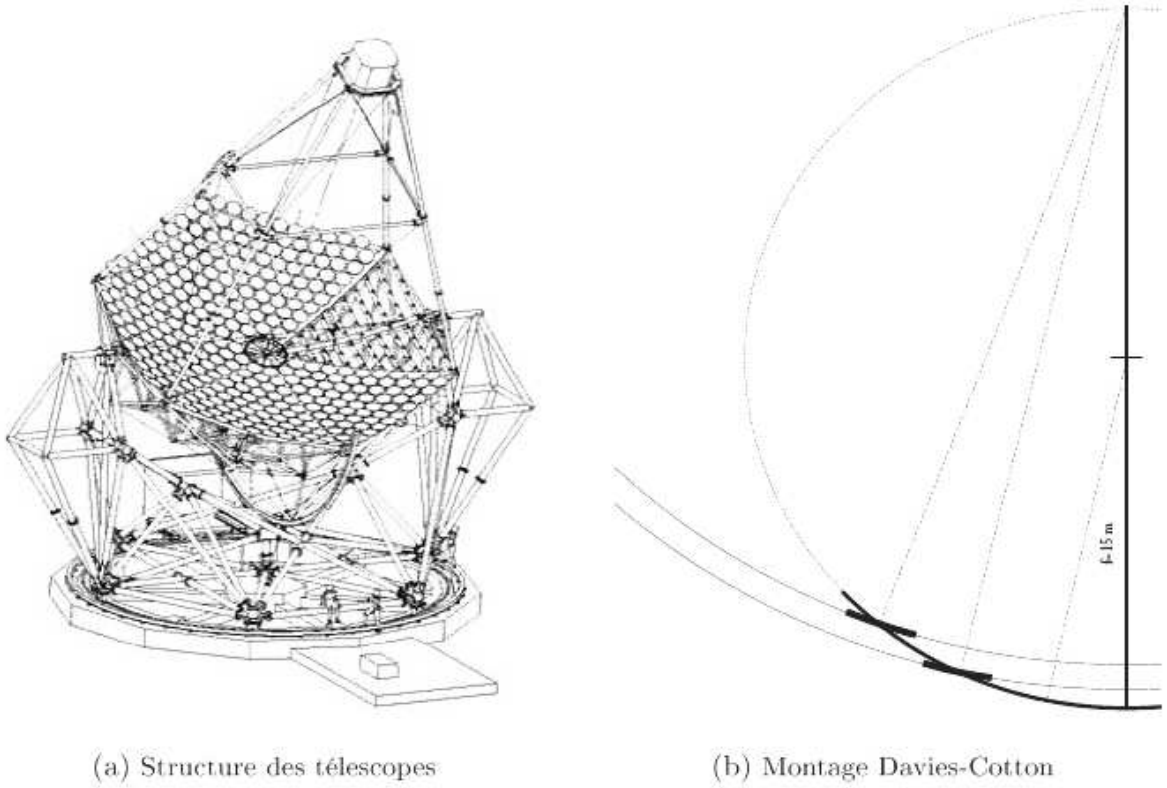
2.2.1 Monture des télescopes

Chacun des quatre télescopes est équipé d'une monture alt-azimutale en acier. Les différentes caractéristiques (mobilité, vitesse, etc) de ces montures sont répertoriées dans le tableau 2.1.

Mobilité azimutale	385°
Mobilité en élévation	-35° à +175°
Vitesse de déplacement maximale	100°/min
Précision de pointé	0.01°
Vitesse maximale de vent autorisée en prise de données	50 km/h
Vitesse maximale de vent autorisée	160 km/h

Tab. 2.1: Spécifications de la structure mécanique d'un télescope de H.E.S.S.

L'acier et l'arrangement en araignée que l'on peut voir sur la partie droite de la figure 2.4, permettent d'avoir une grande rigidité de la monture qui est soumise à d'importantes contraintes mécaniques. Le bras doit en effet soutenir une caméra d'environ une tonne située à une distance de 15 m du plan focal. La masse totale de la structure est de 37.7 tonnes. Le suivi des sources s'opère au moyen de deux moteurs actionnant des roues, en contact par friction avec des rails en azimuth et en élévation. L'asservissement du pointé s'opère à l'aide de codeurs situés sur les rails et mesurant le déplacement avec une précision de 10 secondes d'arc.



(a) Structure des télescopes (b) Montage Davies-Cotton

Fig. 2.4: Schémas de la structure des télescopes de H.E.S.S. et du principe du montage de Davies-Cotton utilisé pour les miroirs.

2.2.2 Réflecteur et montage Davies-Cotton

La surface de collection est une donnée cruciale pour les imageurs Cherenkov. Plus la taille du réflecteur est importante plus le seuil en énergie est faible, de plus le rapport signal sur bruit est proportionnel à la racine carrée de la surface du réflecteur, plus celle-ci est grande moins la luminosité du bruit de fond de ciel aura d'influence. Dans H.E.S.S. chaque télescope récolte la lumière Cherenkov produite par les gerbes électromagnétiques grâce à 380 miroirs circulaires de 60 cm de diamètre, assemblés selon un hexagone. L'ensemble de ces miroirs correspond à une surface réfléchissante d'environ 107 m^2 avec un rayon de courbure de 15 m.

La réflectivité nominale moyenne des miroirs mesurée est de 80% pour les longueurs d'onde comprise entre 300 et 600 nm. Cette réflectivité a été à nouveau contrôlée au printemps 2004. Une diminution de 10% a été mesurée sur les quatre télescopes, y compris CT3 (le premier à avoir été installé), ce qui indique une stabilisation après une première diminution probablement due à un dépôt de poussière sur les miroirs. A l'heure actuelle, la dégradation de la réflectivité (vents de sable, soleil...) s'est accrue et diverses options de ré-alluminsation et de traitement des miroirs sont à l'étude au sein de la collaboration. La dispersion intrinsèque des miroirs est de l'ordre de 0.45 mrad, c'est à dire inférieure à la taille d'un pixel.

Le montage des miroirs sur la structure est un compromis entre un montage sphérique et

un montage parabolique : le montage Davies-Cotton. Celui-ci a déjà été utilisé par le passé dans d'autres expériences Cherenkov (Whipple et CAT). Il est illustré sur partie gauche de la figure 2.4. Les miroirs, de focale F = 2f = 30 m, sont disposés sur une calotte sphérique de focale 15 m (f). Les axes optiques des miroirs sont concourants sur l'axe optique de la calotte à une distance double de celle du foyer. Ce montage permet de diminuer les déformations de la tache lumineuse d'une source située loin de l'axe optique, l'aberration de coma, inhérent aux montures paraboliques. Ce type de montage induit toutefois une dispersion temporelle de l'arrivée des photons dans le plan focal de l'ordre de 5 ns, alors que la durée intrinsèque du flash Cherenkov est de 2 à 3 ns. Cet asynchronisme d'arrivée des photons est trop important pour des études de discrimination temporelle. Ce montage a été délaissé pour la seconde phase de l'expérience (H.E.S.S. II). Le réflecteur de H.E.S.S. II est disposé selon un montage parabolique et le champ de vue a été réduit à 3° afin de limiter les aberrations de coma.

2.2.3 Alignement des miroirs, contrôle du pointé

Chacun des miroirs de H.E.S.S. est fixé sur la structure des télescopes par un support à trois points de fixations dont deux sont motorisés. Ils permettent d'ajuster l'alignement des miroirs. Un schéma de fixation des miroirs est visible sur la partie gauche de la figure 2.5, tandis que la partie droite présente le schéma de fixation des miroirs. La procédure d'alignement des miroirs est décrite en détail dans [66]. Cette procédure consiste à pointer le télescope vers une étoile dont chaque miroir renvoie une image individuelle dans le plan focal (capot fermé de la caméra). La direction de l'axe optique de chaque miroir est alors modifiée de façon à ce que toutes ces images n'en forment qu'une dans le plan focal du télescope.

Les déplacements des télescopes en azimuth et en élévation se font avec une précision de $10''$. Bien que la monture en acier du télescope soit rigide, des déformations de la structure mécanique, liées aux vents ou simplement sous l'effet de son propre poids lorsque l'altitude pointé varie, induisent une dégradation des performances de ponté à environ 30 secondes d'arc. En début et en fin de période d'observation, des séries d'acquisitions, permettant le contrôle du pointé, sont alors effectuées par les personnes présentes sur le site. Durant ces acquisitions, les télescopes sont pointés vers des étoiles brillantes (de magnitudes variant entre -1.5 à 2) pour différents angles azimutaux et zénithaux. Ces images sont réfléchies par des miroirs secondaires situés sur le capot fermé des caméras et enregistrées par une caméra CCD placée au centre du réflecteur (LidCCD). La position des étoiles est déterminée par rapport à une position absolue définie à l'aide de photodiodes placées sur les bords des caméras. Ces positions sont ensuite comparées aux coordonnées réelles provenant du catalogue Hipparcos. Les corrections appliquées permettent au final une erreur de pointé de l'ordre de 5 secondes d'arc. Une seconde caméra CCD (skyCCD) pointant directement dans l'axe optique permet de comparer la position des étoiles à celle attendue après correction des déformations. Cette comparaison peut être utilisée pour réaliser une correction plus fine et obtenir une erreur de pointé de l'ordre de 1 seconde d'arc.

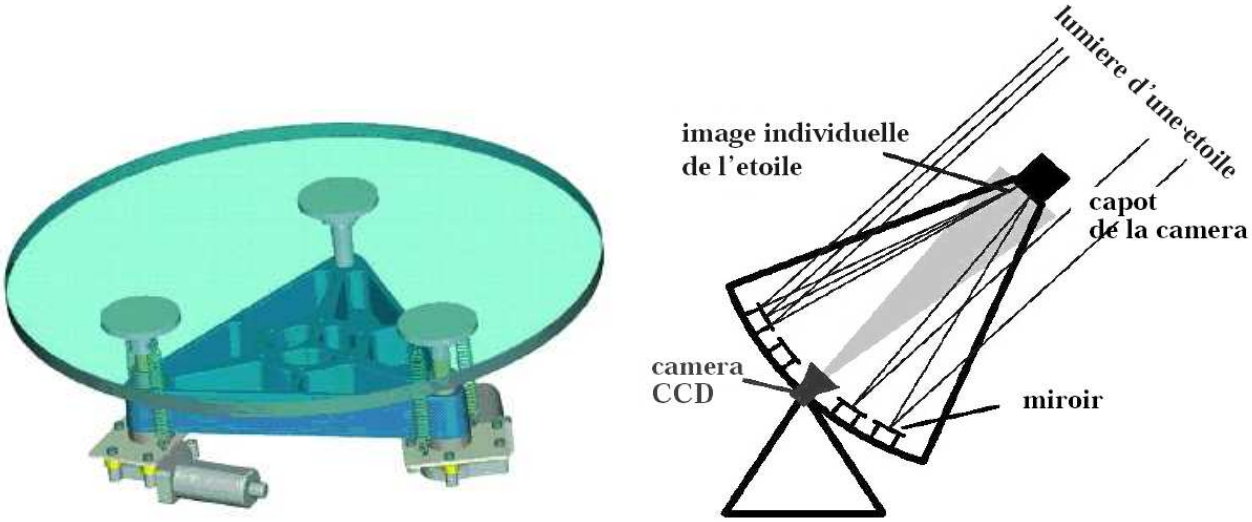


Fig. 2.5: *Gauche :* Principe de l'alignement des miroirs [66]. Chaque miroir, mobile, renvoie l'image d'une étoile sur un miroir secondaire installé sur le capot fermé de la caméra. Ces images sont observées par une caméra CCD. *Droite :* Principe de fixation des miroirs de H.E.S.S.

2.3 Description de l'instrument : la caméra

Les quatre caméras équipant les télescopes de H.E.S.S. ont pour but de recueillir les rayonnements Cherenkov créer par les gerbes atmosphériques. Elles doivent permettre de reconstruire l'image du développement de cette gerbe afin de remonter à ses propriétés : nature (hadronique versus électromagnétique), direction d'incidence, énergie, etc. Pour cela, elles combinent deux critères qui en font un atout majeur dans l'étude des sources gamma au TeV : un grand champ de vue finement pixellisé et une électronique d'acquisition rapide. Chaque caméra pèse environ 900 kg et mesure 1.5 m de côté pour une profondeur de 1.6 m.

La fine pixellisation assure une bonne reconstruction de l'image, nécessaire pour les études morphologiques des sources étendues impliquant un large champ de vue[3] ($\sim 5°$). Ce dernier permet aussi de réaliser la recherche systématique d'objets, y compris lorsque le pointé est décalé. La logique de déclenchement rapide permet de limiter drastiquement le volume des données à garder en mémoire. L'électronique d'acquisition rapide permet de s'affranchir d'une partie du bruit de fond de ciel (1 photo-électron par pixel toutes les 10 ns lors d'observations hors du plan galactique et qui augmente pour cette région).

Chaque caméra de H.E.S.S. est formée de 960 photomultiplcateurs (PMs) et d'autant de cônes de Winston les surmontant. Les PMs sont regroupés par 16 dans 60 tiroirs amovibles où est regroupée l'électronique d'acquisition rapide associée. Lorsque la caméra ne prend pas de données, elle est protégée par un capot amovible. Le capot, les cônes de Winston et les tiroirs qui regroupent les PMs et le système d'électronique d'acquisition constituent la partie avant de la caméra. La partie arrière comprend une baie d'électronique, avec notamment le CPU

[3]Pour comparaison, le diamètre apparent de la pleine Lune est de 0.5°.

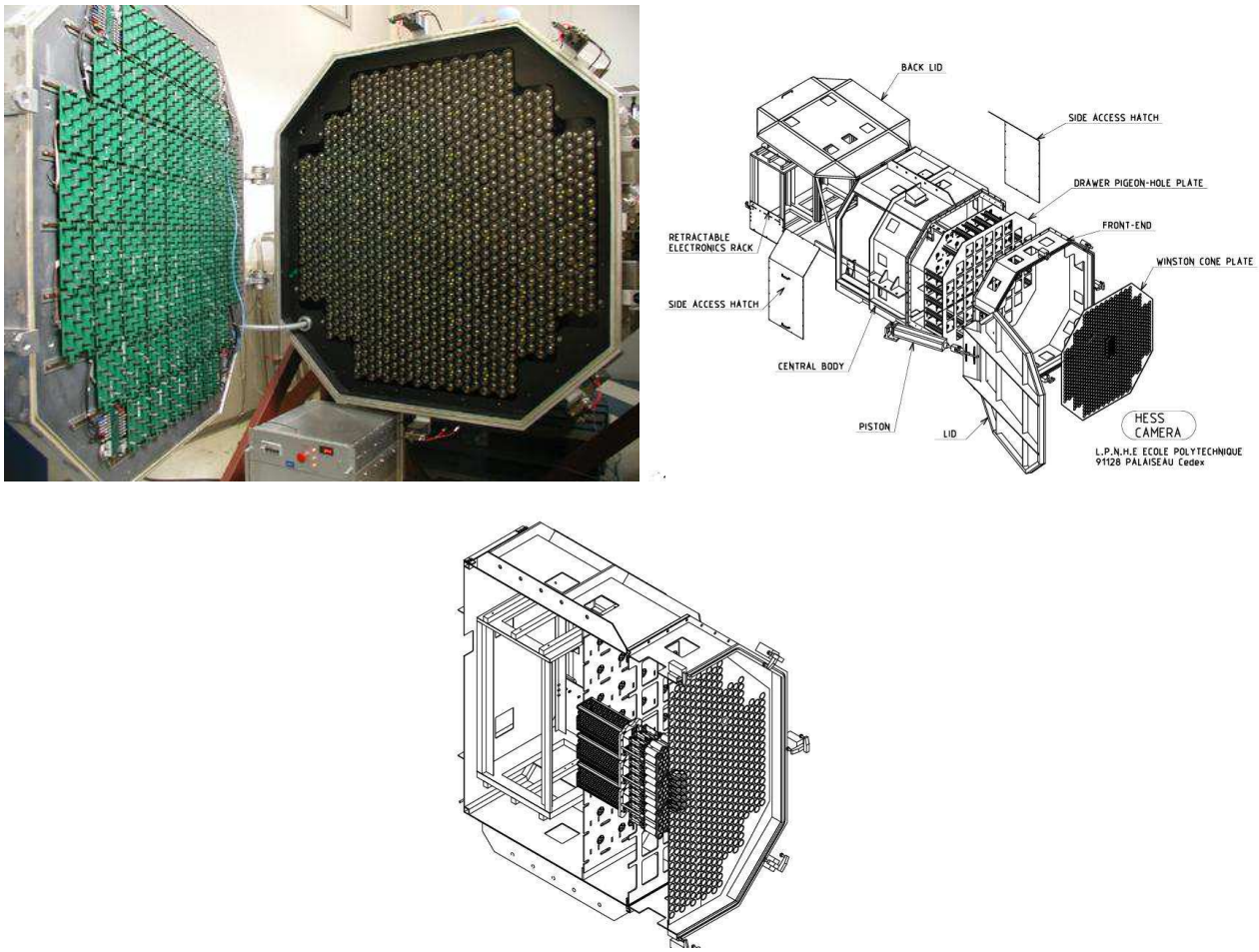


Fig. 2.6: Haut : *Gauche* : Photographie de la face avant d'une des caméras de H.E.S.S. avec le capot de protection des PMs ouvert. *Droite* : Schéma d'une vue explosée d'une caméra. **Bas :** Schéma d'une vue coupée d'une caméra.

(Central Process Unit) traitant l'ensemble des données des tiroirs, le système de déclenchement global de la caméra et le système de communication au système de déclenchement global situé dans le bâtiment de contrôle principal.

2.3.1 Les photo-multiplicateurs

960 PMs de type Photonis XP2960 [67], d'un diamètre externe de 27.3 mm, équipent chacune des quatre caméras. Le diamètre de la photo-cathode est de 23 mm, cependant comme on peut le voir sur la partie droite de la figure 2.8, la surface sensible a un diamètre de 21 mm. Le diamètre angulaire de chaque PM est de 0.16°. L'efficacité quantique des PMs varie en fonction de la longueur d'onde. Sur la gamme s'étendant de 250 à 650 nm, des écarts inférieurs à 10% sont enregistrés, avec un pic à 380 nm de 27%, cf. partie gauche de cette même figure.

Au gain nominal de fonctionnement de la caméra (2×10^5), la détection du photo-électron

Fig. 2.7: Vue de profile d'un des tiroirs de H.E.S.S. contenant 16 PMs et l'électronique de lecture et de déclenchement local

(pe) unique est possible et la résolution des PMs est de l'ordre de 40%. En mode standard de fonctionnement, les PMs sont soumis à une haute tension d'environ 1000 V.

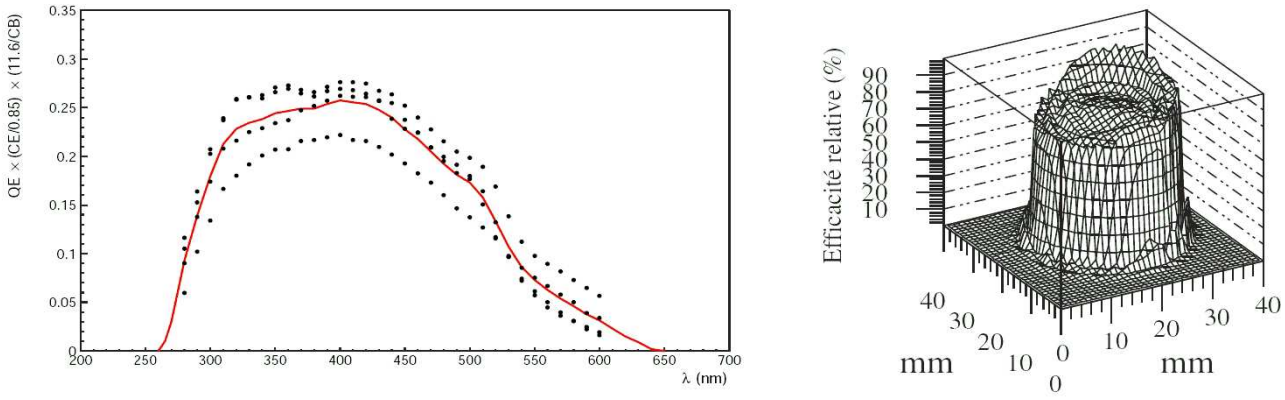


Fig. 2.8: *Gauche* : Efficacité quantique en fonction de la longueur d'onde. La courbe rouge correspond à la moyenne des points de mesures pour quatre PMs (points noir). *Droite* : Efficacité quantique relative en fonction de la position d'arrivée sur la photo-cathode à incidence nulle pour un PM.

2.3.2 Les cônes de Winston

Chaque PM est surmonté d'une coiffe en PolyMethylMetAcrylate colorée en noir, de forme hexagonale et de diamètre d'entrée et de sortie respectifs 41 mm (resp. 21.5 mm) pour une hauteur de 5.3 cm. L'intérieur de ce cône correspond à la partie réfléchissante. Il a été aluminisé et traité au SiO_2. Les buts de ces cônes de Winston sont multiples. Ils permettent notamment d'augmenter la surface de collection en réduisant l'espace entre les PMs. De plus, ils autorisent de concentrer la lumière réfléchie par les miroirs au centre de la photo-cathode, là où l'efficacité de collection est maximale (figure 2.8). Enfin, grâce à ces cônes, il est possible de s'affranchir de la lumière ayant un angle d'incidence supérieur à 30°, comme c'est le cas pour les photons de l'albédo terrestre. La réflectivité moyenne des cônes de Winston est de l'ordre de 75% (pour une gamme s'étalant de 300 à 500 nm).

Fig. 2.9: Photographie d'un des cônes de Winston surmontant les photomultiplcateurs de H.E.S.S.

2.3.3 L'électronique d'acquisition

Au niveau de la caméra, l'électronique d'acquisition se décompose en deux parties. La première partie, les tiroirs, se situe dans la partie avant de la caméra et gère l'électronique de lecture et le déclenchement local des PMs. La seconde partie se trouve derrière et correspond à une baie d'électronique. Elle s'occupe notamment des informations de la première électronique et du déclenchement global de la caméra.

2.3.3.1 Les tiroirs

Ils comportent trois cartes d'acquisition. Deux cartes de mémoires analogiques (MA), gérant chacune l'amplification, le stockage, la conversion et la lecture du signal de 8 PMs. Ces deux cartes sont montées sur un troisième carte, dite de "Slow control", qui est une carte de gestion.

Cartes analogiques

Elles ont pour but de gérer la gamme dynamique de détection du signal, ainsi que de réaliser la logique de déclenchement élémentaire de huit PMs. Pour cela, elles possèdent 3 voies de communications parallèles. Les deux premières sont des voies de lectures et servent à échantillonner le signal. Deux voies sont utilisées car le signal est amplifié avec deux gains différents, permettant de couvrir une gamme en énergie plus grande, la voie de "Haut Gain" (HG), pour les signaux de 1 à 150 pe et la voie de "Bas Gain" (BG), pour les signaux d'évènements plus énergétiques, de 15 à 1600 pe. Le temps d'élaboration du signal de déclenchement (environ 64 ns), basé sur les informations des voies haut et bas gain, nécessite que le signal soit stocké de façon temporaire sous forme analogique. On utilise pour cela des mémoires analogiques circulaires. Dans le cas de H.E.S.S., ce sont des puces ARS[4], initialement conçues pour l'expérience

[4]Analogic Ring Sampler.

ANTARES [68], qui, après amplification du signal, l'échantillonnent à 1 GHz sur 128 cellules, soit 128 ns.

L'enregistrement s'effectue en continu et est stoppé lors du déclenchement des télescopes. Les mémoires sont alors relues de façon plus lente, à un taux d'environ 1 μs par cellule. La lecture de l'ARS nécessite deux paramètres de contrôle : la largeur de la porte de lecture N_L et l'écart en temps N_d entre le début de la porte et l'arrêt de l'ARS. Le signal de sortie d'un PM a une largeur moyenne de 3 ns, cependant du fait de la bande passante limitée de l'ARS ($\sim$ 800 MHz), ce dernier élargit le signal à environ jusqu'à une dizaine de nanosecondes à mi-hauteur, c'est pourquoi la taille de la fenêtre de lecture N_L a été fixée à 16 ns. Après la réception d'un signal de déclenchement au niveau d'une cellule N_0 de l'ARS, le signal est relu entre les cellules $N_0 + (128 - N_d)$ et $N_0 + (128 - N_d) + N_L$. La figure 2.10 présente le principe de lecture d'une voie d'un ARS et de la définition des paramètres N_d et N_L.

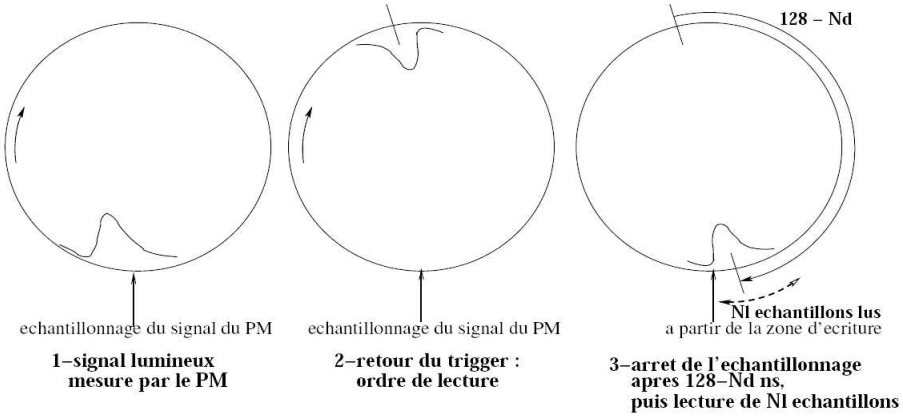


Fig. 2.10: Lecture d'une voie d'une mémoire analogique et définitions des paramètres N_d et N_L.

Comme nous l'avons mentionné plus haut, deux amplifications par PM sont utilisées pour résoudre le photo-électron unique et avoir une grande gamme dynamique de détection. Il faut donc gérer huit voies de HG et huit voies de BG par carte. Pour cela, quatre ARS (deux pour le HG et deux pour le BG) sont nécessaires. Un convertisseur analogique numérique (ADC) convertit au format numérique les charges dans les voies HG et BG des 8 PMs de façon séquentielle par l'intermédiaire d'un multiplexeur. Ces informations sont stockées dans un composant programmable (FPGA) qui contrôle la lecture des ARS et transmet les informations au système d'acquisition. Il existe deux formats pour les données transmises : soit on additionne numériquement les charges des N_L cellules (mode "charge" utilisé lors de la prise de données), soit l'information est transmise de façon individuelle pour chaque cellule (mode "échantillon" pour certains tests : forme et position du signal dans la porte de lecture, mais c'est un mode trop long et trop lourd pour la prise de données). La troisième voie, amplifiée avec un gain identique à la voie de HG, sert au déclenchement de la caméra. Après amplification, le signal est envoyé dans un comparateur. Si le signal dépasse un certain seuil programmable, un signal de déclenchement sera envoyé.

Carte Slow Control

La troisième carte assure la communication des tiroirs à travers le module de gestion de la caméra. Cette carte permet le formatage des données et envoie, via un bus à une carte FIFO (First In First Out), les données au système de déclenchement global, ainsi que les informations nécessaires à la gestion du contrôle des tiroirs (courants, températures).

2.3.3.2 Baie d'électronique

La baie d'électronique assure la gestion de la caméra, notamment grâce au CPU ainsi que la réception et la transmission des données des différents tiroirs. Elle contrôle l'ensemble des tiroirs et la caméra en elle-même (températures, hautes tensions...). Elle possède un module de déclenchement local des tiroirs qui, le cas échéant, transmettra un signal au déclencheur global. L'ensemble de la caméra dissipe environ 5 kW de chaleur, qu'il faut "extérioriser" au moyen de 80 ventilateurs. Pour assurer l'ensemble de ces opérations, la baie contient 7 cartes :

- 4 cartes FIFO qui assurent la liaison, dans les deux sens, entre le CPU et les tiroirs de la caméra. Le CPU envoie la configuration aux tiroirs et les données d'acquisition ou de contrôle sont stockées dans les FIFO et sont lues par le CPU.
- une carte "registre" qui gère la configuration de déclenchement de la caméra. Elle reçoit l'état de la caméra : en attente de déclenchement ou en cours de traitement lorsque la caméra est occupée au traitement d'un évènement antérieur.
- une carte "température et ventilateurs" qui s'occupe de la mesure des températures en différents points de la caméra et assure donc aussi la gestion de la vitesse de rotation des ventilateurs. C'est cette même carte qui permet le contrôle à distance du capot (ouverture/fermeture) et la mise en route (ou l'arrêt) de l'alimentation des tiroirs et du module de déclenchement.
- une carte GPS. Elle reçoit le signal de déclenchement de la caméra et stocke la date de l'évènement avec une précision de 80 ns. Elle envoie un signal indiquant que la caméra est déclenchée au CPU qui aura ainsi la faculté de lire la date de l'évènement.
- le CPU est le principal organe de liaison entre la caméra et l'extérieur, via un câble ethernet.

2.4 Système de déclenchement

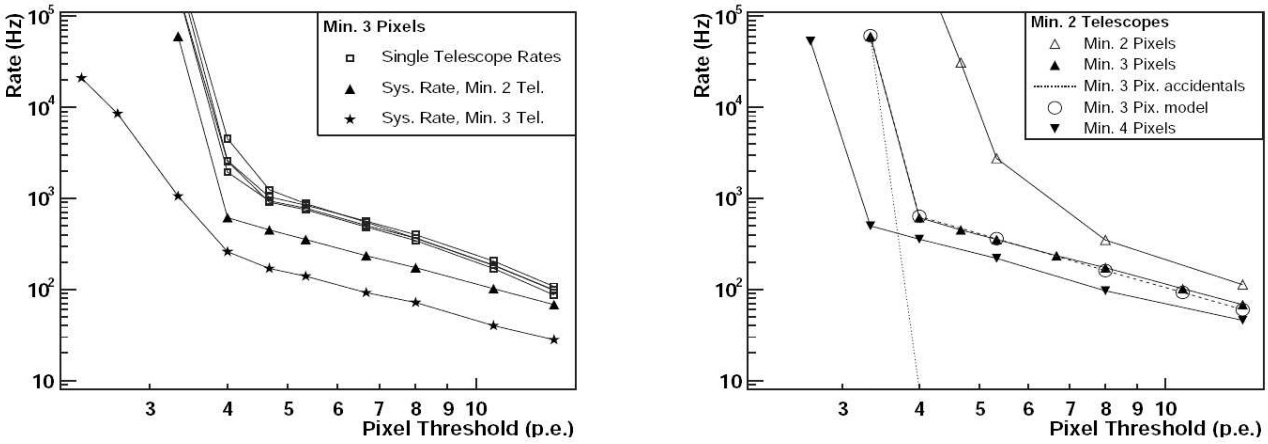
Le système de déclenchement de H.E.S.S. possède deux niveaux. Le premier niveau, déclenchement local, se situe au niveau de la caméra. Lorsque le système déclenche à ce niveau, il envoie un signal au second niveau, le déclenchement global, géré par une tour de processeurs située dans le bâtiment principal. C'est avec ce second niveau qu'apparaît la notion de stéréoscopie dans H.E.S.S.

Il existe trois paramètres de déclenchement ajustables afin de limiter le bruit de fond de ciel et de garder un seuil en énergie relativement bas.

- le seuil par pixel : S_1, correspondant à un nombre minimum de photo électrons pour qu'un pixel contribue à l'élaboration du signal de déclenchement.

- le seuil par secteur : S_2, c'est le nombre minimal de pixels par secteur pour que celui-ci déclenche l'arrêt de l'échantillonnage et la lecture des données de la caméra.
- la multiplicité des télescopes : S_3, c'est le paramètre de stéréoscopie. Il requiert un nombre minimum de télescopes ayant déclenchés en coïncidence temporelle afin d'achever la lecture des données.

Après l'application des critères S_1 et S_2, le taux de déclenchement au niveau d'un seul télescope est largement dominé par les évènements hadroniques et muoniques. La coïncidence temporelle, le critère S_3, permet de supprimer une grande partie de ce bruit de fond. Les figures 2.11 (a) et (b) permettent d'observer les effets des critères de sélection discutés sur le taux de déclenchement du système.



(a) Seuil par secteur S_2 =3 pixels.

(b) Multiplicité des télescopes S_3 =2.

Fig. 2.11: Taux de déclenchements du système en fonction des seuils par secteur (a), de la multiplicité des télescopes (b).

2.4.1 Déclenchement local

La logique de déclenchement est basée sur la sectorisation de la caméra en 38 secteurs. La taille des secteurs est définie de façon à maximiser la probabilité de déclenchement sur un évènement de type électromagnétique et pour minimiser le déclenchement sur le bruit de fond de ciel. La taille typique des gerbes électromagnétiques est de l'ordre de 1°, c'est à dire 6 pixels. Afin d'éviter une perte d'efficacité au déclenchement pour les images de gerbes situées entre deux secteurs, un recouvrement entre secteur est nécessaire. La figure 2.12 présente le schéma de sectorisation d'une caméra de H.E.S.S.

La logique de déclenchement local consiste à comptabiliser le nombre de pixels dépassant un certain seuil, S_2, dans chaque secteur. Si un des secteurs possède un nombre de pixel suffisant, un signal est envoyé afin de stopper l'échantillonnage et de débuter le traitement des données. Cependant, si aucune autre caméra n'a vu d'évènement en coïncidence temporelle, le

Fig. 2.12: Schéma de sectorisation d'une caméra de H.E.S.S.

système central peut envoyer un signal d'arrêt de la procédure durant les 10 premières μs et l'échantillonnage reprend.

2.4.2 Déclenchement global

Lorsqu'une caméra a déclenché localement, elle envoie un signal via fibre optique au module de déclenchement central situé dans le bâtiment principal. Si au moins deux télescopes (S_3) ont observé un signal dans une fenêtre temporelle coïncidente, le système central renvoie un signal aux caméras de ces télescopes et toutes leurs données sont enregistrées. Le temps mort, consécutif aux ordres d'interruptions et aux processus d'acquisition des données, est de l'ordre de 450 μs. Si aucune coïncidence n'a été enregistrée, un signal est envoyé à la caméra pour interrompre l'acquisition et reprendre l'échantillonnage ("Fast Clear" message).

La coïncidence temporelle, et donc la largeur de cette fenêtre, est un paramètre essentiel du système de déclenchement central. Cette fenêtre est choisie afin de maximiser l'enregistrement d'évènements gamma tout en minimisant le nombre de coïncidences fortuites. La durée minimale dépend de la dispersion en temps d'arrivée des signaux Cherenkov au module central selon deux critères : largeur et courbure du front Cherenkov d'une part et champ de vue de la caméra d'autre part. Ceci correspond à un minimum de 3 ns en moyenne, cependant la bande passante limitée de l'ARS (800 MHz) l'élargit à 10 ns.

Pour que le système valide la coïncidence, il faut un recouvrement de deux signaux d'au moins 10 ns, soit un taux de déclenchement de 1 kHz. Pour deux télescopes parmi quatre, le taux de coïncidences fortuites est relativement faible, de l'ordre du Hz. Le tableau 2.2 récapitule

les valeurs des coefficients de déclenchement utilisées lors de la prise de données. Ces valeurs sont définies de façon à maximiser les performances du déclenchement. Si les seuils sont trop bas, le système sera déclenché par des évènements fortuits liés aux fluctuations de fond de ciel, le taux sera élevé et instable. Dans le cas où les seuils sont trop élevés, les gerbes Cherenkov de faible amplitude ne seront plus détectées. Le seuil en énergie de l'expérience sera plus élevé et la surface de collection diminuée. Grâce aux valeurs adoptées, le temps mort du système complet est uniquement de 10% et la quasi totalité des évènements muoniques est rejetée avant la phase d'analyse.

Paramètre	S_1	S_2	S_3
Valeur	4	3	2

Tab. 2.2: Valeurs des coefficients de déclenchements utilisés pour la prise de données dans H.E.S.S. Les paramètres S_1, S_2 et S_3 sont explicités dans le texte.

2.5 Paramètres atmosphériques et stratégies d'observation

2.5.1 Contrôles des paramètres atmosphériques

Différents instruments de contrôle des conditions météorologiques et de l'atmosphère sont installés sur le site. Ils permettent de contrôler la qualité du ciel et de décider le cas échéant de l'interruption de la prise de données. Chaque télescope possède un radiomètre infrarouge installé sur sa monture. Il observe le ciel avec un champ de vue de 2.86° contenu dans le champ de vue de la caméra. La gamme de longueur d'ondes observée, de 8 à 14 μm, correspond à une bande d'absorption de la vapeur d'eau. Ces mesures sont accessibles en temps réel aux personnes sur le site en Namibie et permettent de détecter la présence de nuages. Une station météorologique complète, mesurant la température, la pression, la vitesse et la direction du vent est aussi installée et toutes les informations recueillies sont enregistrées en même temps que les données. La présence et la répartition d'aérosols dans les premières couches de l'atmosphère (jusqu'à une dizaine de kilomètres, l'altitude de développement des gerbes) sont mesurées par un lidar infrarouge. Celui-ci envoie des impulsions laser d'intensités connues dans l'atmosphère qui sont rétro-diffusées par les molécules présentes et ces informations sont recueillies par son télescope. Un transmetteur installé sur le site permet de contrôler la transparence de la basse atmosphère. Pour cela, des LEDs ont été fixées à une antenne sur le plateau du Gamsberg, situé à une trentaine de kilomètres et leur lumière est recueillie par une caméra CCD se trouvant à proximité du bâtiment principal. L'ensemble de ces mesures est accessible sur une base de données et permet d'effectuer la sélection de la qualité des données avant leur analyse.

2.5.2 Stratégies d'observation

2.5.2.1 Périodes d'observations

L'intensité des gerbes Cherenkov étant faible, les observations se font nécessairement lorsque le Soleil et la Lune se situent en dessous de l'horizon afin que le bruit de fond de ciel soit suffisamment sombre pour que le signal Cherenkov puisse en être extrait. Le cycle utile de l'expérience est alors réduit à environ 12% du temps total d'observation, soit environ 1000 heures par an.

2.5.2.2 Choix des sources

Il existe un grand nombre d'objets astrophysiques susceptibles d'émettre dans la gamme d'énergie couverte par H.E.S.S., or le système possède un champ de vue et une sensibilité limités. Un calendrier d'observation est établi par les membres du comité d'observations de la collaboration, dont les décisions sont basées sur les propositions d'observations effectuées par les différents membres de la collaboration. Une base de donnée est remplie et gère le programme d'observation pour la nuit de façon automatique. Cependant si une alerte d'un évènement transitoire (comme un sursaut γ) est réceptionnée, le programme d'observation peut être modifié après l'aval de l'expert en charge.

2.5.2.3 Les modes de pointé

Il existe deux stratégies de pointé utilisées par la collaboration.

La méthode "ON-OFF" : c'était la méthode la plus utilisée au début de l'expérience. Elle consiste à pointer le télescope dans la direction exacte de la source que l'on cherche à étudier dans un premier temps, pendant environ 28 minutes (position "ON"). Le pointé est ensuite effectué en dehors de la région source (position "OFF") en décalant l'ascension droite de 30 minutes et en gardant la même déclinaison. Cette méthode permet de déterminer le bruit de fond hadronique dans la même région de ciel que la source, avec une transparence d'atmosphère semblable. Le défaut de la méthode est cependant très important : seule la moitié du temps d'observation est utilisable. Avec l'augmentation croissant du nombre de sources détectées par H.E.S.S., cette méthode a été abandonnée de façon quasi-systématique au profit de la seconde méthode, dite "Wobble". Ce mode de pointé est conservé uniquement pour les sources très étendues, pour lesquelles la méthode "Wobble" ne peut être appliquée.

La méthode **"Wobble"** consiste à ne pas pointer le système sur la position exacte de la source mais sur une position légèrement décalée, de l'ordre de 0.7°. Le bruit de fond hadronique est déterminé à partir de régions de la caméra ayant le même décalage par rapport au centre, afin de s'assurer de ne pas introduire un biais dans le niveau de ce fond en fonction de l'acceptance sur le champ de vue de la caméra. Une définition plus précise de la détermination du niveau de fond hadronique sera donnée dans le chapitre 4.4.

Chapitre 3

Etudes des calibrations

Sommaire

2.1 Choix du site 36
2.1.1 Situation géographique 36
2.1.2 Motivations observationnelles 36
2.1.3 Implantation sur le site 37
2.2 Description de l'instrument : la structure 39
2.2.1 Monture des télescopes 39
2.2.2 Réflecteur et montage Davies-Cotton 40
2.2.3 Alignement des miroirs, contrôle du pointé 41
2.3 Description de l'instrument : la caméra 42
2.3.1 Les photo-multiplicateurs 43
2.3.2 Les cônes de Winston 44
2.3.3 L'électronique d'acquisition 45
2.4 Système de déclenchement 47
2.4.1 Déclenchement local 48
2.4.2 Déclenchement global 49
2.5 Paramètres atmosphériques et stratégies d'observation 50
2.5.1 Contrôles des paramètres atmosphériques 50
2.5.2 Stratégies d'observation 51

Dans ce chapitre nous discuterons tout d'abord la chaîne de reconstruction des évènements, notamment le traitement et l'analyse des données. Les signaux issus des caméras subissent un pré-traitement lors de la phase de calibration, afin d'être dans un format compatible avec les outils d'analyse finaux. Le principe de la calibration des différents coefficients sera présenté. Deux chaînes de calibration sont définies dans H.E.S.S. La mise en place d'une comparaison des coefficients de la calibration sera discutée dans la partie 3.3. Son importance sur les résultats en fin d'analyse est présentée dans la dernière section du chapitre.

3.1 Présentation de la chaîne de reconstruction des évènements

3.1.1 Génération des gerbes de particules

3.1.1.1 Développement des gerbes électromagnétiques

Lorsqu'un γ VHE pénètre dans l'atmosphère terrestre il va, par interaction électromagnétique avec le champ des noyaux atmosphériques, produire une paire positron-électron (e^+, e^-). Ces derniers vont à leur tour interagir avec les champs électromagnétiques des noyaux et produire des γ secondaires par rayonnement de freinage appelé "bremsstrahlung". Lors du développement d'une gerbe électromagnétique, il existe quatre principaux processus mis en jeu. Le bremsstrahlung des e^+, e^-, correspondant à des interactions coulombiennes, implique une perte d'énergie de ces particules sous forme d'émission de γ. La conversion de γ en paire e^+, e^-, encore due à l'effet du champ coulombien des noyaux. Les diffusions multiples des e^+, e^- qui déterminent le profil latéral de la gerbe, aussi d'origines coulombiennes. Enfin, la perte d'énergie des e^+, e^- par ionisation ou excitation des atomes de l'atmosphère.

Pour ces trois premiers processus, une seule longueur caractéristique intervient : la longueur de radiation $X_0 = 36.7$ g/cm^2 dans l'air sec. Lorsque les pertes d'énergies des e^+, e^- par ionisation deviennent dominantes, la gerbe électromagnétique est progressivement absorbée par l'atmosphère. Cela se produit pour l'énergie caractéristique $E_c \sim 80$ MeV[1]. Le maximum de développement de la gerbe est atteinte pour une épaisseur $X_{max} = X_0 ln(E_0/E_C)$[2]. La formule semi-empirique donnant le nombre total moyen d'électrons $< N_e >$ pour une profondeur d'atmosphère X_{max} est appelée formule de Greisen :

$$< N_e >= \frac{0.31}{\sqrt{y}} exp\left[X_{max}\left(1 - \frac{3}{2} lns\right)\right] \tag{3.1}$$

avec $y = ln(E_0/E_C)$ et $s = 3X/(X + 2y)$. Cette formule montre que le nombre d'électrons à la profondeur de développement maximal de la gerbe est proportionnel à l'énergie de la particule primaire.

[1] Cette énergie dépend du numéro atomique moyen du milieu. E_c varie donc en fonction de l'altitude.
[2] E_0 est l'énergie du γ incident.

Le développement latéral de la gerbe électromagnétique est largement dominé par la diffusion multiple des e^+, e^-. On peut montrer que l'extension latérale d'une gerbe de photons est caractérisée par son rayon de Molière[3]

$$r = \frac{E_s}{E_c} X_0 = 9.2 \text{ g.cm}^{-2}$$

avec $E_s = \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} m_e c^2 = 21\text{MeV}$[4]. L'angle moyen de diffusion des e^- étant très faible, ces gerbes sont très collimatées.

3.1.1.2 Les gerbes hadroniques

Les rayons cosmiques chargés (RC) qui pénètrent dans l'atmosphère développent eux aussi des gerbes de particules. L'interaction principale des RC avec les noyaux des atomes de l'atmosphère est l'interaction forte. Le développement de la gerbe hadronique diffère alors des gerbes électromagnétiques. Les RC vont créer des mésons (des pions et des kaons) dès la première interaction mais aussi des protons et des neutrons secondaires. Ces particules secondaires interagissent à leur tour avec les noyaux environnants, une cascade hadronique est engendrée. Lors de la production de pions, environ un tiers d'entre eux sont neutres (π^0). Ils ont une durée de vie extrêmement courte ($\sim 10^{-16}$ ns) et se désintègrent en 2 γ, ce qui implique la création de sous-cascades électromagnétiques dans les gerbes hadroniques. Les pions chargés ($\pi^\pm$) aussi créés ont des durées de vie plus élevées, augmentant la probabilité de créer de nouvelles interactions. Ce sont les principaux responsables du développement de la gerbe hadronique. Les produits de leur désintégration sont majoritairement des muons ($\mu^\pm$) et des neutrinos (ν).

Les impulsions transverses mises en jeu dans les interactions nucléaires sont beaucoup plus importantes que pour les gerbes de photons. Cela se traduit par un développement transversal des gerbes hadroniques plus important et plus chaotique. Les gerbes hadroniques comportent très souvent des $\mu^\pm$ dont la durée de vie est suffisamment importante pour atteindre le sol. Les images des anneaux de muons dont nous discuterons dans la partie 3.2.1.4 de ce chapitre, couplées avec la stéréoscopie, permettent de discriminer certaines de ces gerbes.

La figure 3.1, obtenue à partir de simulation et tirée de [69], permet d'illustrer les différences de développement transversaux des gerbes hadroniques par rapport aux gerbes de photons que nous venons de voir. Cette figure montre aussi la présence d'une certaine symétrie de révolution autour de l'axe de développement de ces gerbes, contrairement aux gerbes hadroniques et qui traduit l'absence (ou la présence) de particules secondaires avec des grandes impulsions transverses. Cette particularité des gerbes électromagnétiques a été mise à profit par l'élaboration d'un code de reconstruction en partie basé sur cette hypothèse de symétrie en trois dimensions, que nous discuterons dans le chapitre 4.

[3] Le rayon de Molière

[4] α étant la constante de structure fine.

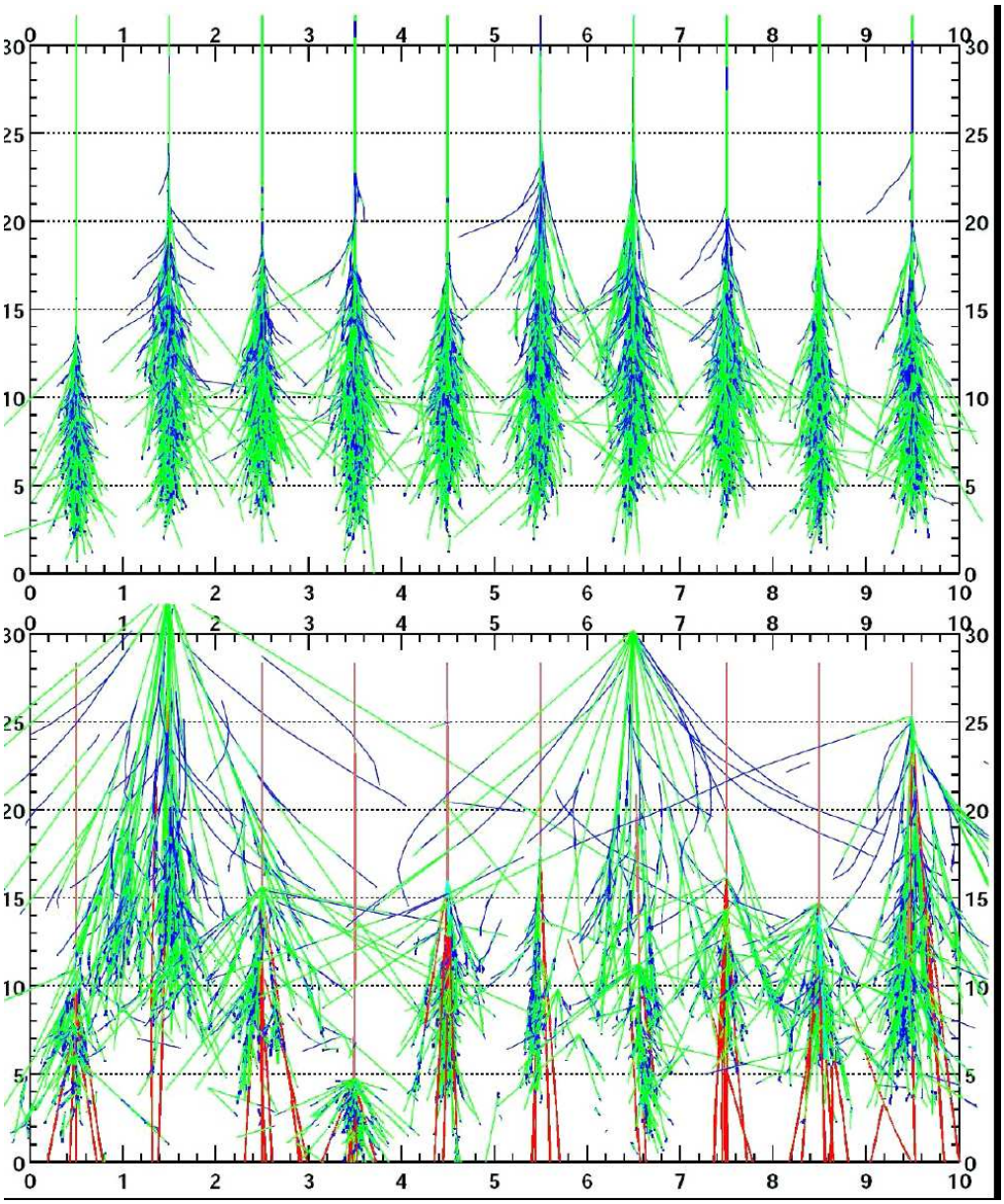


Fig. 3.1: Comparaison des profils transversaux des gerbes électromagnétiques (*en haut*)et hadroniques (*en bas*). Les formes des simulations des dix gerbes électromagnétiques de 300 GeV prises de façons aléatoires sont beaucoup semblables que celles des gerbes hadroniques. L'échelle verticale correspond à l'altitude par rapport au niveau de la mer. Les deux échelles sont exprimées en km. Cette figure est tirée de [69].

3.1.1.3 Le rayonnement Cherenkov

Lorsqu'une particule chargée se propage dans un milieu diélectrique (pour nous l'atmosphère) avec une vitesse v supérieure à la vitesse de la lumière dans ce milieu, elle crée une onde de choc électromagnétique de forme conique. Cet effet, découvert en 1934 par deux physi-

ciens russes P.A. Cherenkov et S.I. Vavilov est le pendant électromagnétique du "bang" sonore issu d'un avion supersonique dépassant le mur du son.

L'angle θ des rayons lumineux, créés perpendiculairement au front d'onde conique, par rapport à la direction de propagation de la particule, s'exprime en fonction de l'indice de réfraction de l'air, n, sous la relation

$$cos(\theta) = \frac{c}{vn}$$

. A 10 km d'altitude, l'angle maximal est de l'ordre de $\theta_{max} \sim 12$ mrad. Pour une gerbe se développant à 10 km au-dessus du niveau de la mer, l'étalement du front d'onde peut s'étendre jusqu'à 120 m de rayon, soit une surface au sol de quelques 5.10^4 m^2. Cela correspond à la surface de collection des réflecteurs de H.E.S.S. A partir de simulation, il est possible de déterminer l'étalement temporel de ce signal (entre 3 et 8 ns) L'utilisation de systèmes électronique à déclenchement rapide permet de limiter l'impact de la luminosité de fond de ciel sur le taux de déclenchement.

3.1.2 Traitement des données

Nous venons de présenter le principe de développement des gerbes électromagnétiques initiées par des γ VHE. Nous avons aussi discuté les différentes parties de l'instrument qui conduisent à la conversion du phénomène physique observé, le développement des gerbes Cherenkov, en signal électrique lors de l'acquisition. Ces principales étapes, caractérisant le principe de l'imagerie Cherenkov sont reportées sur la figure 3.2. La dernière étape de ce schéma correspond à la conversion des données brutes vers un ensemble de coefficients nécessaires à l'étape de reconstruction des évènements.

L'objet de ce chapitre et du suivant est de présenter les méthodes nécessaires pour déterminer l'énergie du gamma incident, correspondant à la dernière étape de la figure 3.2. Celle-ci comporte deux sous étapes. La première consiste à reconstruire l'amplitude en photo-électron (pe) reçu par chacun des pixels de la caméra. C'est l'objet principal de ce chapitre. La seconde consiste à reconstruire l'énergie du γ en utilisant ce nombre de pe dans chaque pixel, c'est l'utilisation des algorithmes de reconstruction. La reconstruction sera brièvement exposée dans ce chapitre afin d'interpréter les résultats de la dernière partie. Les différents algorithmes de reconstruction utilisés dans H.E.S.S. seront cependant discutés plus en détail dans le chapitre suivant.

Comme on peut le voir sur le schéma, le passage des données brutes aux données susceptibles d'être analysées par les codes de reconstruction nécessite un important travail de traitement des signaux électriques renvoyés par l'électronique d'acquisition des caméras de H.E.S.S. Il s'agit notamment de s'assurer que les caméras se comportent de façon homogène sur l'ensemble du champ de vue. Il est tout aussi important de connaître le facteur de conversion entre l'énergie déposée par la gamma incident et l'amplitude du signal observé sur la caméra. Il existe pour cela différentes étapes à réaliser au cours des périodes d'observations qui sont effectuées sur le site en Namibie par les personnes en charge de l'expérience, étapes qui correspondent à différents coefficients de calibration et qui seront discutés par la suite.

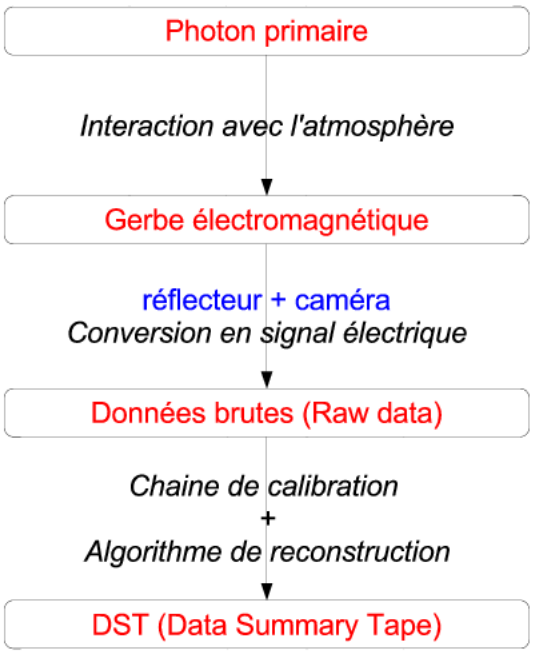


Fig. 3.2: Schéma : du γ incident aux DST (Data Summary Tape)

3.1.3 Analyse des données

La présentation des algorithmes utilisés pour la reconstruction des caractéristiques physiques : énergie et direction (couple E_0, θ_0) du γ incident fera l'objet d'une discussion détaillée dans le chapitre suivant. Il est cependant nécessaire d'en dire d'ores et déjà quelques mots afin de comprendre les motivations de cette étude.

Une fois la réponse du détecteur connue, le travail consiste à utiliser les images des flash Cherenkov observés par les caméras afin de déterminer les caractéristiques de la particule primaire (E_0, θ_0). Pour cela, A.M. Hillas [70] s'est aperçu que l'analyse des caractéristiques géométriques de l'image observée sur le plan focal du télescope ainsi que leurs intensités étaient les paramètres clefs. Les gerbes hadroniques sont nettement plus dispersées que les gerbes électromagnétiques à cause de la présence importante de particules secondaires ayant des quantités de mouvement, transverses au développement longitudinale de la gerbe, élevées. Seules les images obtenues par les caméras ayant la forme de taches elliptiques relativement bien définies sont considérées comme étant susceptibles d'avoir été produites par des γ.

D'autre part, on peut se convaincre de façon assez simple que pour des particules incidentes de plus hautes énergies, l'image observée sur le plan focal du télescope aura une intensité plus grande que celle initiée par une particule de même nature mais d'énergie inférieure. En effet, la génération de nouvelles particules secondaires dans la cascade électromagnétique n'est possible

que si l'énergie de la particule susceptible de produire cette réaction dépasse un certain seuil en énergie. Selon l'énergie de la particule primaire, cette production de particules secondaires sera plus ou moins longue. Le nombre de particules secondaires chargées responsables du rayonnement Cherenkov sera alors plus ou moins élevé. Cela influencera directement le flux de lumière Cherenkov observé au sol et donc l'amplitude du signal électrique observé à la sortie de la caméra.

La direction de la particule incidente a aussi un impact direct sur la forme et l'amplitude de l'image observée. En effet, si la direction d'arrivée de la particule primaire est éloignée du zénith, cela signifie alors que la particule a une épaisseur d'atmosphère plus importante à traverser. L'intensité récoltée sur la caméra sera moins importante. Par ailleurs, puisque l'image de la gerbe Cherenkov correspond en partie à l'image du développement longitudinal de la gerbe, plus la distance entre le centre de la caméra et la position reconstruite de la source sur la caméra sera importante, plus l'image de la gerbe sera allongée.

3.2 Principe de la calibration

Nous allons présenter dans cette partie les différents paramètres de la calibration, en discutant leur rôle et leur obtention dans le réseau de télescopes H.E.S.S. en vue d'aborder l'étude comparative menée dans les sections suivantes.

3.2.1 Les différents coefficients de la calibration

Le réseau de H.E.S.S. est équipé d'importants réflecteurs pour récolter la lumière Cherenkov. Ils renvoient la lumière sur des caméras composées d'un grand nombre de pixels, situées dans le plan focal de ces miroirs. Ces pixels sont formés de photo-multiplicateurs (PM). Les analyses Cherenkov nécessitent de connaître la relation entre l'énergie déposée par le γ incident, c'est à dire l'intensité de lumière Cherenkov collectée, et l'amplitude de l'image observée. Cette amplitude correspond à la charge en photo-électrons induite par la lumière récoltée à l'entrée du PM qu'il faut corriger de l'efficacité relative du pixel par rapport à l'efficacité moyenne de l'ensemble des pixels composants la caméra. L'étalonnage de la caméra permet de déterminer le facteur de conversion entre la mesure numérique en sortie du convertisseur analogique-numérique (ADC[5]) et le nombre de photo-électrons. L'ADC échantillonne l'amplitude du signal par taille définie comme un pas d'ADC.

Deux voies d'acquisition distinctes sont présentes pour chacun des PMs : les voies haut et bas gains, pour lesquelles on mesure le nombre de pas d'ADC pour chaque évènement. Ces pas d'ADC mesurés pour les deux voies seront notés : ADC^{HG} et ADC^{BG}. On obtient alors, pour chacune des deux voies et pour chacun des pixels, les facteurs d'amplitudes A^{HG} et A^{BG} que l'on peut exprimer sous la forme suivante :

$$A^{HG} = \frac{ADC^{HG} - P^{HG}}{\gamma_e^{ADC,HG}} \times FF \text{ et}$$

[5]Analogue to Digital Convertor en anglais

$$A^{HG} = \frac{ADC^{BG} - P^{BG}}{\gamma_e^{ADC,HG}} \times (HG/BG) \times FF, \quad (3.2)$$

où

- P^{HG} et P^{BG} correspondent aux positions en pas d'ADC des lignes de bases de chaque voies. Ce sont les positions des piédestaux,
- $\gamma_e^{ADC,HG}$ est le gain de la voie haut gain en pas d'ADC par photo-électron.
- HG/BG est le rapport d'amplification entre les deux voies. Pour les voies de faibles amplifications, il n'est en effet pas possible de mesurer directement le gain, d'où l'expression utilisée.
- Enfin, FF correspond au coefficient dit de "Flat-Field" dont le but est de corriger les inhomogénéités des pixels de la caméra, dues aux différences d'efficacité optique et quantique des différents PMs, en appliquant un facteur correctif à chacun des pixels.

3.2.1.1 Les piédestaux

Le piédestal d'un PM correspond à la distribution des pas d'ADC mesurés à la sortie de la chaîne d'acquisition en l'absence de lumière Cherenkov. La position centrale du piédestal est définie comme la valeur moyenne de la distribution de lumière récoltée. Ainsi qu'indiquée par la formule 3.2, cette valeur doit être soustraite aux signaux, mesurés en pas d'ADC, afin de déterminer l'amplitude de l'image observée. La ligne de base pour les deux canaux est de l'ordre -0.9 V, qui sont convertis en -730 coups d'ADC. En mode charge, on effectue la somme du signal sur un nombre N_L (typiquement 16) des 128 cellules de l'ARS[6] qui échantillonne le signal par pas de 1 ns. La position du piédestal correspond donc à environ -11500 coups d'ADC, comme le montre la figure 3.3.

La largeur de cette distribution est quant à elle reliée aux différentes fluctuations pouvant altérer cette distribution : les fluctuations électroniques et les fluctuations du bruit de fond de ciel (NSB[7]) couplées dans les deux cas aux fluctuations de température de la caméra. Ces deux composantes doivent être prises en compte séparément. La première est déterminée dans le noir complet tandis que la seconde (NSB) est déterminée directement à partir des données. Il existe au total quatre piédestaux à déterminer (un d'électronique et un de NSB pour chacune des deux voies d'acquisitions). Les positions des piédestaux électroniques sont déterminées durant des runs[8] d'acquisition spécifiques durant lesquels la caméra se trouve dans l'abri, capot fermé. Ces runs sont effectués tous les deux jours par les personnes sur place. On dispose pour cela d'une LED[9] pulsée, déclenchée par le système d'acquisition central. La figure 3.3 montre les positions des piédestaux électroniques des voies haut et bas gain. Les distributions sont bien définies et correspondent à des gaussiennes piquées aux alentours de >-11000 coups d'ADC. Les largeurs de ces distributions ne sont que de quelques coups d'ADC.

Les piédestaux du bruit de fond de ciel (NSB) : la ligne de base de la chaîne d'électronique est affectée par le bruit de fond lumineux des étoiles. Le couplage entre les PMs et les mémoires

[6] Analogue Ring Sampler.
[7] Night Sky Background
[8] un run est une période d'observation continue d'environ 28 minutes
[9] Light Emitting Diode.

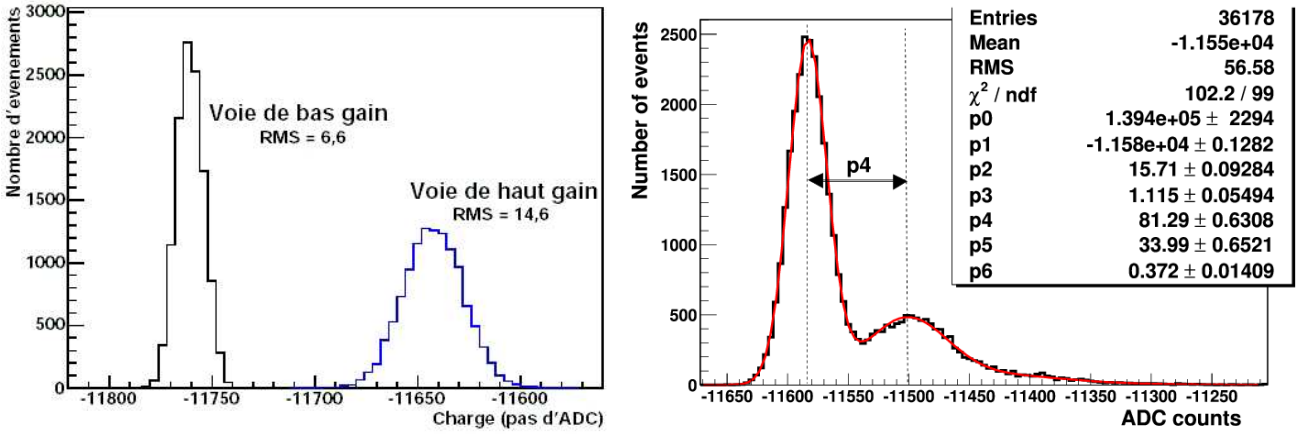


Fig. 3.3: *Gauche :* Piédestaux électroniques. Distributions des charges en pas d'ADC mesurés dans le noir pour les voies de haut et bas gain d'un photo-multiplicateur. La position indique la ligne de base de la voie d'acquisition et la largeur mesure le bruit d'électronique. *Droite :* Distribution des charges intégrées lors des acquisitions de photo-électrons uniques. Le paramètre p4 correspond à la charge séparant le premier du second pic. Cette figure est tirée de [71].

analogiques se comporte en effet comme un circuit RC : les impulsions brèves de photo électrons (de l'ordre de 3 ns, de signe positif dû à un amplificateur inverseur dans la chaîne d'acquisition) sont suivies par une contrepartie légèrement négative durant quelques microsecondes. Cette durée correspond à la constante de temps du circuit RC. En Namibie, le taux de déclenchement moyen lié au fond de ciel est de l'ordre de 100 MHz. Dans ce cas, la durée entre deux arrivées de photons NSB est courte en comparaison de la constante de temps de la contrepartie négative. Les contreparties négatives sont donc sommées et moyennées et elles engendrent un décalage de la ligne de base de la chaîne d'acquisition vers les valeurs négatives.

Lors de la prise de données, les piédestaux sont déterminés toutes les deux minutes afin de tenir compte d'éventuels effets de température. Afin d'éviter toute pollution Cherenkov dans la détermination des piédestaux, tous les pixels ayant une intensité supérieure à 1.5 *pe* sont rejetés. On prend alors la valeur moyenne de la distribution tous les 20000 évènements. Les données des piédestaux sont enregistrés dans des fichiers ROOT[10] pour les deux canaux d'amplification et seront utilisées lors de l'analyse des données proprement dite.

En utilisant la position du pic à zéro photo-électron, on accède à la charge mesurée pour un évènement qui est la somme des deux composantes : les charges Cherenkov et du NSB. La position du piédestal permet elle de remonter directement à la charge qui nous intéresse, induite par la lumière Cherenkov.

[10] `http://root.cern.ch/drupal/`

3.2.1.2 Les voies haut gain et bas gain

Le signal des PMs est mesuré à travers une résistance R_{PM} et est amplifié dans les deux voies d'acquisition, haut gain, G^{HG} et bas gain, G^{BG}. Lorsqu'un photo-électron de charge e est émis par la photo-cathode, G_{PM} électrons sont obtenus à l'anode du PM. Comme le signal est intégré sur N_L ns, la tension courante de conversion de la résistance est

$$V_{PM} = R_{PM} \times \frac{G_{PM} \times e}{N_L(ns)}. \tag{3.3}$$

Cette tension est alors amplifiée par un facteur de gain G (G^{HG} ou G^{BG}) puis convertie par l'ADC avec un facteur de conversion de 1.22 mV/coups d'ADC, V_{ADC}. Au final, le nombre de coups d'ADC pour un *pe* est

$$\gamma_e^{ADC} = V_{PM} \times G \times V_{ADC}. \tag{3.4}$$

Le facteur de conversion γ_e^{ADC} définit le gain global de notre système d'acquisition. On parle de gain global car il tient compte du gain du PM, G_{PM}, du gain de la voie d'acquistion G (G^{HG}, G^{BG}), de la sommation de N_L échantillons du signal et du facteur de conversion de l'ADC, V_{ADC}. La voie de haut gain est utilisée pour détecter des signaux avec des charges de 1 à 200 *pe* tandis que la voie de bas gain couvre la gamme de 15 à 1600 *pe*. La valeur de G^{HG} a été définie lors des mesures sur banc test de la caméra au LPNHE afin que la détection du photo-électron unique par la voie de haut gain corresponde à 80 coups d'ADC. Cette valeur permet de distinguer aisément le pic du *pe* unique pour un pixel opérant à une valeur de haute tension standard 3.3. Les valeurs de G^{HG} sont maintenant déterminées à partir d'acquisitions spécifiques que nous expliciterons dans la section 3.2.2, tandis que les valeurs de G^{BG} sont calculées indirectement en utilisant les données de ces acquisitions, car c'est le rapport G^{HG}/G^{BG} qui est calibré directement. En effet, durant l'acquisition des données réelles, un grand nombre d'évènements observés entre 15 et 200 *pe* est détecté par les deux voies d'amplifications. Pour ces évènements, le nombre de *pe* est calculé dans la voie de haut gain à partir du coefficient G^{HG} connu. D'autre part, les nombres de coups d'ADC (ADC^{HG} et ADC^{BG}) sont mesurés pour les deux voies et les positions des piédestaux (Ped^{HG}, Ped^{BG}) sont lues directement dans les fichiers ROOT de stockage obtenus lors de l'étape discutée au paragraphe précédent.

Le rapport G^{HG}/G^{BG} est alors défini par

$$\frac{G^{HG}}{G^{BG}} = \frac{ADC^{HG} - Ped^{HG}}{ADC^{BG} - Ped^{BG}}. \tag{3.5}$$

Pour chaque run et chacun des pixels, la distribution du nombre d'évènements en fonction de la valeur G^{HG}/G^{BG} est effectuée. La distribution est ajustée par une gaussienne dont la valeur moyenne correspond à peu près à la valeur fixée lors des mesures sur banc test au LPNHE, $G^{HG}/G^{BG} \sim 13.7$. La valeur moyenne de la distribution ainsi que son incertitude sont stockées pour chaque pixel dans un fichier ROOT pour chaque run.

3.2.1.3 L'homogénéité de la caméra : le *Flat-Field*

Les pixels composant la caméra diffèrent les uns des autres par des différences sur les efficacités quantiques des photo-cathodes, des différences sur l'efficacité de collection de la première

dynode du PM ainsi que par des différences de réflectivité des cônes de Winston qui coiffent chacun des PMs. Les pixels de la caméra peuvent alors présenter une réponse différente à une illumination uniforme de l'ensemble de la caméra. Les coefficients d'homogénéité, dits de "Flat-Field" (FF), déterminés pour chacun des pixels sont utilisés pour corriger ces différences.

Les runs d'acquisition spécifiques sont effectués tous les deux jours environ. On utilise pour cela une diode laser pulsée placée sur la structure du télescope à 15 m, près du centre du réflecteur, qui permet d'obtenir une illumination uniforme sur environ 10° (à cette distance la caméra n'est observée que sous un angle de 6°). La LED fournit un signal suffisamment important pour que le système se déclenche dans les mêmes conditions que lors de la prise de données. L'intensité des pulsations est stable et peut être ajustée de sorte que des signaux de 10 à 200 *pe* atteignent chacun des pixels. Afin de limiter le bruit de fond de ciel causé par les étoiles lors des runs de calibration, les télescopes pointent à environ 10° vers une région sombre du ciel. Par ailleurs, afin de limiter l'incidence des évènements Cherenkov qui peuvent aussi déclencher la caméra, une coupure sur la multiplicité des pixels (> 9 pixels) ayant déclenché est appliquée.

Les coefficients FF sont des coefficients relatifs définis de façon indépendante pour chacune des caméras. Ils sont définis par :

$$FF = \frac{< I >_C}{< I >_P} \tag{3.6}$$

où $< I >_P$ et $< I >_C$ sont respectivement les amplitudes moyennes mesurées par un pixel et par la caméra pour la durée de l'acquisition. Selon l'intensité du signal observé, les amplitudes sont calculées à partir des voies de haut ou de bas gain.

Les coefficients sont sauvegardés dans une base de données. Pour chacun des pixels, on définit un unique coefficient d'homogénéité pour l'ensemble de la période d'étalonnage en effectuant la moyenne des valeurs mesurées pour chacun des runs de calibration de cette même période.

3.2.1.4 Etalonnage par les anneaux de muons

Les différents coefficients que nous avons discutés jusqu'à présent permettent de calibrer diverses parties de la caméra sans toutefois étalonner l'ensemble du détecteur. La méthode d'étalonnage par les anneaux de muons, déjà utilisée dans les expériences de seconde génération (Whipple[72, 73], HEGRA[74] ou CAT[75]), a été reprise dans le cadre de l'expérience H.E.S.S. [76].

Les muons chargés issus des gerbes hadroniques ont des durées de vie suffisamment longues pour atteindre le sol. Lorsque cela se produit à proximité des télescopes des anneaux ou des arcs d'anneaux peuvent être observés par les caméras selon si le muon, et le cône Cherenkov qu'il a engendré ont traversé le réflecteur ou non. Lors de l'observation de tels évènements, les effets de la basse atmosphère, des miroirs, des cônes de Winston, des PMs ainsi que de l'électronique sont pris en compte. Ces images peuvent être utilisées afin de calibrer l'instrument puisque le signal d'entrée est bien défini. En effet, la quantité de lumière Cherenkov émise par le muon dépend de son paramètre d'impact au sol et de l'angle du cône Cherenkov. Or le rayon de l'anneau peut être calculé de façon analytique [76]. La figure 3.4 montre l'image de ces deux

types d'évènements tels qu'observés par le détecteur H.E.S.S. L'efficacité optique du système est alors déterminée par la comparaison entre la lumière récoltée avec la lumière prédite pour l'évènement.

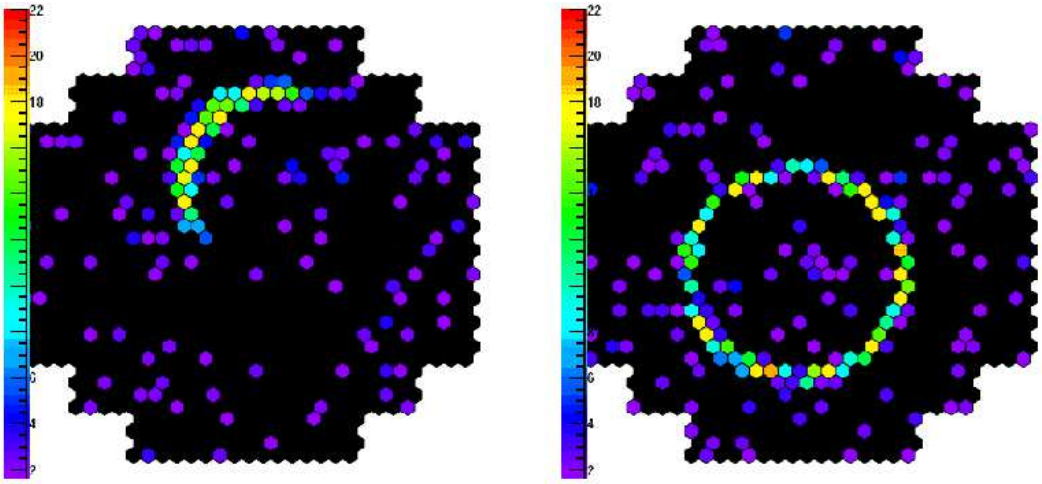


Fig. 3.4: Images des anneaux de muons observés par les caméras de H.E.S.S. *Figure de gauche :* le point d'impact au sol du muon responsable de la trace se situe à proximité du télescope. *Figure de droite :* le muon est passé au travers du réflecteur. *Les figures sont tirées de [76].*

De nouveaux runs spécifiques d'acquisition sont effectués de façon régulière (environ toutes les 2 nuits) afin de s'assurer de l'efficacité optique du système et le cas échéant d'augmenter la valeur des hautes tensions aux bornes des caméras afin que le système ne perde pas trop en efficacité de déclenchement. Les évènements muoniques sont relativement localisés et sont donc largement exclus par l'utilisation de la stéréoscopie. C'est pourquoi lors de ces runs les télescopes déclenchent en mode solo. La durée de ces runs est relativement élevée (15 minutes) car on ne peut utiliser les images courtes ou de faibles intensités pour pouvoir effectuer l'analyse. Le taux de déclenchement est de l'ordre de 1 Hz.

La valeur de l'efficacité optique, déterminée pour chacun des télescopes par cette méthode, est ensuite utilisée pour le calcul des surfaces de collection et la détermination des spectres en énergie. Ces étapes de calibrations sont un préliminaire indispensable à l'analyse des données, c'est pourquoi les résultats sont stockés dans des bases de données. Cependant il faut aussi s'assurer de la qualité des données avant de débuter une analyse. Pour cela, la détection des problèmes potentiels sur les éléments de la chaîne d'électronique lors de la prise de données et de la qualité des conditions météorologiques sont deux autres étapes préalables.

3.2.1.5 Paramètres d'étalonnages moyens - Bases de données

Les piédestaux électroniques, les gains, les rapports de haut gain sur bas gain et les coefficients d'homogénéité déterminés pour chacun des runs sont stables sur une période de prise de données lorsque la haute tension des PMs n'est pas modifiée. La variation des largeurs des

distributions des coefficients de calibration observées lors des multiples acquisitions d'une période d'observation pour chacun des pixels nous permet de déterminer si le pixel est stable ou non. Cela a été largement vérifié depuis que l'expérience a officiellement débuté en 2004. Cette stabilité étant assurée pour des périodes temporelles de plusieurs semaines, il a été décidé de fusionner les coefficients de calibrations pour une période d'observation. Cela permet notamment de réduire les incertitudes sur les coefficients des pixels pour lesquels certains problèmes de mesures ont pu avoir lieu pour un run donné, comme les problèmes d'ARS non bloqués par exemple cf section 3.2.1.6. L'addition des coefficients pour l'ensemble de la période permet de réduire à la fois les erreurs statistiques sur les mesures finales des coefficients et les effets systématiques restants, tel que les dépendances en fonction de la température.

Ces coefficients sont ensuite stockés dans une base de données par période d'observation. Il peut arriver qu'une intervention sur une partie du système d'acquisition soit nécessaire durant une période d'acquisition de données. Dans ce cas, on ajoute une nouvelle entrée à la base de données pour le ou les télescopes concernés. Les pixels non-opérationnels et les piédestaux déterminés pour chaque run sont des informations qui décrivent un run unique. Ces informations sont sauvegardées dans des fichiers ROOT qui seront lus lors de l'analyse des données. En pratique, les autres coefficients sont eux aussi stockés pour chacun des runs mais ne sont pas utilisés lors de l'analyse. Cela permet d'étudier les problèmes qui ont eu lieu le cas échéant.

3.2.1.6 Voies non-opérationnelles

Si même après l'addition des coefficients de calibration pour une période, un ou plusieurs pixels n'ont pas de coefficients de calibration utilisables, la raison la plus probable est alors que le ou les pixels sont endommagés au niveau physique de l'instrument. Dans ce cas, les gains de ces pixels sont exclus de l'analyse.

Une autre raison plus fréquente de défection des voies d'un pixel peut incomber à une horloge interne de la mémoire analogique (ARS) non bloquée (la fenêtre temporelle de lecture du signal est mal placée et le signal intégré est alors bas et non prédictible). Cela implique que les quatre voies contrôlées par cet ARS sont inutilisables. Ce problème arrive de façon aléatoire chaque fois que la haute tension de la caméra est enclenchée. Cependant son importance est à modérer, car les voies de haut et bas gains d'un même pixel sont lues par deux ARS distincts et il est rare que ces deux ARS soient affectés en même temps.

Il existe d'autres sources pouvant affecter la fonctionnalité d'un pixel. Notamment les hautes tensions des pixels sont contrôlées avec une précision de l'ordre de 2 Hz. Tous les pixels pour lesquels des variations sur la haute tension de plus de 1 % de leur valeur nominale sont enregistrées sont écartés de l'analyse.

Par ailleurs, on a typiquement quelques pixels qui vont être affectés par la lumière des étoiles présentes dans le champ de vue. Ces pixels sont alors éteints par précaution, afin d'éviter leur vieillissement prématurés et sont rallumés dès que l'étoile sort de leur champ de vue. Lorsqu'ils sont éteints, les pixels ne sont évidemment pas utilisés pour la calibration.

3.2.2 Calibration en Namibie

Déroulement des observations

Des séries d'acquisitions spécifiques sont effectuées afin de déterminer les valeurs des différents coefficients de calibration utilisés par la suite lors de l'étalonnage des données. Elles sont réalisées régulièrement pour que la correction des données soit le plus efficace possible. Tous les deux jours, trois acquisitions différentes sont réalisées en marge de la prise de données.

- La première acquisition sert à mesurer la valeur des piédestaux. La caméra est maintenue à l'intérieur de l'abri et le capot protégeant les PMs est fermé. Les hautes tensions sont alors enclenchées et le système déclenche aléatoirement les caméras qui intègrent les piédestaux.
- La seconde acquisition mesure la position du photo-électron unique. La caméra est toujours enfermée à l'intérieur de l'abri afin de la protéger de la lumière du bruit de fond de ciel et on ouvre le capot. Une LED, située à une distance de 1.47 m de la caméra, émet des impulsions lumineuses d'une durée de 2 ns à une longueur d'onde de 370 nm. Un filtre atténuateur et un diffuseur holographique sont placés entre la LED et la caméra. Ce système assure une répartition homogène des photons sur la caméra et réduit leur flux afin que des photo-électrons uniques soient réceptionnés par les PMs. Le déclenchement de la caméra s'effectue à l'aide d'une seconde LED positionnée en face d'un PM installé sous la caméra et qui fait office de système parallèle.
- La dernière acquisition est dite de "flat-field". Les télescopes sont sortis de leur abri et pointe vers une zone sombre du ciel, proche de l'horizon, afin de limiter le bruit de fond de ciel lié aux évènements Cherenkov. Le capot de la caméra est ouvert et une LED placée au centre du miroir éclaire la caméra de façon uniforme. Elle émet des impulsions d'une durée de 5 ns pour une longueur d'onde comprise entre 390 et 420 nm. L'intensité de la LED est ajustée de sorte qu'environ 30 photo-électrons soient détectés par pixel. Cette intensité est suffisante pour que la caméra déclenche d'elle même.

L'étalonnage par anneaux de muons est réalisé une fois par lunaison. Les télescopes, fonctionnant en mode mono-télescope, sont pointés en direction du zénith. Le rapport des gains est obtenu directement à partir des observations, ainsi que les piédestaux en présence de bruit de fond de ciel.

3.3 Comparaison des différents coefficients de la calibration

Il existe deux méthodes indépendantes pour calculer les positions des piédestaux ainsi que les coefficients de calibration. En ce qui concerne les piédestaux, les différences consistent principalement en une technique différente pour la réjection des évènements Cherenkov. Une étude sur la compatibilité des deux méthodes a été menée en 2004. A cette époque, les deux méthodes étaient compatibles à 0.1 *pe* pour la voie de haut gain et 0.5 *pe* pour les voies de bas gain.

De même, pour les autres coefficients de calibration deux approches indépendantes ont été utilisées et sont menées par les deux groupes responsables de la calibration dans H.E.S.S. (le LPNHE à Paris pour la partie française et MPIK à Heidelberg pour la partie allemande).

Des détails d'implémentation diffèrent pour les deux schémas, cependant les méthodes décrites précédemment sont valables et sont utilisées par les deux parties. Les différences viennent de l'ajustement ou non des paramètres de normalisations pour la détermination de γ_e^{ADC} ainsi que d'une sélection différente des évènements, basée sur leur amplitude pour la détermination des coefficients de FF et de HG/BG. Une étude avait été menée sur la comparaison de ces coefficients en 2004 et avait montré que les résultats des deux procédures étaient similaires. Enfin, malgré l'utilisation de deux techniques différentes pour l'identification des voies non-opérationnelles, les résultats étaient relativement équivalents au moment de cette étude.

Depuis lors, malgré le vieillissement de l'expérience et des améliorations de la part de chacun des groupes visant à "régler" des problèmes hardware nouveaux ou nouvellement détectés, aucune autre étude n'avait été menée.

3.3.1 Mise en place des outils de contrôle

Les coefficients de calibration sont obtenus de façon indépendante par deux groupes différents basés en France et en Allemagne. Ces deux groupes sauvegardent les coefficients de calibration fusionnés dans des bases de données et sont donc accessibles via des protocoles de gestion de base de données MySQL[11]. La comparaison des coefficients de calibration déterminés par les deux groupes nécessitent de déterminer les périodes de calibration correspondantes aux mêmes runs d'observation dans les deux bases de données, périodes qui ne débutent pas systématiquement avec les mêmes numéros de runs. Pour ces deux points, la mise en place d'une application de recherche de coefficients dans les bases de données et de mise en forme de la comparaison des résultats a été nécessaire.

3.3.2 Exemples de résultats

L'application développée permet de visualiser les différences relatives entre les coefficients des deux chaînes de calibration pour les différents coefficients de la calibration pour les différentes périodes de calibrations (ainsi que pour des runs spécifiques si nécessaire).

Dans un souci de clarté, les résultats ne sont pas uniquement présentés sous forme de distribution du nombre de pixels en fonction de l'écart relatif du coefficient discuté mais aussi en fonction de l'emplacement des pixels sur les caméras. L'apparition d'ensembles de 8 pixels groupés sur ces caméras virtuelles permet de signer très facilement un problème relatif à un tiroir entier pour l'une ou l'autre des deux chaînes de calibrations.

En pratique, les coefficients présentés sont les valeurs du gain au photo-électron unique exprimé en pas d'ADC γ_e^{ADC} multiplié par le coefficient d'homogénéité FF ($\gamma_e^{ADC} \times FF$), γ_e^{ADC} et H/G le rapport des gains. En effet, les valeurs de FF ne sont pas calculées directement mais à partir des mesures effectuées lors de l'étape de vérification de l'homogénéité de la caméra qui dépend des valeurs γ_e^{ADC}.

[11] `http://www.mysql.fr/`

Périodes standards

La figure 3.5 correspond au cas standard pour lequel les coefficients de calibration déterminés dans les deux chaînes de calibration sont compatibles entre eux avec une grande précision. La figure 3.5 montre la différence relative $\frac{(\gamma_e^{ADC}*FF)_P-(\gamma_e^{ADC}*FF)_{HD}}{(\gamma_e^{ADC}*FF)_P}$, du produit $\gamma_e^{ADC}*FF$ déterminé dans les chaînes de Paris (P) et d'Heidelberg (HD) dans le cas de la caméra du télescope CT1 pour la période d'avril 2006. Cette différence relative est déterminée pour chaque pixel et on peut voir que la caméra présente une très grande uniformité. Les deux distributions présentées sous la caméra correspondent respectivement à la distribution de cette valeur en fonction du numéro de pixel considéré avec son incertitude et à la distribution du nombre de pixels en fonction de cette valeur. Ces distributions confirment cette uniformité. La seconde par exemple présente une dispersion relative globale maximale de 2%. Pour la suite, la largeur d'une colonne de la distribution de la différence relative est de 1%.

Périodes problématiques

Il existe cependant des périodes pour lesquelles un ou plusieurs coefficients de la calibration ne sont pas en accord dans les deux calibrations. L'outil développé permet d'accéder à ces informations et le cas échéant de faire remonter l'information aux deux groupes de calibrations dans le but d'identifier le problème, ce qui n'est malheureusement pas toujours le cas. Ainsi sur la figure 3.6, deux exemples de désaccord entre les deux chaînes de calibrations sont présentés pour lesquels aucune explication satisfaisante n'a été trouvée.

La figure de gauche représente sur la caméra du télescope CT3 pour la période d'observation de Mars 2006, la différence relative $\frac{(\gamma_e^{ADC}*FF)_P-(\gamma_e^{ADC}*FF)_{HD}}{(\gamma_e^{ADC}*FF)_P}$. Les deux cotés de la caméra sont homogènes tandis que toute la partie centrale présente des inhomogénéités importantes. Les frontières (partie homogène - partie inhomogène) correspondent à différents tiroirs, alimentés de façon séparée. Les alimentations des parties haute et basse de la caméra sont elles aussi indépendantes et sont toutes deux affectées. La figure de droite montre pour la période de Juin 2006 un désaccord important sur la qualification de pixels non-opérationnels, dits "Broken-Pixels" (BP) pour la caméra du télescope CT1 pour la variable $\gamma_e^{ADC} * FF$. En effet, les pixels notifiés en gris correspondent aux pixels définis BP des les deux calibrations tandis que les blancs (noirs) sont respectivement ceux définis BP uniquement dans la base de données française (allemande). On constate alors qu'une grande partie (195) des pixels de la caméra sont définis BP pour la calibration allemande et donc inutilisables pour l'analyse.

La figure 3.7 présente le suivi sur les 9 premières périodes de calibration de la dispersion relative ($\frac{V_{HD}-V_{Fr}}{V_{Fr}}$ en %) de la variable $V = \gamma_e^{ADC} * FF$ pour le télescope CT1. Pour la plupart des périodes, la consistance entre les deux calibrations est avérée. Cependant si on ne considère que la période de Mars on s'aperçoit que les différences peuvent parfois être importantes. En Mars, la distribution des différences relatives globale a une très large dispersion car aucun des échantillons (dont la largeur correspond à 1% d'écart relatif) ne contient plus de 100 pixels. Même lorsque les dispersions de ces distributions sont fines, on peut parfois constater un décalage de la distribution indiquant une sous-estimation du coefficient pour l'une ou l'autre des chaînes de calibrations, comme c'est le cas pour les périodes de février, juillet et août de la

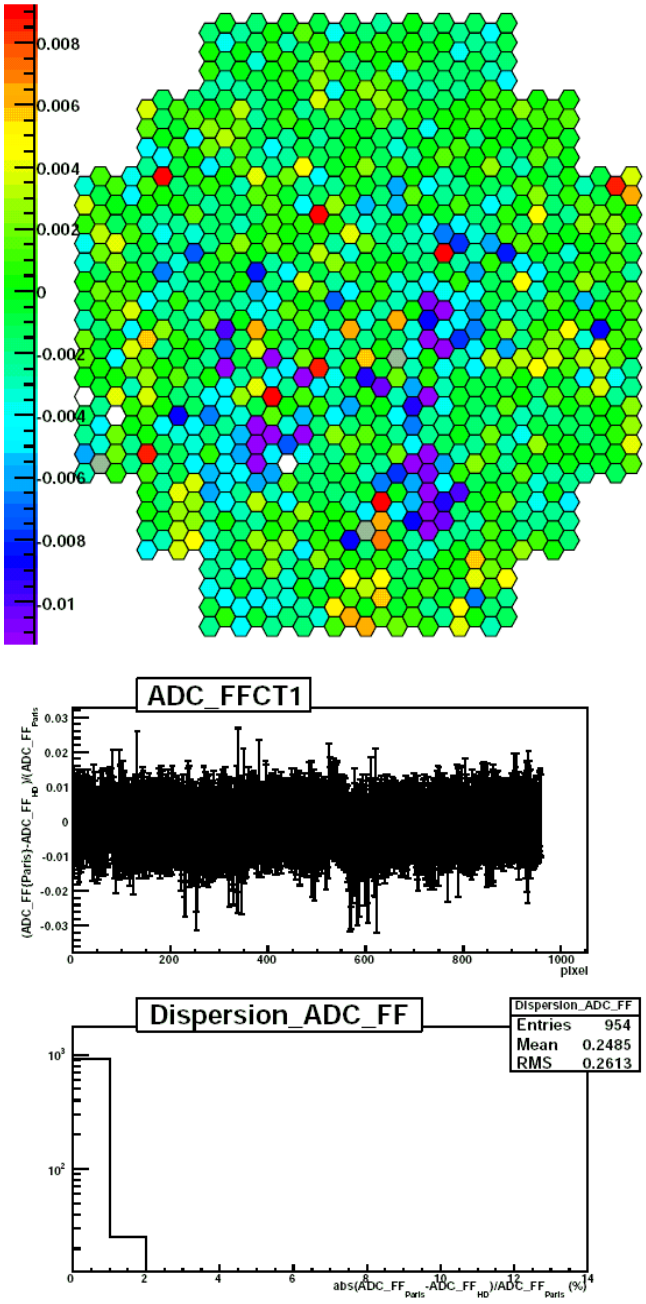


Fig. 3.5: La différence des valeurs des calibrations du coefficient $\gamma_e^{ADC} * FF$ pour le télescope CT1 pour la période d'avril 2006 est présentée pixel par pixel sur la caméra, en *haut*. La différence relative entre les deux calibrations, en fonction du numéro du pixel est reportée, au *milieu*. Enfin, la dispersion de la différence relative est montrée sur la distribution du *bas* de la figure. La largeur d'une colonne de la distribution de la différence relative est de 1%.

figure 3.7.

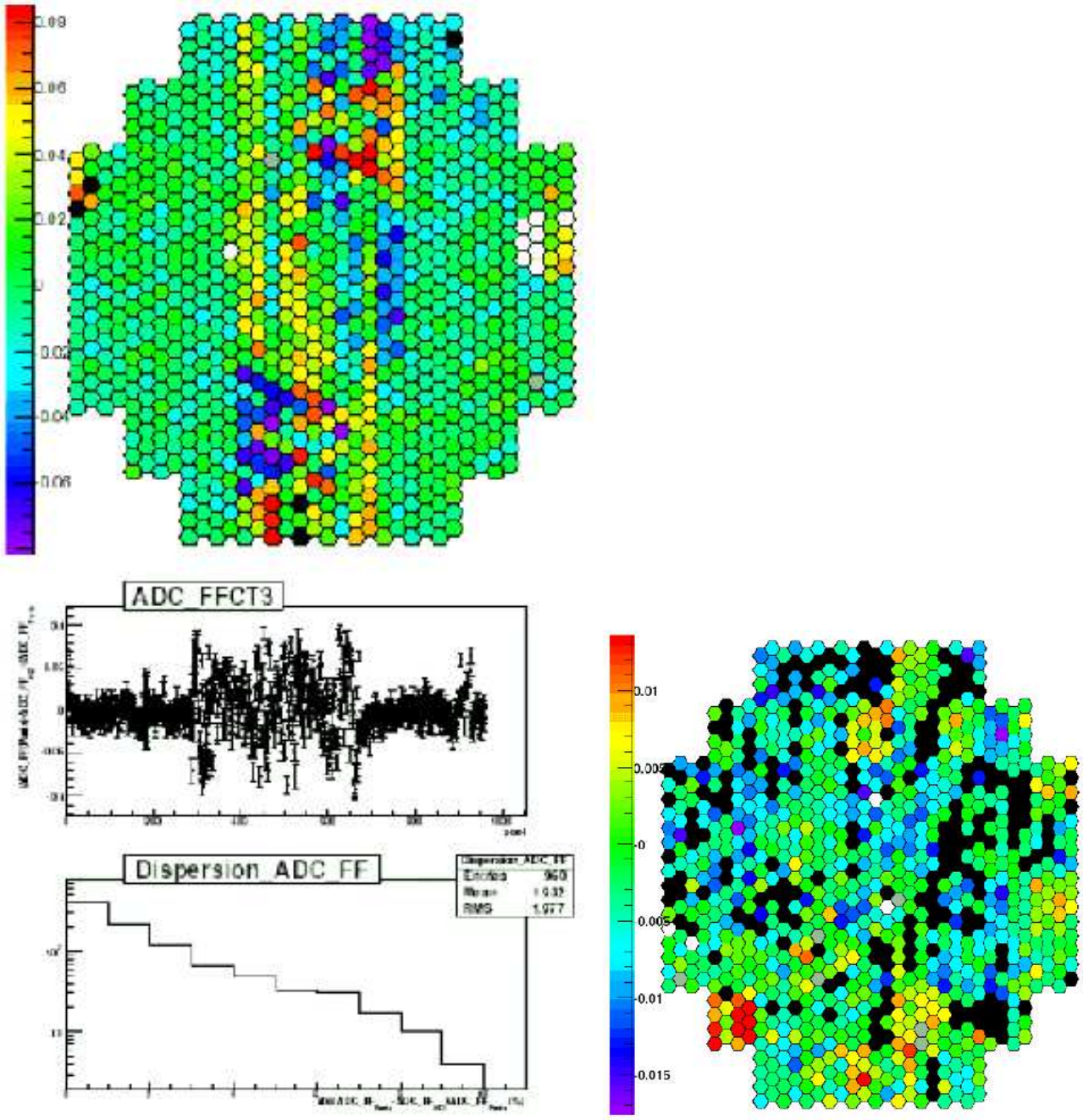


Fig. 3.6: Exemple de désaccord dans les deux chaînes de calibration. *Gauche :* différence relative $\frac{(\gamma_e^{ADC}*FF)_P-(\gamma_e^{ADC}*FF)_{HD}}{(\gamma_e^{ADC}*FF)_P}$ pour la caméra du télescope CT3 pour la période de Mars 2006. *Droite :* Caméra du télescope CT1, période de Juin 2006 pour la variable $\gamma_e^{ADC} * FF$. Explications cf texte.

Evolution temporelle

Les figures 3.8 et 3.9 montrent l'évolution temporelle des différences de coefficients de calibration pour les mois d'avril et de Septembre des années 2004, 2005 et 2006 pour la caméra

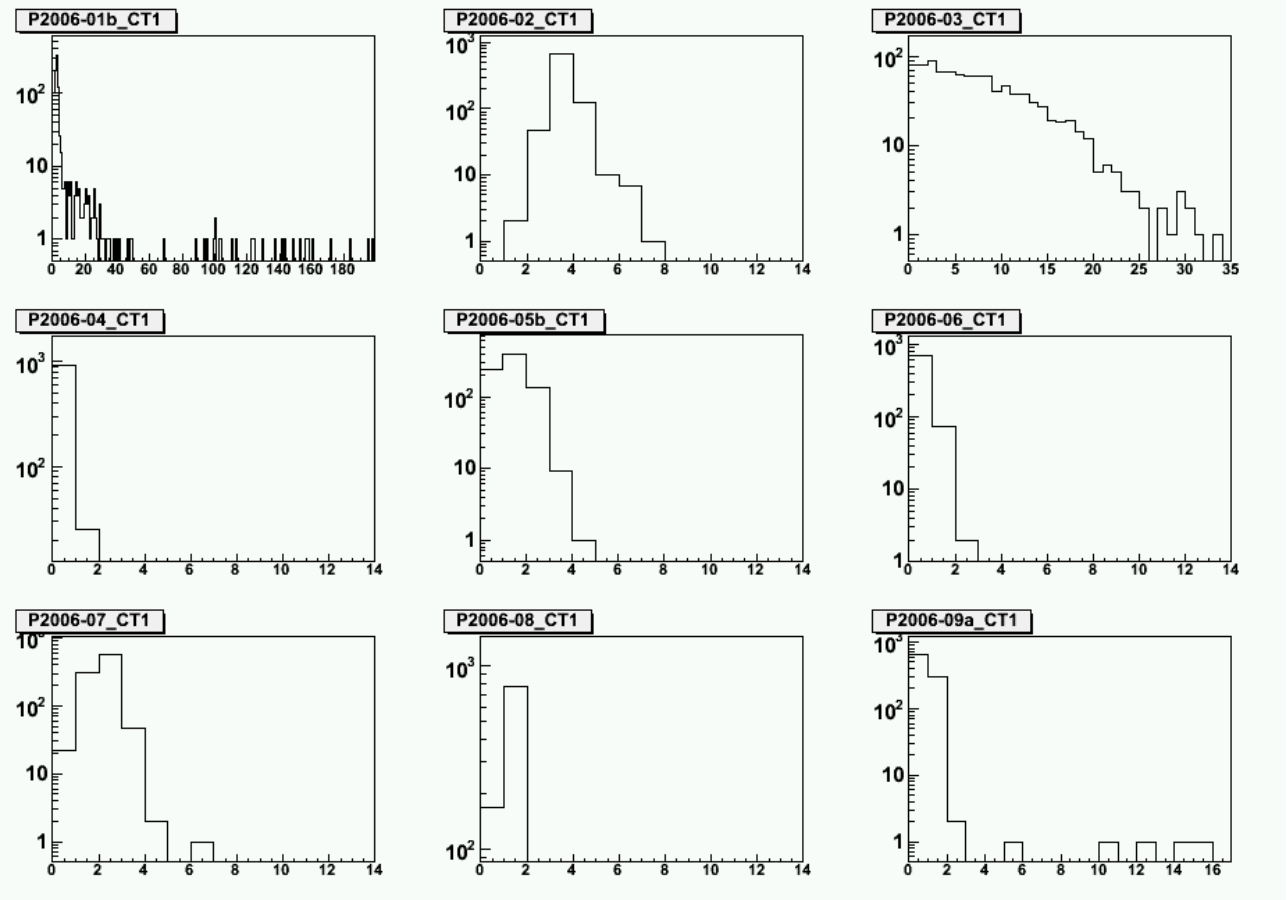


Fig. 3.7: Suivi de la dispersion relative ($\frac{V_{HD}-V_{Fr}}{V_{Fr}}$ en %) du coefficient de calibration $V = \gamma_e^{ADC} * FF$ pour CT1 pour les 9 premières périodes de 2006. (La largeur des échantillons est de 1%).

du télescope CT1. Nous avons considéré les mêmes mois pour 3 années de fonctionnement et non des mois consécutifs qui auraient pu faire apparaître des différences non pas liées à l'instrument mais aux conditions météorologiques. On constate qu'il n'y a pas de mise en évidence particulière d'une quelconque évolution au cours des années dans les différences de chaînes de calibration.

Pour conclure cette partie, il convient d'ajouter que si des différences entre les valeurs des deux chaînes de calibrations existent, ces différences sont souvent liées à un seul coefficient d'une seule caméra. H.E.S.S. utilise la stéréoscopie, les évènements sont donc observés par plusieurs télescopes en même temps. Par ailleurs le recoupement des résultats entre les analyses allemandes et françaises est automatique avant la publication de nouveaux résultats.

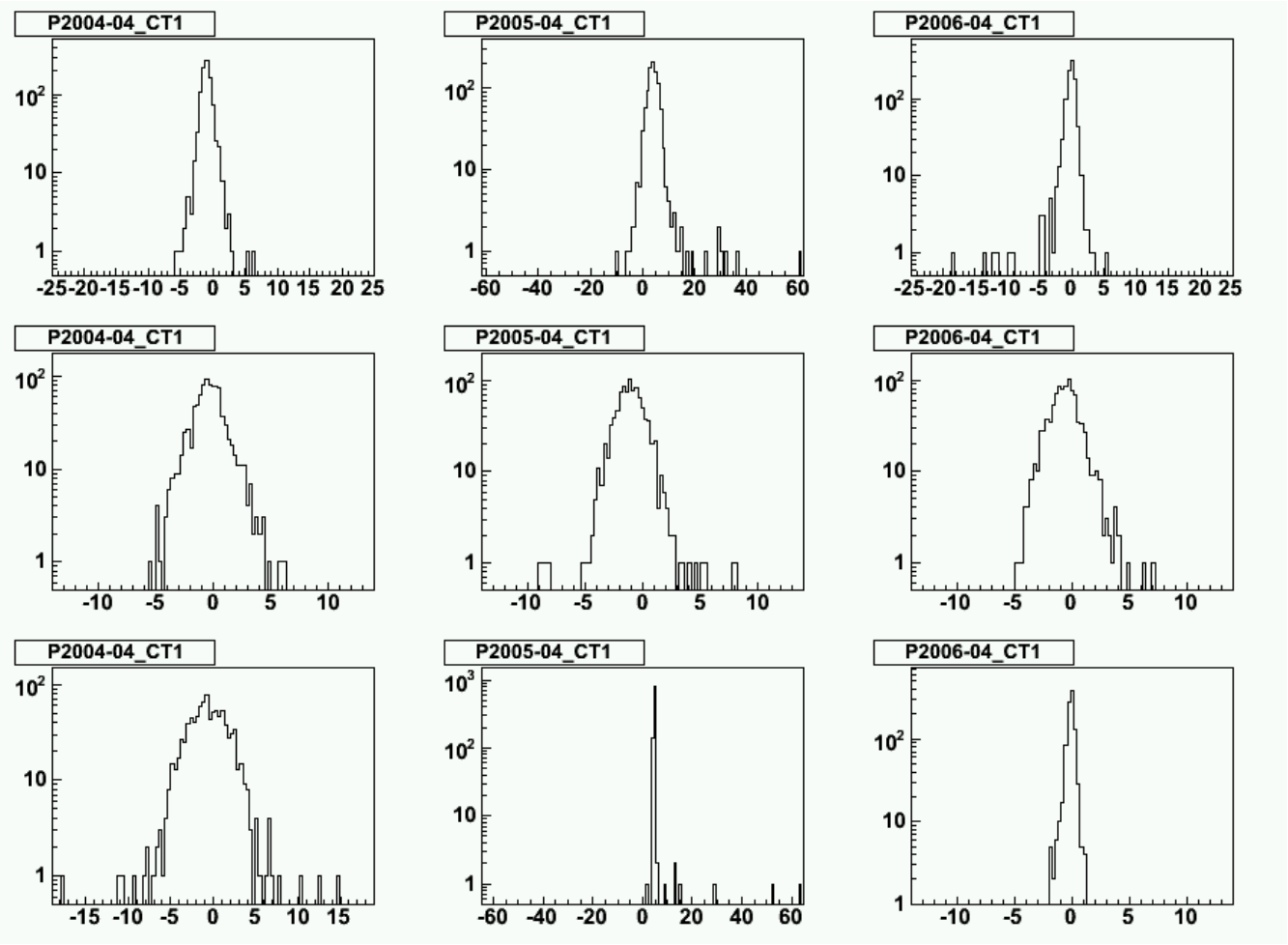


Fig. 3.8: Suivis temporels des différences de calibration pour le télescope CT1 pour les périodes d'avril des années 2004, 2005 et 2006. *De haut en bas :* valeurs absolues des différences relatives globales des coefficients $\gamma_e^{ADC} * FF$, γ_e^{ADC} et H/G.

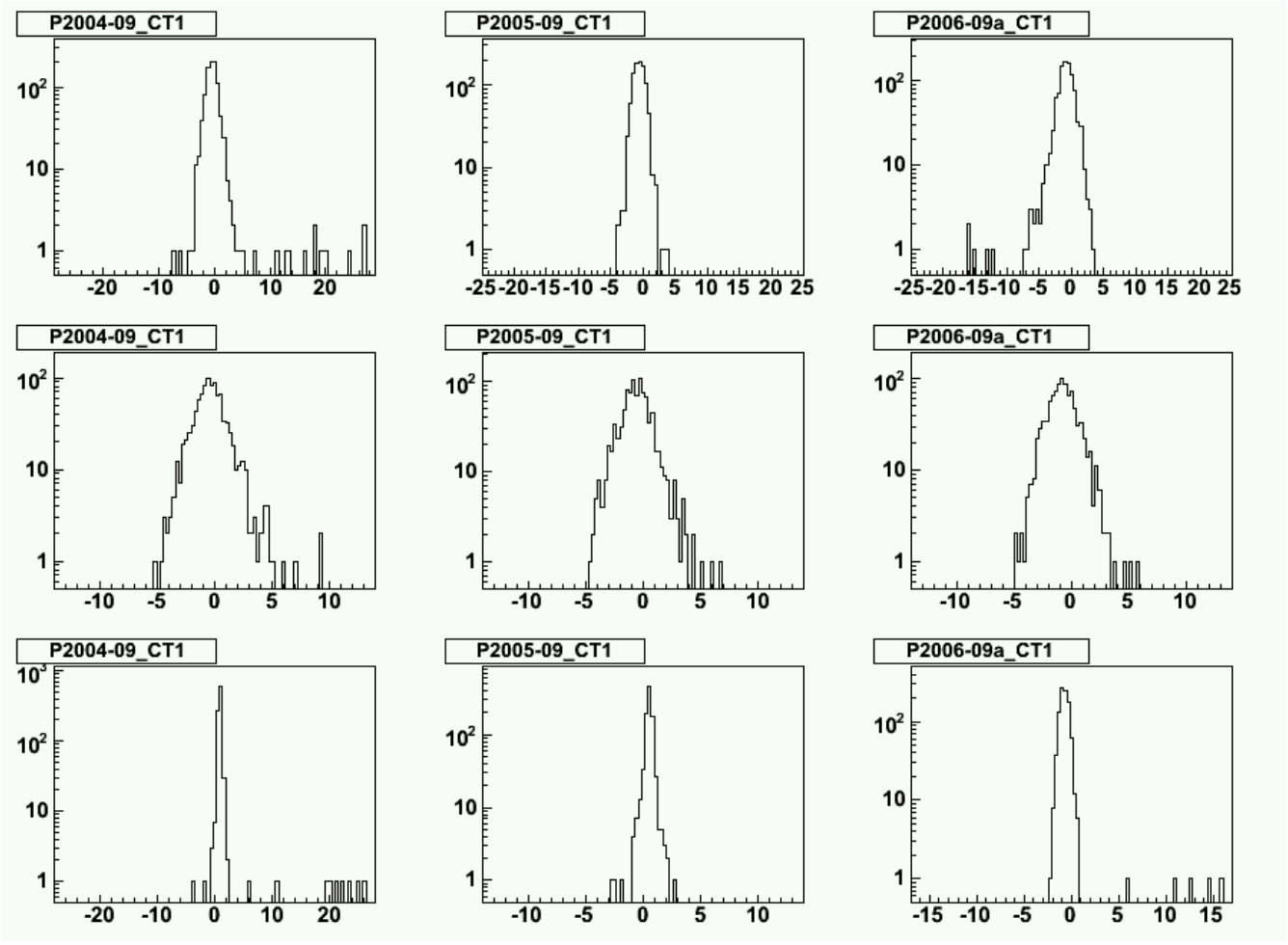


Fig. 3.9: Suivis temporels des différences de calibration pour le télescope CT1 pour les périodes de septembre des années 2004, 2005 et 2006. *De haut en bas :* valeurs absolues des différences relatives globales des coefficients $\gamma_e^{ADC} * FF$, γ_e^{ADC} et H/G.

3.4 Discussion de l'influence des différences de calibration sur les résultats spectraux

Même si d'après notre dernière remarque, nous n'attendons que de faibles différences pour les résultats qui utilisent deux calibrations différentes, aucune étude n'avait jusqu'alors été menée sur l'incidence de la calibration sur les systématiques présentes dans les résultats de H.E.S.S.

Le traitement des données brutes acquises en Namibie nécessite une première étape consistant à déterminer et à stocker sur bandes magnétiques (DST[12]) les paramètres utilisés par les algorithmes de reconstruction. Pour l'analyse selon les paramètres de Hillas, les amplitudes ainsi que les largeurs et les longueurs des images des gerbes observées doivent être calculées. Lors de cette étape, les valeurs des différents coefficients de calibrations et l'identification des voies non-opérationnelles pour le run considéré sont utilisées. Les coefficients de calibration étant calculés de façons différentes pour les deux schémas de calibration, les DST obtenues diffèrent elles aussi.

3.4.1 Mise en place

Afin de pouvoir effectuer une comparaison efficace sur l'influence des différentes chaînes de calibration, il est nécessaire d'utiliser le même code de reconstruction des évènements ainsi que les mêmes simulations de gerbes électromagnétiques utilisées lors du calcul des surfaces de collection.

Pour cela, le code *HAP* (H.E.S.S. Analysis Package) a été utilisé pour cette partie de la thèse, contrairement au reste où le code utilisé est *ParisAnalysis*. Il a de plus été nécessaire de "rapatrier" les DST générées par le groupe de calibration allemand car il a fallu opérer à une modification afin de les rendre lisibles par les modules français du code d'analyse. Depuis cette étude, cette étape n'est plus nécessaire et les coefficients précédemment manquants et lus dans une autre base de données allemandes ont été ajoutés dans les nouvelles DST.

3.4.2 Exemples

Deux sources ont été considérées pour faire cette étude sur les systématiques. Afin de minimiser l'importance relative des erreurs statistiques et pour caractériser l'influence d'un paramètre particulier présent dans une période d'observation, les sources à considérer doivent avoir un flux suffisant pour que leur détection soit confirmée sur des observations appartenant à la même période.

La période considérée pour les observations des deux sources correspond à une période déjà discutée auparavant, c'est la période de Juin 2006. Pour cette période, un très grand nombre de pixels sont inutilisables pour la caméra de CT1 d'après la chaîne de calibration allemande. L'analyse que nous considérons ici est basée sur la méthode des moments de Hillas. Un algorithme de reconstruction est appliqué sur chacune des images d'évènements enregistrés

[12]Data Storage Tape

dans les données brutes et les valeurs des demi-grands axes des images des gerbes déterminées à partir des pixels opérationnels sont stockées dans les DSTs.

3.4.2.1 Analyse des données du Centre Galactique

La première source considérée est le Centre Galactique. Cette région du ciel est observée depuis la mise en service de H.E.S.S. et la présence d'une source émettrice en γ VHE ne fait plus le moindre doute [77, 78, 79, 80] même si sa nature reste toujours inconnue. Il existe en effet au Centre Galactique un nombre important d'objets astrophysiques potentiellement émetteurs dans cette gamme d'énergie : un trou noir supermassif, un reste de supernova (G359.95-0.04).

Il existe donc une source ponctuelle au Centre Galactique dont la luminosité est élevée. Par ailleurs, l'observation de cette partie du ciel se fait dans d'excellentes conditions sur le site namibien. En effet, le Centre Galactique se situe au zénith durant l'hiver austral. Le seuil en énergie est donc quasiment au plus bas. Les nuits d'observations à cette période là sont longues et sans nuages.

La figure 3.10 confirme la présence de signal à cette position pour les DST obtenues à partir de la chaîne de calibration allemande et française. Ces figures ont été obtenues à partir de 6 runs d'acquisition de 28 minutes. Dans les deux cas, le signal a été observé avec une significativité de plus de 9σ 3.11. De légères différences dans le nombre d'évènements en provenance de la région source de l'analyse ainsi que dans les régions OFF sont observées, comme le montre le tableau 3.1.

DST	N_{ON}	N_{OFF}	Excès	N_σ
Heidelberg	303	2142	140.5	9.39
Paris	306	2187	140.6	9.29

Tab. 3.1: Différences de significativité observées sur le Centre Galactique pour les deux chaînes de calibrations.

La force du signal a permis, pour les 2h30 de données étudiées, de calculer un spectre dans les deux cas. L'analyse spectrale repose sur la méthode adaptée de CAT [81]. Elle est basée sur un maximum de vraisemblance obtenu par comparaison du spectre en énergie avec celui prédit pour une forme spectrale prédéfinie. Dans le cas du Centre Galactique, la forme spectrale adoptée est une loi de puissance dont l'indice spectral et la normalisation sont laissés libres. Les spectres déterminés à partir des analyses des deux types de DST obtenus pour les chaînes de calibration allemande et française sont représentés sur les figures 3.12 et sont compatibles avec une hypothèse en loi de puissance simple. Les positions des points spectraux ne sont pas identiques dans les deux cas ce qui indique des différences de reconstruction en énergie des évènements observés. Les résultats sont pleinement compatibles aux incertitudes près. En effet, les erreurs statistiques sur l'indice spectral ($\sim$6%) et sur le facteur de normalisation ($\sim$14%) sont dominantes par rapport aux incertitudes liées aux différences de calibration. On obtient respectivement $\sim$5% et $\sim$9% d'écart relatif sur la reconstruction de l'indice spectral et de la normalisation en utilisant deux chaînes de calibration.

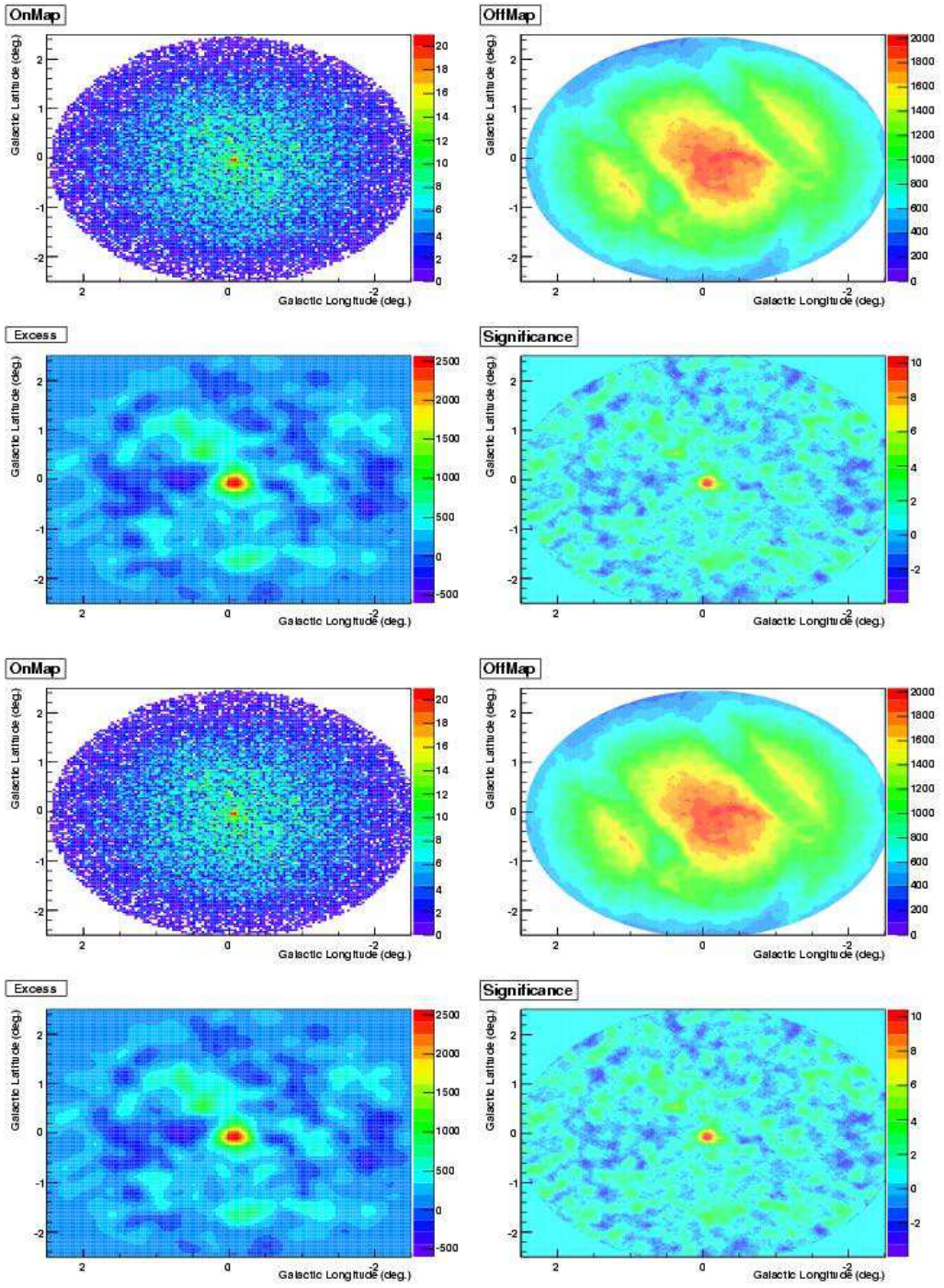


Fig. 3.10: Résultats des observations du Centre Galactique pour la période de Juin 2006 pour les DST obtenues à partir de la chaîne de calibration allemande (*haut*) et française (*bas*). *(De gauche à droite et de haut en bas) :* Cartes d'évènements brute, d'exposition, d'excès et de significativité.

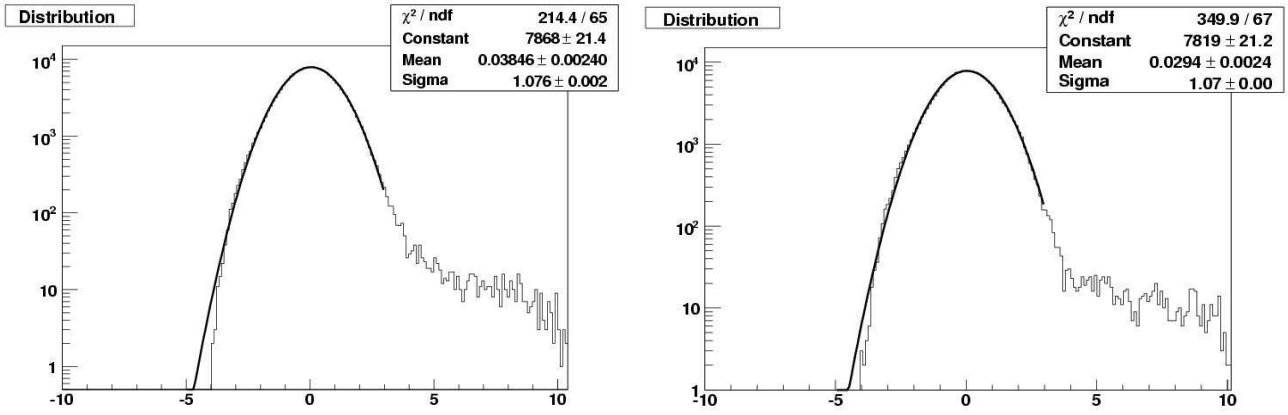


Fig. 3.11: Distribution des significativités des observations du Centre Galactique pour la période de Juin 2006 pour les DST obtenues à partir de la chaîne de calibration allemande (*gauche*) et française (*droite*).

3.4.2.2 Analyse des données PKS2155-303

La seconde source étudiée est le blazar PKS2155-303. C'est une source extragalactique, ponctuelle. Cette source est très bien connue à présent puisqu'elle a fait elle aussi l'objet d'un suivi régulier au cours des années. La figure 3.13 présente les spectres obtenus pour PKS2155-303 dans l'hypothèse d'une forme spectrale en loi de puissance. Le spectre reconstruit, obtenu à partir d'environ 4h40 de données, est compatible avec une loi de puissance simple pour l'analyse des DST produites avec les deux schéma de calibration. Les différences observées sur les flux reconstruits (2%) et sur la valeur reconstruite de l'indice spectral (1%) sont, là encore, largement inférieures aux erreurs statistiques (respectivement $\sim$25% et $\sim$7%).

Conclusion

L'étude menée dans ce chapitre avait pour but de déterminer l'impact que pouvait avoir les différences de reconstructions des paramètres de calibration obtenues par les chaînes de calibrations allemande et française. La mise en place d'un outil de contrôle automatique des coefficients a permis de mettre en évidence des problèmes atypiques affectant une ou plusieurs caméras du réseau de télescopes H.E.S.S pour certaines périodes de calibrations. L'étude menée sur deux sources particulières au flux important, le Centre Galactique et le blazar PKS2155-303, et pour lesquelles des observations ont été faites lors de telles périodes, a permis de conclure que les erreurs systématiques résultantes de l'utilisation de deux chaînes de reconstruction sont dominées par les erreurs systématiques liées au faible nombre d'évènements observés.

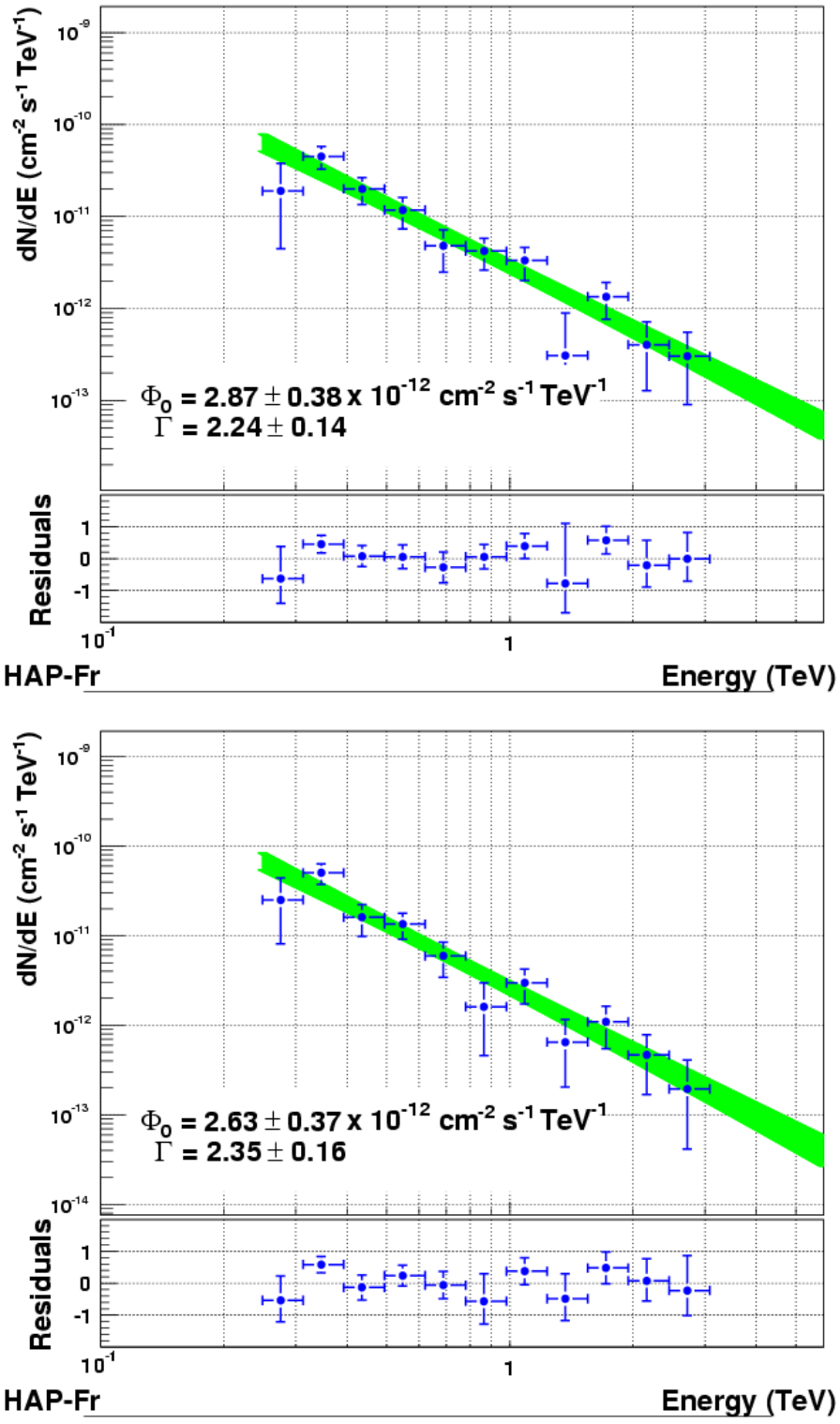


Fig. 3.12: Spectres obtenus à partir des observations du Centre Galactique pour la période de Juin 2006 pour les DST obtenues à partir de la chaîne de calibration allemande (*haut*) et française (*bas*). La forme spectrale supposée pour la source au Centre Galactique est une loi de puissance.

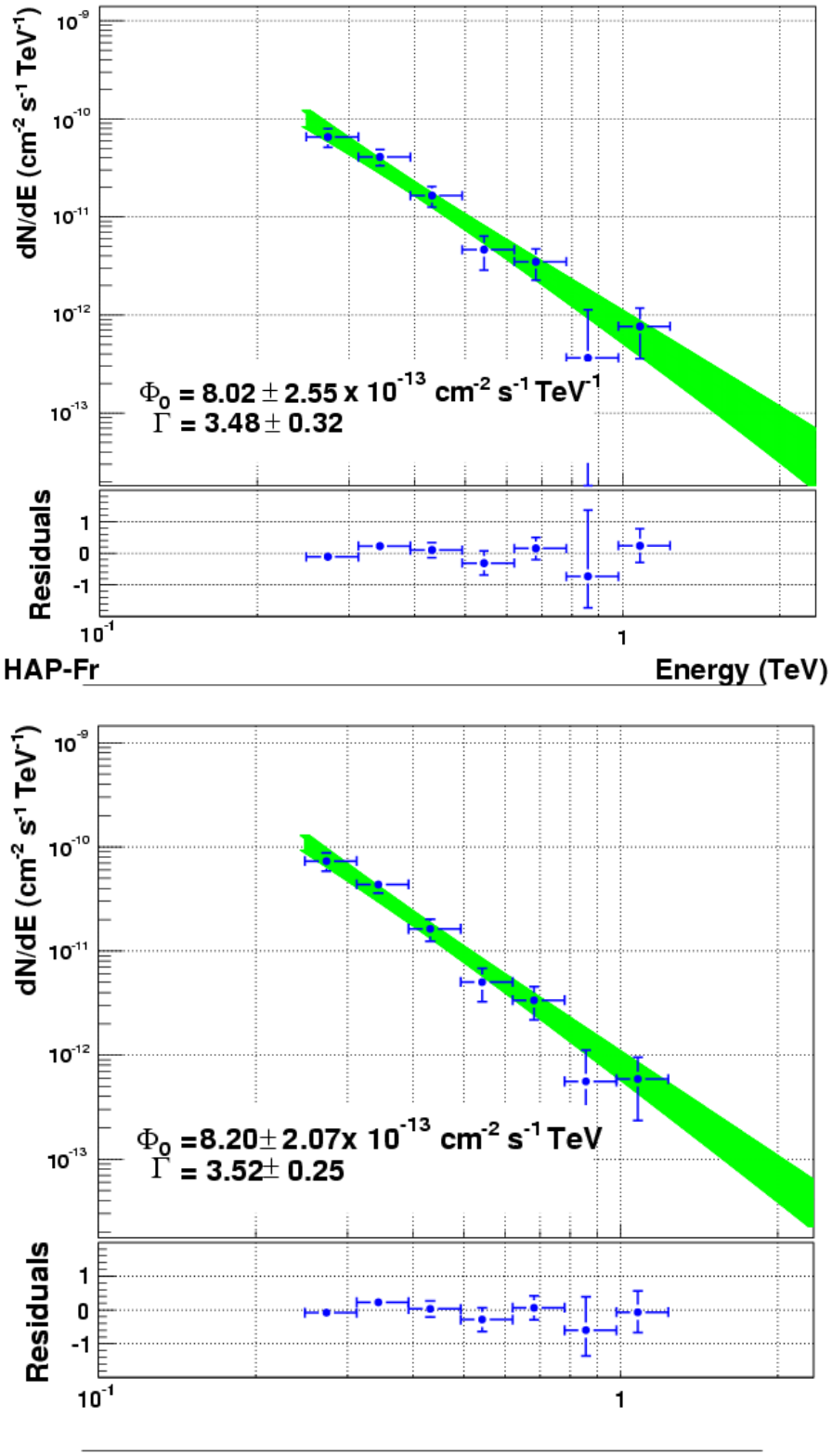


Fig. 3.13: Spectres obtenus à partir des observations du blazar PKS2155-303 pour la période de Juin 2006 pour les DST obtenues à partir de la chaîne de calibration allemande (*haut*) et française (*bas*). La forme spectrale supposée pour la source au PKS2155-303 est une loi de puissance.

Chapitre 4

Méthodes de sélection et de reconstruction des gamma dans H.E.S.S

Sommaire

3.1 Présentation de la chaîne de reconstruction des évènements 54
3.1.1 Génération des gerbes de particules 54
3.1.2 Traitement des données 57
3.1.3 Analyse des données 58
3.2 Principe de la calibration 59
3.2.1 Les différents coefficients de la calibration 59
3.2.2 Calibration en Namibie 66
3.3 Comparaison des différents coefficients de la calibration 66
3.3.1 Mise en place des outils de contrôle 67
3.3.2 Exemples de résultats 67
3.4 Discussion de l'influence des différences de calibration sur les résultats spectraux 74
3.4.1 Mise en place 74
3.4.2 Exemples 74

4.1 Introduction

Les imageurs atmosphériques au sol tels que H.E.S.S. ont un taux de déclenchement qui est largement dominé par les gerbes de photons Cherenkov produites par les rayons cosmiques chargés. Cela constitue un bruit de fond du signal très important dans lequel les méthodes de sélection doivent faire un tri très strict afin de pouvoir analyser les évènements issus de gamma de très hautes énergies (VHE). Lors des observations de la nébuleuse du Crabe (chandelle standard de l'astronomie gamma VHE), l'angle zénithal moyen pour H.E.S.S. est de 45° et le taux de déclenchement est d'environ 250 Hz. Les observations effectuées par H.E.S.S. sur cette source ont permis de déterminer son flux et on s'attend à observer 15 gamma par minute. Le rejet du bruit de fond hadronique est un facteur majeur pour pouvoir faire de l'astronomie gamma et doit être particulièrement performant.

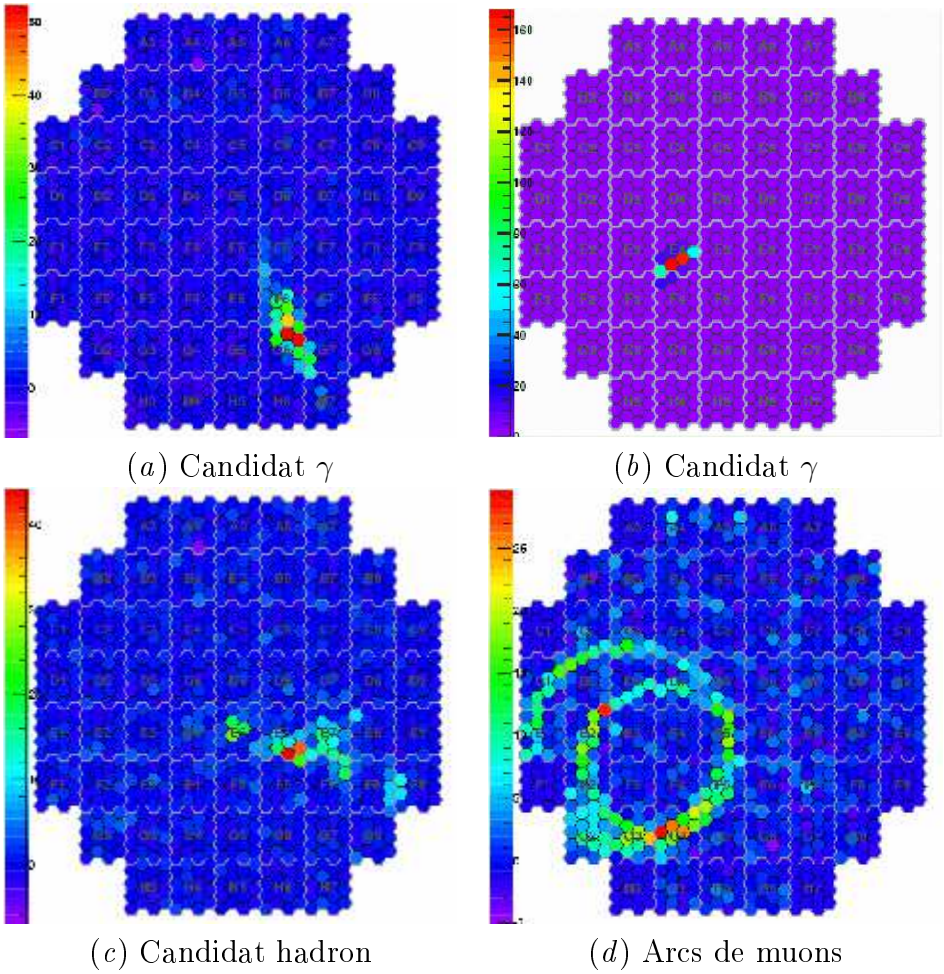
Dans ce chapitre, nous présenterons tout d'abord les caractéristiques des images des gerbes observées par l'expérience H.E.S.S. Puis nous présenterons les différentes méthodes de sélection utilisées à présent en commençant, dans la partie 4.2.1, par définir la méthode des moments de Hillas [70], qui fut la première technique de réjection gamma-hadron développée pour les imageurs et qui assura les premiers résultats de l'astronomie gamma. Dans la partie 4.2.2, nous discuterons d'une méthode de sélection basée sur l'analyse tridimensionnelle de l'ellipse des gerbes Cherenkov, appelée Model3D [82], se référant à la stéréoscopie des gerbes électromagnétiques. La partie suivante sera consacrée à une technique qui fut développée par la collaboration CAT [83] puis reprise par H.E.S.S., appelée sélection selon le Model2D (ou Model) [84, 85], qui se base sur un modèle semi-analytique des gerbes électromagnétiques et qui permet, par la comparaison des images simulées avec celles observées, de sélectionner les candidats gamma ainsi que les variables du gamma primaire : énergie, direction d'incidence, paramètre d'impact. Puis nous présenterons la reconstruction en énergie, les résolutions angulaire et en énergie ainsi que les surfaces de collection de ces différentes sélections. La discrimination entre les évènements gamma et les évènements hadroniques étant limitée et la détermination d'une émission diffuse isotrope étant une étude au-delà des capacités de H.E.S.S., nous présenterons dans la section 4.4 les méthodes de calcul des évènements hors source et les techniques de soustraction employées. La section 4.5 sera consacrée aux méthodes de discrimination basées sur la combinaison de variables discriminantes, et notamment selon la variable combinée X_{eff} que nous avons développée pour l'étude des sources faibles et qui sera appliquée à la recherche de matière noire dans le chapitre suivant. Enfin les performances des différents modèles seront discutées dans la partie 4.6.

4.1.1 Images de gerbes dans un télescope Cherenkov

Au chapitre 3 nous avons vu que le profil de développement d'une gerbe électromagnétique initiée par un gamma VHE aura une forme caractéristique d'ellipse. Les images (a) et (b) de la figure 4.1 sont des candidats gamma observées par les caméras de H.E.S.S. Ce sont des ellipses allongées, assez compactes, qui pointent dans la direction d'incidence du gamma primaire. Le flash Cherenkov d'une gerbe initiée par un hadron est plus chaotique et plus étalé (présence de nombreuses particules à grandes énergies transverse), ce qui se retrouve bien sur l'image (c) de

la figure 4.1. Enfin, le dernier cadre (d) de cette figure présente deux anneaux, caractéristiques des images observées dans le cas des muons traversant le miroir du télescope. Les anneaux ou les arcs de muons correspondent à une tranche du cône de lumière Cherenkov produit par le muon dont le temps de vie est suffisamment long pour arriver au sol.

La figure 4.1 met en évidence le fait que la forme des images des gerbes observées par les caméras des imageurs Cherenkov atmosphériques est représentative de la particule primaire qui l'a engendrée. C'est à partir de ces observations qu'a été développée la première technique permettant la reconstruction de l'énergie et de la direction d'émission de la particule primaire. En s'appuyant sur les paramètres géométriques permettant de décrire les images des gerbes, la discrimination gamma-hadron que nous allons développer a aussi été rendue possible.



(a) Candidat γ (b) Candidat γ

(c) Candidat hadron (d) Arcs de muons

Fig. 4.1: Exemples d'images Cherenkov de gerbes atmosphériques observées dans les données de H.E.S.S. Les figures du haut correspondent à des images des gerbes issues par des gamma . L'image du bas à gauche correspond probablement à une gerbe initiée par un hadron. L'image en bas à droite montre deux arcs de muons, caractérisant la présence d'interaction hadronique. Le nombre de photo-électrons présents dans chaque pixel est représenté par l'échelle de couleur.

4.2 Reconstruction des paramètres des gerbes

4.2.1 Sélection selon la méthode des moments réduits de Hillas

La première méthode ayant permis le véritable essor de l'astronomie gamma est celle proposée en 1984 par A.M. Hillas [70]. Elle se base sur quelques unes des propriétés des taches de lumière Cherenkov issues des gamma, des hadrons et des muons détectées sur les caméras. On suppose que la distribution de charge dans les pixels de chaque image peut-être approximée par une gaussienne bi-dimensionnelle dont on peut réduire les propriétés aux paramètres suivants :

- le barycentre (x,y) donné par les moments d'ordres 1 des coordonnées des pixels, pondérées par leur contenu en photo-électrons,
- la demi-longueur de l'ellipse σ_L,
- la demi-largeur de l'ellipse σ_l,
- l'amplitude (charge de l'image),
- l'angle de pointé δ entre la direction principale de l'image et la droite joignant le barycentre à l'image de la source,
- la distance angulaire (D) du barycentre des charges à la position de la source S,
- l'angle azimutal (Ψ),
- d'autres paramètres additionnels, comme l'asymétrie de l'image à partir des moments d'ordre 3, même si ceux-ci ne sont plus utiles en imagerie stéréoscopique puisque les images dans les différentes caméras lèvent l'ambiguïté sur le sens (le "haut" et le "bas") des images.

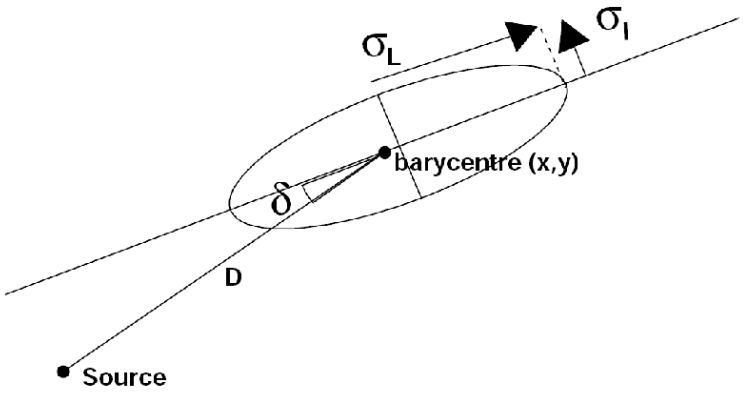


Fig. 4.2: Paramètres de Hillas d'une gerbe électromagnétique.

La méthode des moments telle qu'elle avait été définie par A.M. Hillas pour l'expérience Whipple a été modifiée avec l'apparition des systèmes stéréoscopiques HEGRA, H.E.S.S., VERITAS, CANGAROO. De tels systèmes permettent de remonter plus aisément à la position de la source dans le ciel, en reportant les images des caméras ayant observé un évènement en coïncidence dans une caméra virtuelle comme sur la figure 4.3. Il suffit alors de tracer les droites portées

par les directions principales des images, l'intersection de celles-ci correspond à la position de la source. En traçant ces mêmes droites mais au sol cette fois-ci, on détermine le paramètre d'impact de la gerbe au sol (cf figure 4.4). Le paramètre d'impact et la charge de l'image permettent de remonter à l'énergie du gamma incident.

Dans le cas des gerbes hadroniques, la demi-largeur σ_l de l'image est, en raison des valeurs plus importantes des impulsions transverses des particules secondaires, plus grande que dans les gerbes électromagnétiques. Cette demi-largeur σ_l est donc un critère de séparation des gerbes gamma/hadrons. Les variables discriminantes de la méthode de Hillas sont : la largeur ("Width") et la longueur ("Length") de l'image. Un autre paramètre discriminant est l'angle de pointé δ. La distribution des gamma autour de l'angle de pointé δ est relativement réduite tandis que la distribution des hadrons est attendue isotrope. Une sélection des évènements dans un cône relativement faible ($< 8°$) permet alors de s'affranchir de nombreux hadrons.

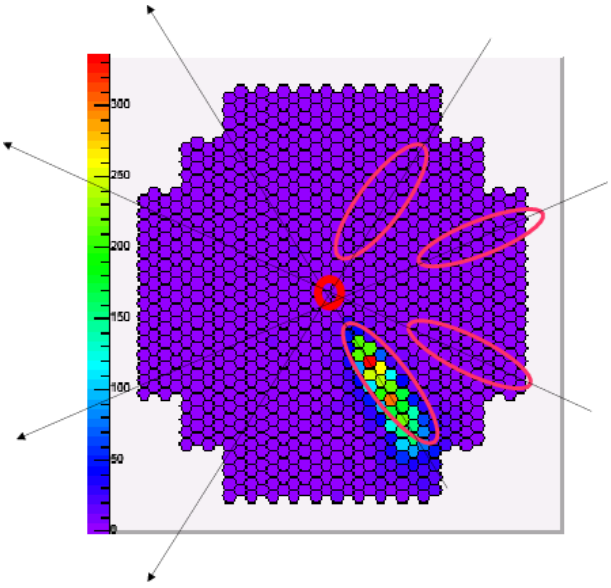


Fig. 4.3: Reconstruction de la position de la source dans le ciel avec H.E.S.S.

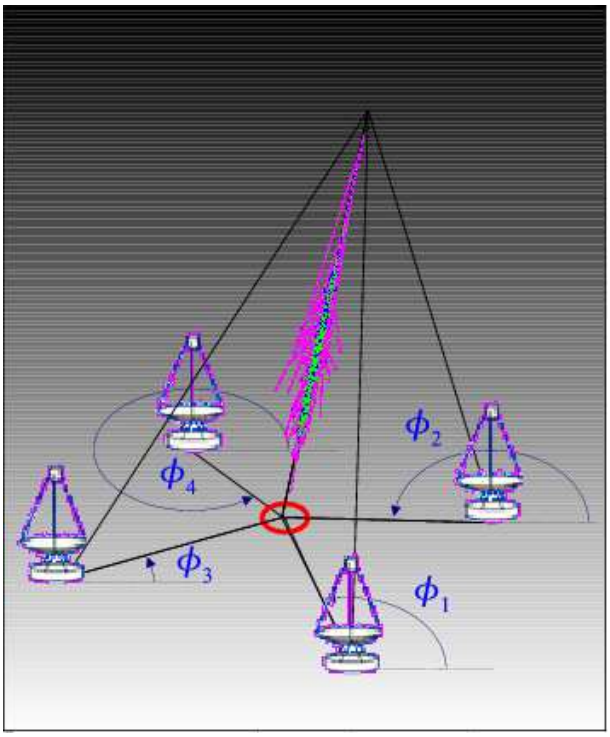


Fig. 4.4: Reconstruction du paramètre d'impact de la gerbe à l'aide d'un système stéréoscopique tel que H.E.S.S.

La méthode initiale de Hillas ne considère pas les fluctuations intrinsèques de la gerbe ni les déviations existantes dans les profils longitudinaux et transverses des images en fonction de l'énergie et de l'angle zénithal de la gerbe. La collaboration H.E.S.S. a repris une méthode initialement développée par la collaboration HEGRA afin de tenir compte des fluctuations intrinsèques observées dans l'image des gerbes électromagnétiques. L'idée est de renormaliser les différentes images à la valeur moyenne attendue pour un évènement gamma de même para-

mètre d'impact, de même amplitude et de même angle zénithal. Ainsi, la renormalisation d'un paramètre P s'obtient par

$$P_R = \frac{P - < P >}{\sigma_P} \tag{4.1}$$

où $< P >$ et σ_P sont respectivement la valeur moyenne de P et sa variance, obtenues à partir des simulations de gamma, fonctions de quatre paramètres : paramètre d'impact, énergie, angle zénithal et décalage par rapport au centre de la caméra. Ces paramètres renormalisés[1] sont indépendants de ces quatre paramètres. Les paramètres de Hillas renormalisés (longueurs et largeurs des gerbes) permettent de reconstruire les paramètres de la gerbe indépendemment de l'angle zénithal, du décalage par rapport au centre de la caméra et de l'énergie du primaire et servent aussi de paramètres discriminant candidats gamma des hadrons. Ces paramètres peuvent être aisément combinés dans le cas d'observations stéréoscopiques avec un nombre de télescopes *nbtels*, pour lesquelles on définie alors les paramètres *MeanScaledLength (MSL)* et *MeanScaledWidth (MSW)*[2] de la façon suivante

$$MSL = \frac{\sum_{nbtels} SL}{\sqrt{nbtels}}, \qquad MSW = \frac{\sum_{nbtels} SW}{\sqrt{nbtels}}. \tag{4.2}$$

Pour les photons, ces variables ne sont que faiblement corrélées (facteur de corrélation $\rho =$

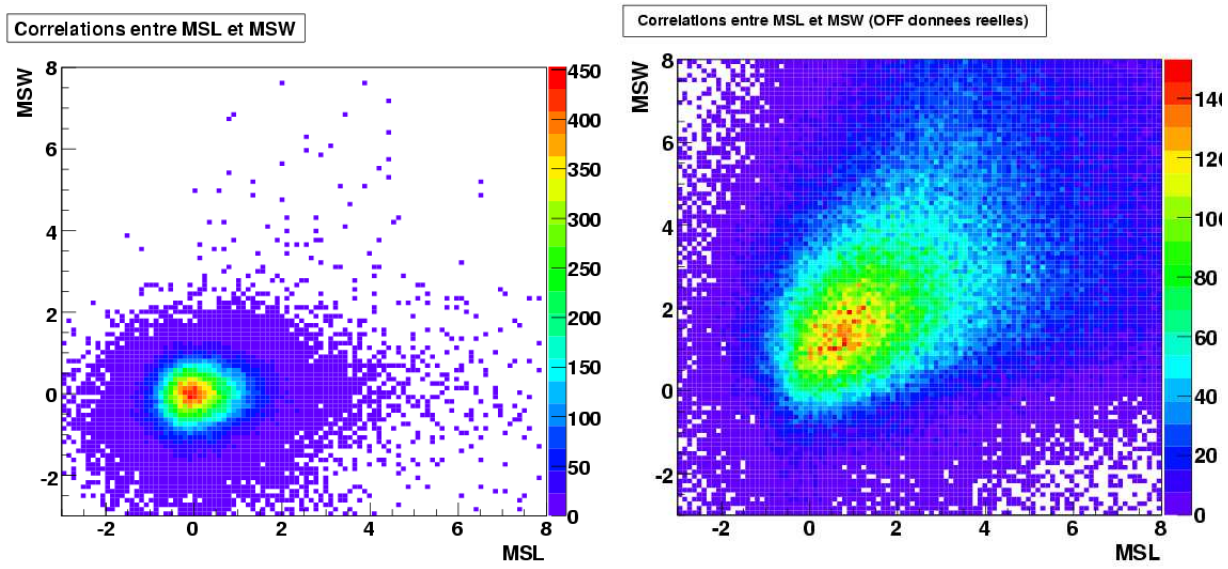


Fig. 4.5: Corrélations entre les variables Hillas MSL et MSW obtenues à partir des simulations gamma (*figure de gauche*) et pour des évènements OFF sur un lot de données de la nébuleuse du Crabe (*figure de droite*).

0.15 ± 0.01), comme le montre les simulations Monte-Carlo sur la figure 4.5, on peut alors définir

[1] Les paramètres renormalisés seront le plus souvent notés *ScaledNomduParamètre*

[2] MSL / MSW : distributions ré-échellonées moyennes de la longueur et de la largeur des images.

un nouveau paramètre, *"MeanScaledSum" (MSS)* tel que

$$MSS = \frac{MSL + MSW}{\sqrt{2}}. \tag{4.3}$$

La figure 4.6 représente les distributions des évènements gamma obtenus par simulation ainsi que les évènements OFF et ON-OFF obtenus directement à partir d'observation sur la nébuleuse du Crabe. Comme on peut le voir sur cette figure, une coupure de réjection des évènements pour des valeurs de MeanScaledSum supérieures à 0.8 permet de rejeter un grand nombre de hadrons et de conserver la majorité des évènements gamma présents dans les lots de données.

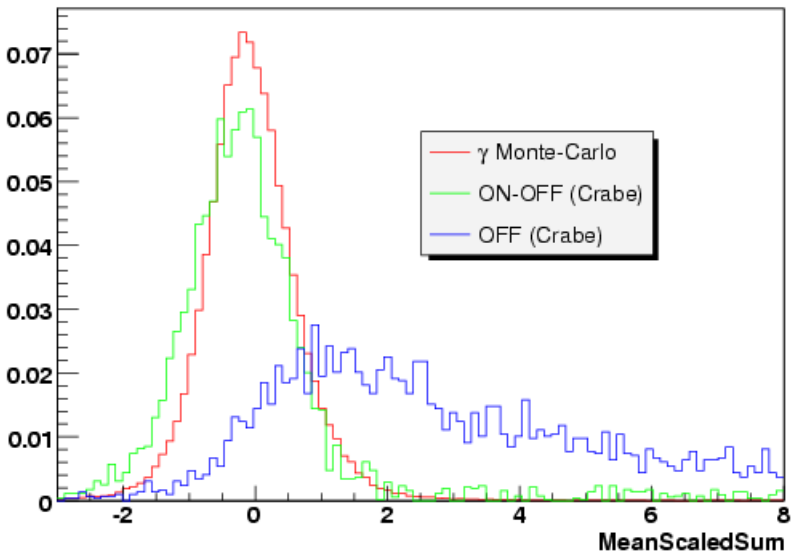


Fig. 4.6: Distribution renormalisée selon le paramètre MSS des évènements gamma obtenus par simulation Monte-Carlo (en rouge), pour les évènements ON-OFF d'un lot de données de la nébuleuse du Crabe (en vert) et pour les données OFF source (en bleu).

4.2.2 Sélection selon le Model3D

Le modèle Model3D a été développé dans H.E.S.S. par M. Lemoine-Goumard [82]. Il correspond à une extension du modèle précédent en ajoutant une dimension supplémentaire. Deux hypothèses importantes simplifient le problème. Premièrement, les points d'émission des photons Cherenkov sont distribués selon une gaussienne tridimensionnelle avec symétrie de révolution autour de l'axe de développement de la gerbe. Cette technique nécessite donc que la gerbe soit vue par plusieurs télescopes en même temps. Le développement de la gerbe, représentée sur la figure 4.7, se caractérise alors par :

- les angles θ_0 et Ψ_0 qui définissent, dans le référentiel stéréoscopique, l'axe de la gerbe par rapport au télescope,

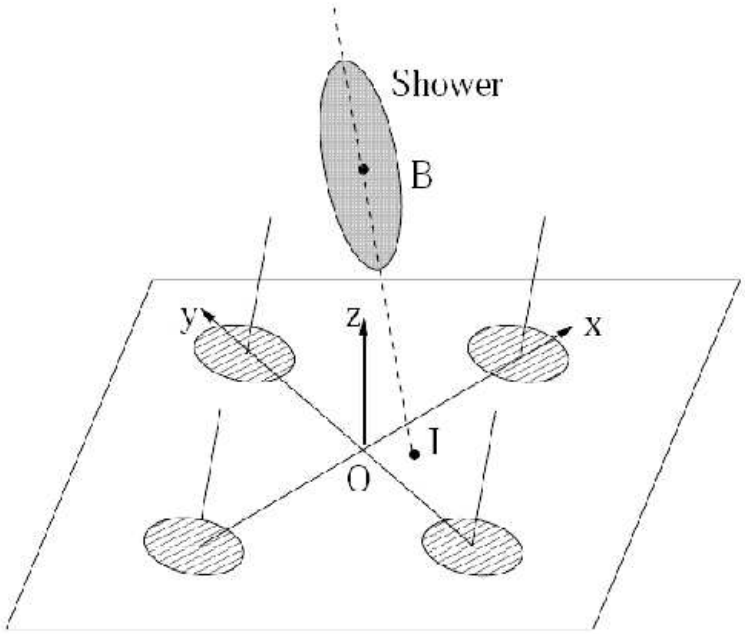


Fig. 4.7: Image d'une gerbe électromagnétique telle que définie dans le Model3D.

- les coordonnées (x_0, $y0$) du paramètre d'impact I de la gerbe au sol,
- la position B du maximum de développement de la gerbe, tel que $h = IB$,
- les écart-types longitudinal et transverse de la distribution gaussienne (appelés "Longueur3D" et "Largeur3D"),
- enfin le nombre de photons Cherenkov N_c dans la gerbe.

La seconde hypothèse suppose une distribution angulaire des photons Cherenkov par rapport à l'axe de la gerbe indépendante, à la fois de la position du point d'émission et de l'énergie du gamma incident.

Afin de sélectionner les évènements, les gerbes électromagnétiques sont modélisées par des gaussiennes tridimensionnelles. L'intégration du signal de lumière Cherenkov le long de la ligne de visée correspond alors à la lumière collectée dans chacun des pixels. La reconstruction des évènements se fait ensuite par une comparaison des images obtenues par les caméras avec le modèle. Cette comparaison utilise un maximum de vraisemblance comportant les huit paramètres définissant la gerbe que nous venons de citer (angles de propoagation de la gerbe, altitude du maximum, coordonées du paramètre d'impact, longueur, largeur et lumière de la gerbe). Les distributions des paramètres des gerbes électromagnétiques diffèrent de celles des gerbes hadroniques. Un exemple est donné sur la figure 4.8.

Au cours de l'ajustement des images observées avec les simulations du modèle, 70% des hadrons sont rejetés grâce aux contraintes de symétrie de rotation de la gerbe et des conditions reliant l'altitude du maximum de la gerbe au nombre de photons Cherenkov qui réduisent l'espace des paramètres lors de l'analyse Model3D. Des études [82] ont montré que pour les évènements restants, le paramètre le plus discriminant est la largeur de la gerbe, w (en unité de longueur de radiation), proportionnelle à l'épaisseur d'atmosphère traversée au maximum de

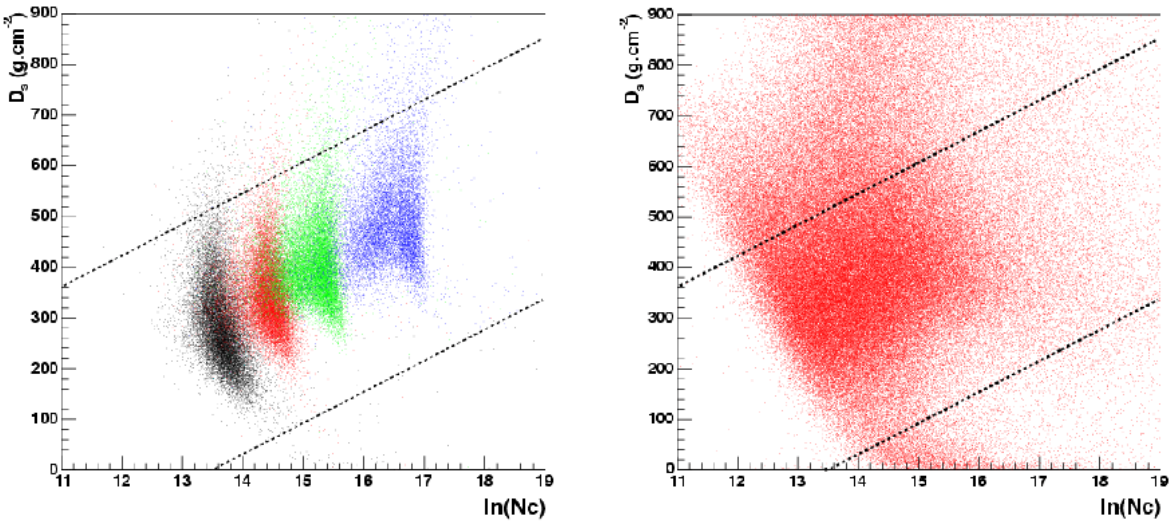


Fig. 4.8: Exemple de critère discriminant gamma/hadron dans le Model3D. *Figure de gauche :* Profondeur d'atmosphère traversée au maximum de développement de la gerbe (D_S) en fonction du nombre de photons Cherenkov (Nc) pour des gamma simulés à 4 énergies différentes (200 GeV, 500 GeV, 1 TeV et 5 TeV) au zénith. *Figure de droite :* même figure obtenue à partir d'observation de régions du ciel ne comportant pas de source de gamma VHE. Les évènements au-dessus et en dessous de la zone délimitée par les droites pointillées sont considérés comme hadroniques.

gerbe le long de l'axe de développement (d). On définit la largeur réduite ω de la façon suivante

$$\omega = \frac{w \times \rho(z_{max})}{d}, \tag{4.4}$$

où $\rho(z_{max})$ est la densité d'atmosphère à l'altitude z_{max}. ω a été ré-échellonnée de façon à obtenir une distribution centrée sur zéro pour les simulations Monte-Carlo de gamma, on obtient ainsi le paramètre discriminant du modèle : "RescaledWidth3D" (R3D). En effet, on observe sur la figure 4.9 que les largeurs et les valeurs moyennes des distributions des largeurs 3D réduites des évènements gamma et hadrons sont fortement dissemblables.

4.2.3 Sélection selon le Model2D

Le Model2D a été initialement développé par Le Bohec pour la collaboration CAT [83]. Il a ensuite été repris et élargi pour la stéréoscopie au sein de la collaboration H.E.S.S. [84]. Ce modèle se base sur une comparaison pixel par pixel des images de la gerbe avec des images génériques obtenues à partir d'un modèle semi-analytique de développement des gerbes. La reconstruction des évènements s'obtient par une maximisation de la vraisemblance des images génériques en utilisant tous les pixels utilisables et ne nécessite par de pré-traitement des images. La fonction de densité de probabilité d'observer un signal S dans un pixel donné, pour une

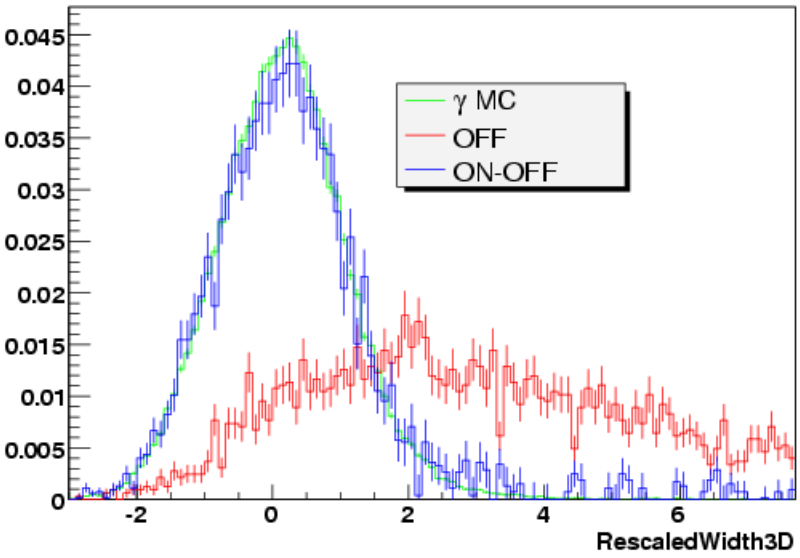


Fig. 4.9: Largeur3D réduites et ré-échellonnées des gerbes électromagnétiques et hadroniques obtenues à partir des données de la nébuleuse du Crabe et de simulations Monte-Carlo.

amplitude μ fixée, en tenant compte des fluctuations du piédestal σ_P (dû au bruit de fond du ciel et à l'électronique utilisée) et du signal à un photo-électron ($\sigma_s \approx 0.4$ résolution des photo-multiplicateurs) est donnée par la formule suivante

$$P(S|\mu,\sigma_P,\sigma_s) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{e^{-\mu}\mu^n}{n!\sqrt{2\pi\,(\sigma_P^2+n\sigma_s^2)}} exp\left(-\frac{(S-n)^2}{2(\sigma_P^2+n\sigma_s^2)}\right). \tag{4.5}$$

La fonction du logarithme de vraisemblance $\mathcal{L} = 2\sum_{pixel} \ln[P_i(S_i|\mu,\sigma_P,\sigma_s)]$ est ensuite maximisée afin d'obtenir l'énergie du primaire ainsi que la direction et le point d'impact de la gerbe. Contrairement à la méthode des moments réduits de Hillas, la reconstruction de la gerbe avec le Model2D fonctionne de façon identique pour un télescope unique ou en mode stéréoscopique. En mode stéréoscopique, les fluctuations des gerbes ne sont pas prises en compte, contrairement à l'analyse Hillas. Les corrélations entre les différentes images d'un même évènement sont utilisées pour déterminer les meilleures direction et position de la source dans le ciel.

La variable discriminante gamma/hadrons de ce modèle est appelée "goodness-of-fit" (G). Elle est définie de la façon suivante :

$$G = \frac{<\ln\mathcal{L}> - \ln\mathcal{L}}{\sqrt{2\times N_{dof}}}. \tag{4.6}$$

La valeur moyenne du logarithme du vraisemblance $<\ln\mathcal{L}>$ se calcule analytiquement de la façon suivante :

$$<ln\mathcal{L}> \;=\; \sum_{pixeli} \int_{S_i} P(S_i|\mu_i,\sigma_{P_i},\sigma_{s_i}) \times lnP(S_i|\mu_i,\sigma_{P_i},\sigma_{s_i}) dS_i$$

$$= \sum_{pixeli} \left[1 + ln(2\pi) + ln\left(\sigma_{P_i}^2 + \mu_i \times (1 + \sigma_{s_i}^2)\right)\right]. \quad (4.7)$$

La variable goodness-of-fit est définie comme une variable normale, sa variance du logarithme de la vraisemblance $ln\mathcal{L}$ est proche de 2, on introduit donc le facteur $\sqrt{2 \times N_{dof}}$. On définit alors la variable "MeanScaledGoodness" (MSG), qui sera la variable discriminante pour les analyses, sous la forme

$$MSG = \frac{\sum_{nbtels} G}{\sqrt{nbtels}} \quad (4.8)$$

et dont les distributions pour les gerbes électromagnétiques et hadroniques sont données sur la figure 4.10.

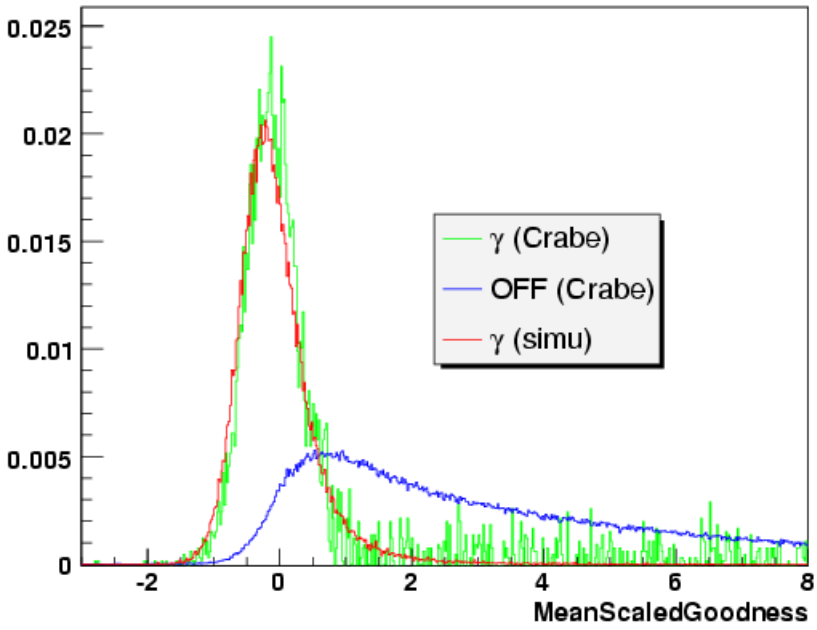


Fig. 4.10: Discrimination des gerbes électromagnétiques et hadroniques par la variable "MeanScaledGoodness" *(les histogrammes rouge, vert et bleu correspondent respectivement aux distributions renormalisées des gamma obtenus par simulation, aux données ON-OFF de la nébuleuse du Crabe et aux données OFF source de ces mêmes observations).*

4.3 Reconstruction en énergie, acceptance et résolution

La méthode de reconstruction en énergie des évènements observés est globalement identique pour chacune des méthodes de sélection des évènements que nous avons discutées précédemment. La reconstruction en énergie des évènements s'effectue à l'aide de simulations de gerbes électromagnétiques réalisées à des valeurs fixes d'énergies (par pas logarithmiques de 0.2 entre

30 GeV et 80 TeV), d'angles zénithaux (entre 0 et 70° par pas de 0.1 en cosinus de l'angle) et de positions par rapport au centre de la caméra (entre 0 et 2.5° par pas de 0.5°). Ces simulations permettent de définir des tables de calibrations.

En utilisant des simulations à des énergies fixes, on s'abstrait du biais potentiellement induit dans les spectres reconstruits par l'utilisation de spectres simulés en loi de puissance, comme cela était le cas dans de précédentes expériences. L'utilisation de ces simulations diffère selon le critère de sélection appliqué : Hillas, Model2D ou Model3D.

4.3.1 Hillas

Pour une analyse effectuée selon les critères de Hillas seuls, les paramètres caractéristiques reconstruits sont en premier lieu la taille de l'image et le paramètre d'impact au sol. L'analyse Hillas permet d'obtenir des distributions de charges en photo-électrons de ces simulations pour lesquelles l'énergie vraie (E_t), l'angle zénithal vrai (θ_t) et le décalage par rapport au centre de la caméra (ω) nous sont connus. Cela permet de définir des tables de calibration des paramètres qui seront utilisées afin de reconstruire l'énergie de l'évènement observé. Les distributions en charges obtenues pour chacun des télescopes, qui dépendent du paramètre d'impact de la gerbe (R), sont moyennées par pas de R sous la forme de profil moyen. La largeur des distributions autour de la valeur moyenne correspondent aux erreurs de reconstruction en énergie. L'utilisation des deux paramètres supplémentaires que sont la profondeur du maximum de développement de la gerbe (h_{max}) et la multiplicité ($mult$) de télescopes participant à chaque évènement, permet d'améliorer la reconstruction en énergie [86]. La fonction de charge

$$Q(R_{rec}, E_t, \theta, h_{max_{rec}}, mult, \omega) \tag{4.9}$$

où R_{rec} et $h_{max_{rec}}$ sont les valeurs reconstruites du paramètre d'impact et de la profondeur de maximum de développement de la gerbe tandis que E_t est l'énergie vraie obtenue à partir des simulations et $theta$, $mult$ et ω respectivement l'angle zénithal, la multiplicité des télescopes et le décalage par rapport au centre de la caméra, est alors définie.

L'estimation de l'énergie reconstruite à partir d'observations d'évènements à plusieurs télescopes est obtenue pour le profil théorique qui correspond le plus à la gerbe observée en minimisant le χ^2 définit de la façon suivante :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{Ntels} \frac{(Q_{theo_i} - Q_{mes_i})^2}{Err^2_{Q_{theo_i}}}. \tag{4.10}$$

$Err_{Q_{theo_i}}$ représente l'erreur du profil théorique obtenu sur la valeur de charge. Q_{mes_i} et Q_{theo_i} sont respectivement la charge mesurée de l'évènement par le télescope i et la valeur extrapolée des tables la plus proche de celle observée pour les paramètres obtenus.

Pour un intervalle d'angle zénithal allant de 0 à 70° et une gamme d'énergie de 50 GeV à 30 TeV, les distributions log-normales ($ln(E_{rec}/E_0)$) sont décrites par des gaussiennes. La résolution en énergie $\sigma = \ln(E_{rec}/E_t) \approx \Delta E_{rec}/E_{rec}$ varie entre 15% et 30% .

4.3.2 Model3D

Dans le Model3D, le nombre de photons Cherenkov (N_c) présents dans la gerbe électromagnétique observée est directement déterminé lors de la sélection de l'évènement. Or N_c est proportionnel à l'énergie du gamma incident et l'énergie reconstruite de l'évènement gamma observé est obtenue à partir de simulations de gerbes électromagnétiques à des énergies fixes. Une relation de quasi-linéarité existe entre le logarithme de l'énergie vraie et le logarithme du nombre de photons Cherenkov présents dans la gerbe [62]

$$< \ln N_c >= a \ln E_t + b. \tag{4.11}$$

a et b sont deux variables qui dépendent essentiellement de l'angle zénithal du gamma incident et de la multiplicité des télescopes observant la gerbe. L'énergie reconstruite (E_{rec}) de l'évènement observé se fait alors par interpolation de tables générées à partir des simulations.

L'ajustement par une gaussienne de la distributions $\ln(E_{rec}/E_t)$ permet de déterminer la résolution en énergie ($\ln(E_{rec}/E_t) \approx \Delta E_{rec}/E_{rec}$) et le biais ($\delta = \langle \ln(E_{rec}/E_t) \rangle$) de l'analyse. Pour des angles zénithaux d'observation inférieurs à 50°, les biais de reconstruction en énergie sont faibles (<5%) et la résolution en énergie est bonne (<15%) aux hautes énergies (de 800 GeV à 50 TeV) mais se dégrade (>20%) à basse énergie ($E < 300$ GeV).

4.3.3 Model2D

La sélection des évènements selon Model2D présentée plus haut utilise une fonction de maximisation de vraisemblance, fonction de l'énergie vraie E_t du gamma simulé. Les simulations des gerbes électromagnétiques à des énergies fixes sont utilisées lors de la sélection et l'énergie de l'évènement observé est alors directement reconstruite.

L'analyse sur les simulations des gerbes électromagnétiques permet de construire les distributions $ln(E_{rec}/E_0)$. La résolution en énergie du Model2D est de l'ordre de 15% à 80 GeV et s'améliore aux alentours de 2 TeV pour descendre à 8%. Les biais de reconstruction en énergie (δ) sont inférieurs à 3% dans la gamme d'énergie s'étendant de 100 GeV à 10 TeV. Au-delà de 20 TeV, la gamme en énergie des simulations est dépassée, on procède à une extrapolation et la résolution ainsi que le biais de reconstruction en énergie se dégradent ($\Delta E_{rec}/E_{rec}$>20% et δ>10%).

4.3.4 Surfaces de collection des gamma

La surface de collection des gamma pour un imageur Cherenkov tel que H.E.S.S. est définie comme la surface moyenne sur laquelle une gerbe initiée par un gamma va déclencher le système. Lorsqu'un évènement passe les critères de sélection, on parle alors de surface effective après sélections. Dans ce second cas, la surface de collection dépend donc de l'analyse utilisée ainsi que des valeurs des coupures pour l'analyse considérée puisque la surface effective de collection correspond alors au rapport du nombre d'évènements passant les coupures sur le nombre de photons simulés multiplié par la surface géométrique (m^2) du système. Les figures 4.11 présentent les surfaces de collection des gamma dans le cas des analyses selon les critères

de Hillas, Model2D et Model3D pour deux valeurs d'angle zénithal (0 et 60°) et deux valeurs de décalages par rapport au centre de la caméra (0 et 2.5°).

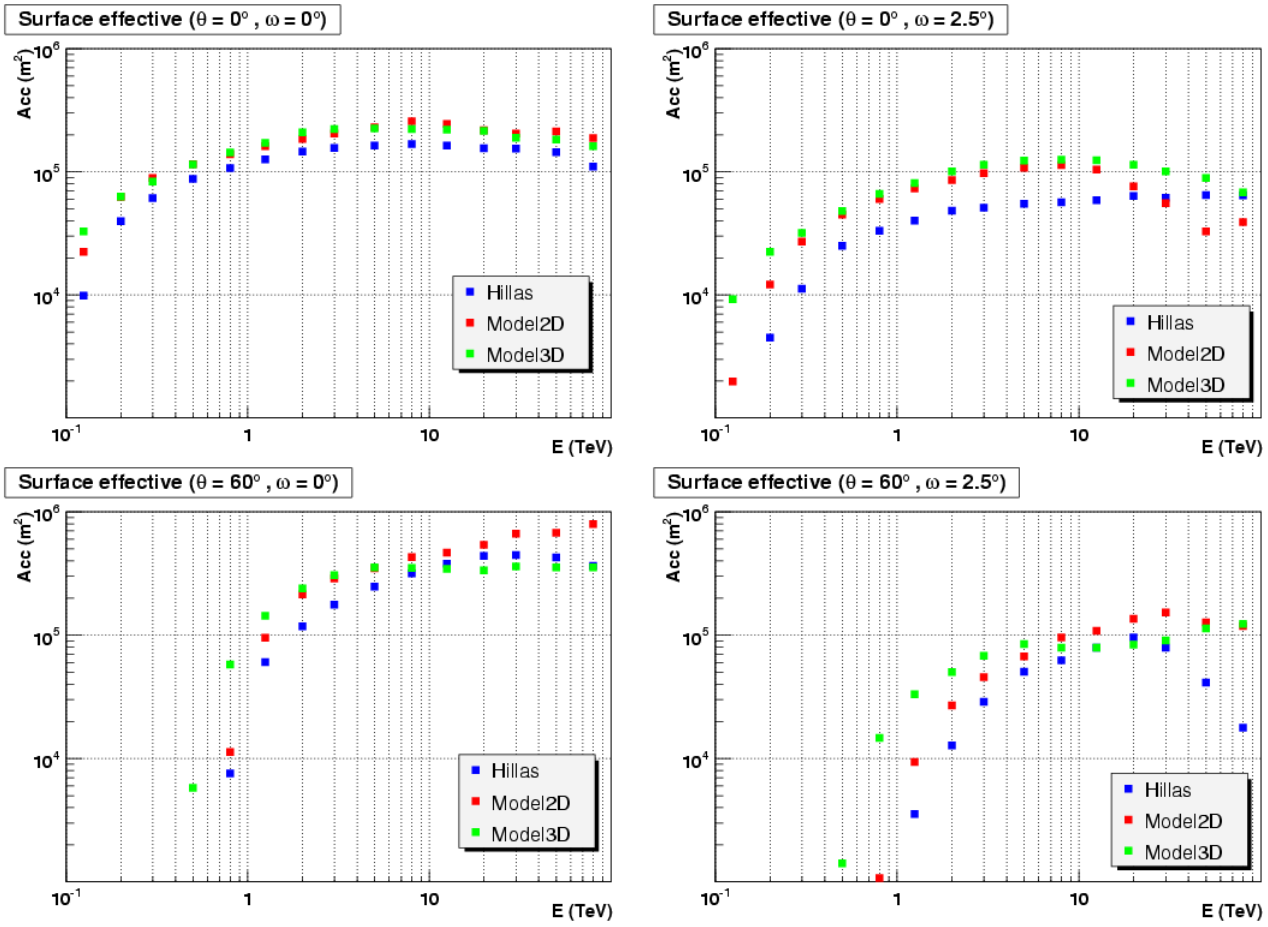


Fig. 4.11: Surfaces effectives de collection des gamma pour les analyses Hillas (courbe et points bleus), Model2D (courbe et points rouges) et Model3D (courbe et points verts). Les figures du haut correspondent à des angles zénithaux d'observations $\theta = 0°$ et celles du bas à $\theta = 60°$, les décalages par rapport au centre de la caméra valent respectivement 0° et 2.5° pour les figures de gauche et de droite.

Lorsque l'angle zénithal augmente, l'épaisseur d'atmosphère traversée par la gerbe augmente. La tache de lumière Cherenkov est plus étalée et la densité de lumière plus faible. La perte lumière induit un seuil en énergie plus élevé mais l'accroissement de la tache de lumière Cherenkov entraîne une augmentation de la surface de collection à haute énergie. Sur la figure 4.11 de gauche, on observe une augmentation du seuil en énergie des différentes analyses, de ≈120 GeV et à ≈800 GeV, pour des observations plein axe observés à 0 puis à 60° d'angle zénithal.

Lorsque les sources sont décalées par rapport au centre de la caméra, le seuil en énergie augmente car seules les tâches suffisament longues, produites par des gerbes de plus hautes énergies peuvent être observées. Et surtout de nombreux évènements gamma sont rejetés, ce

qui se traduit par une diminution notable ($\approx$ facteur 3) de la surface effective de collection, comme cela s'observe aussi sur la partie droite de la figure 4.11 : lorsqu'on passe d'un décalage nul à un décalage par rapport au centre de la caméra de 2.5° pour un angle zénithal d'observation $\theta = 0°$.

4.3.5 Résolution angulaire

L'écart type de loi de probabilité de reconstruire un évènement à une distance angulaire θ de la direction réelle du gamma incident correspond à la résolution angulaire et exprime les performances de reconstruction de la direction des évènements. La distribution sur un axe des angles reconstruits θ correspond à une distribution non centrée sur 0. On utilise les distributions en θ^2, centrés sur 0, mais qui ne suivent pas une distribution gaussienne. La résolution angulaire se définit comme le rayon contenant 68% de la surface du pic. Elle dépend de l'énergie, de l'angle zénithal ainsi que du décalage par rapport au centre de la caméra considérée. La fonction de résolution ou PSF[3] dans H.E.S.S. est établie comme la somme de deux gaussiennes de largeurs différentes

$$PSF(E, \theta, \omega) = A \left[e^{\frac{-\theta^2}{2\sigma_1^2}} + B e^{\frac{-\theta^2}{2\sigma_2^2}} \right]. \tag{4.12}$$

A, l'amplitude absolue, est proportionnelle au nombre d'évènements, tandis que B définit le facteur du poids relatif de la gaussienne la plus large. Cette gaussienne plus large peut être vue comme le "halo" de la résolution angulaire alors que la gaussienne plus piquée (σ_1) décrit la tache centrale observée.

La résolution angulaire dépend aussi de la méthode de sélection et des valeurs des coupures utilisées. Toutefois, une coupure sur la distance angulaire du centre de la gerbe avec le centre de la caméra permet d'améliorer la résolution angulaire en fonction de l'énergie, en rejetant les évènements de hautes énergies qui tombent loin des télescopes (et qui produisent donc des images parallèles dans les télescopes), pour l'ensemble des méthodes. L'effet est plus important dans le cas Hillas et Model3D (figure 4.12). La résolution du Model2D, meilleure pour les basses énergies, se dégrade nettement pour les énergies supérieures à 10 TeV, car on atteint alors les limites de la modélisation en procédant à l'extrapolation des images pour des énergies non simulées.

4.4 Définition des régions OFF et soustraction du bruit de fond résiduel

Les techniques de reconstruction et de discrimination gamma/hadron, employées et développées au sein de la collaboration H.E.S.S. se doivent d'être le plus performantes possibles au regard de l'importance du rapport du flux d'évènements hadroniques du ciel sur le flux d'évènements gamma en provenance d'une source. Pour reconstruire un spectre ou détecter une source, les coupures sur la sélection des évènements doivent être suffisamment larges pour accepter un

[3]Point Spread Function

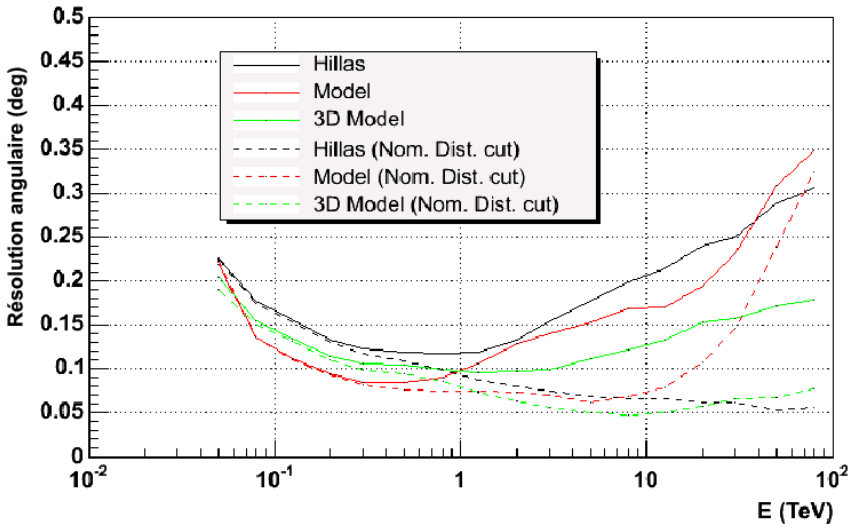


Fig. 4.12: Résolutions angulaires des différentes méthodes de reconstruction utilisées dans H.E.S.S. sans (traits pleins) et avec (pointillés) une coupure sur la distance angulaire.

nombre important de gamma. Les distributions électromagnétiques et hadroniques des variables discriminantes ne sont pas assez dissociées pour obtenir des lots purs en gamma et des évènements hadroniques imitant les paramètres électromagnétiques seront indubitablement présents dans les évènements retenus. Ils constituent un bruit de fond résiduel. Différentes méthodes sont employées pour soustraire ce bruit de fond résiduel mais toutes sur la même hypothèse : le bruit de fond résiduel est isotrope sur la voûte céleste. Pour des observations durant un temps T_{ON} d'une région On dans laquelle on s'attend à observer un signal gamma, le nombre d'évènements retenu dans une région d'intérêt, de rayon angulaire d'intégration θ, sera appelé N_{ON}. N_{ON} est donc la somme des évènements gamma en provenance de la source et des évènements de bruit de fond résiduel. En observant une autre région Off de ciel pour laquelle on suppose qu'il n'existe pas de sources émettant dans le domaine gamma, il est possible de déterminer ce bruit de fond résiduel. Si cette région Off est observée durant un temps T_{OFF} identique à T_{ON} et que les évènements retenus (N_{OFF}) se situent dans une région d'intérêt de taille identique à celle définie précédemment, le nombre de gamma issus de la région On est simplement le résultat de la soustraction $N_{ON} - N_{OFF} = N_{\gamma}$.

La figure 4.13 présente la distribution des évènements N_{ON}, ainsi que le niveaux de fond résiduel, N_{OFF}, dans le cas d'observations de la nébuleuse du Crabe. Les valeurs N_{ON} et N_{OFF} répertoriées sur cette figure correspondent à un signal intégré dans une région de 0.11 degré, figuré sur l'image par une flèche rouge. La méthode de soustraction de fond utilisé dans ce cas correspond à la méthode des régions Off multiples discutée dans la suite. La nébuleuse du Crabe est une source ponctuelle pour H.E.S.S. La largeur du pic observé est due à la

résolution angulaire. En s'éloignant de la source (θ^2 augmente), les niveaux N_{ON} et N_{OFF} deviennt similaires. Cela confirme l'isotropie du fond résiduel et justifie la soustraction du fond utilisée.

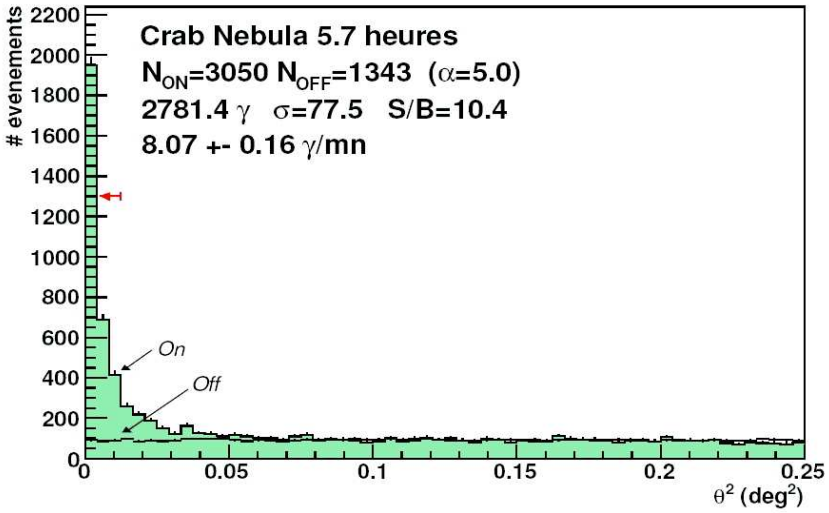


Fig. 4.13: Distribution des évènements en fonction du carré de leur distance angulaire par rapport à la position de la nébuleuse du Crabe. La distribution en barres verticales vertes correspond aux évènements observés dans la région On, les croix noires correspondent aux évènements observés en région Off. Les chiffres N_{ON} et N_{OFF} correspondent aux évènements intégrés dans une région de 0.11 degrés, délimitée sur l'histogramme par la flèche rouge. Cette figure est tirée de [87]

Nous allons maintenant décrire les différentes méthodes de soustractions du fond résiduel utilisées dans H.E.S.S.

4.4.1 Soustraction par la méthode On-Off

Dans cette méthode, le pointé des télescopes est effectué dans la direction exacte de la source (figure 4.14, *gauche*). La fonction de réponse de H.E.S.S. dépend notamment du décalage de l'observation par rapport au centre du champ de vue de la caméra. Une région Off ayant une fonction de réponse identique à celle de la région On ne peut être définie durant la période d'observation de la région On. Il est donc nécessaire d'effectuer un nouveau pointé, décalé d'environ 30 degrés en ascension droite, d'une durée d'observation similaire, généralement juste après la première observation afin que les conditions atmosphériques soient les plus semblables possible. Lors du second pointé, la région Off définie sera en tout point identique à la région On, exceptée pour les coordonnées du pointé. Cette méthode n'est employée que dans le cas d'observation de sources très étendues ($> 1.5°$) pour lesquelles les méthodes suivantes ne peuvent fonctionner, car elle nécessite deux fois plus de temps d'observation que les autres.

4.4.2 Soustraction par la méthode des régions Off multiples

La surface efficace de collection des évènements dans H.E.S.S. décroît en fonction de la position par rapport au centre de la caméra (cf figure 4.11), mais cette décroissance est relativement faible jusqu'à des décalages de 1 degré par rapport au centre de la caméra. C'est une des raisons principales qui a permis à H.E.S.S. d'adopter le mode de pointé Wobble, discuté au chapitre 2, pour lequel la source est décalée du centre du champ de vue de la caméra de 0.7 degré en moyenne. Il est alors possible de définir des régions Off, symétriques par rotation à la région source. Ces nouvelles régions auront, de fait, le même temps d'exposition que la région On, des conditions atmosphériques d'observation rigoureusement identiques ainsi que des surfaces de collection équivalentes à celle de la région On. Selon le rayon d'intégration du signal défini autour de la position de la source, il est possible de définir un nombre plus ou moins grand de régions Off, permettant ainsi de réduire les erreurs statistiques par rapport au cas précédent ou seule une région Off était définie. Pour cette méthode, le nombre d'évènements gamma en provenance de la région source est établi comme $N_\gamma = N_{ON} - N_{OFF} \times 1/\alpha$, où α correspond au rapport des temps d'observation des régions Off sur celui de la région On ($\alpha = T_{OFF}/T_{ON}$).

Lors de l'analyse, il est possible de vouloir exclure certaines régions du ciel (dans le cas où une source déjà connue se situerait dans le champ de vue ou typiquement autour de la région On afin de ne pas intégrer une potentielle émission diffuse) afin de ne pas contaminer le nombre d'évènements N_{OFF} par de vrais gamma. Dans le cas contraire, cela réduirait la significativité ainsi que le rapport signal sur bruit établi à partir de valeurs N_{ON}, N_{OFF} et α. Lorsque des régions Off chevauchent des régions exclues, elles ne seront pas utilisées lors de l'estimation du niveau moyen de bruit de fond résiduel (figure 4.14 *droite*).

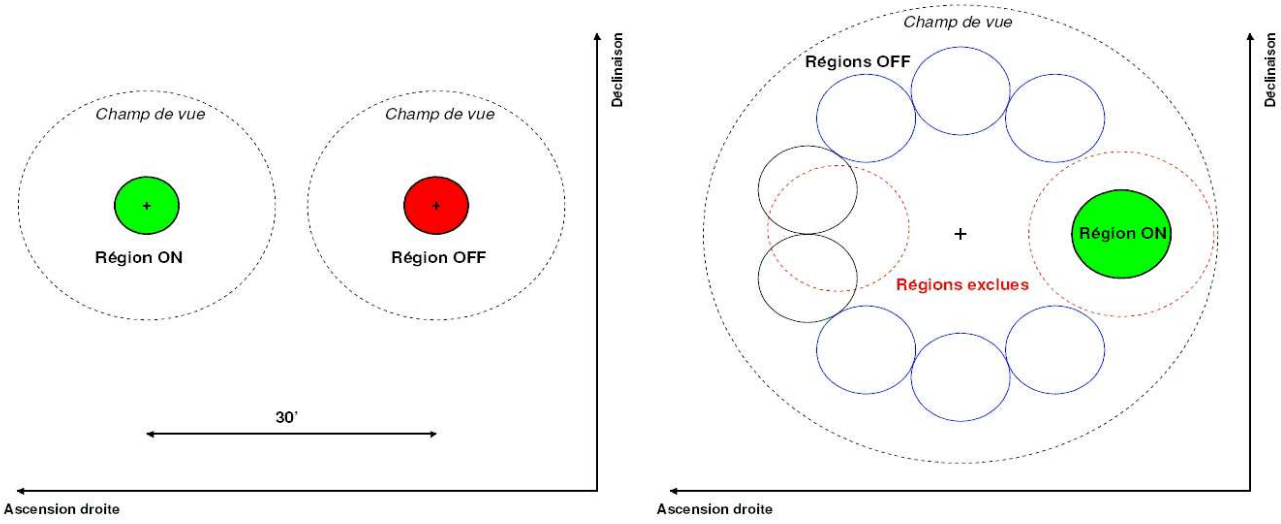


Fig. 4.14: Définition des régions Off utilisées dans les méthodes de soustraction de fond résiduel On-Off (figure de *gauche*) et régions Off multiples (figure de *droite*).

4.4.3 Soustraction par la méthode du segment d'anneau

Cette méthode, présentée sur la partie *gauche* de la figure 4.15, est très similaire à la méthode des régions Off multiples. La région Off est définie par un anneau dont le centre correspond au centre de la caméra et de largeur identique au diamètre de la région On. Il permet d'intégrer un plus grand nombre d'évènements N_{OFF} que la méthode précédente car il n'y a plus d'espaces perdus entre les régions Off. La surface effective de collection de cette région est là aussi semblable à celle de la région On et les régions Off chevauchant des régions exclues sont rejetées lors de l'analyse.

4.4.4 Soustraction par la méthode de l'anneau complet

La soustraction du fond par la méthode de l'anneau complet est utilisée uniquement pour la génération des cartes d'excès de ciel et non pour la détermination du niveau de fond de la région source. En effet, comme le montre la partie *droite* de la figure 4.15, l'anneau défini ici se situe autour de la région source et ne possède donc pas une surface effective équivalente à cette dernière. Pour obtenir les cartes d'excès, une estimation de la surface de collection en fonction de la position dans le champ de vue est nécessaire.

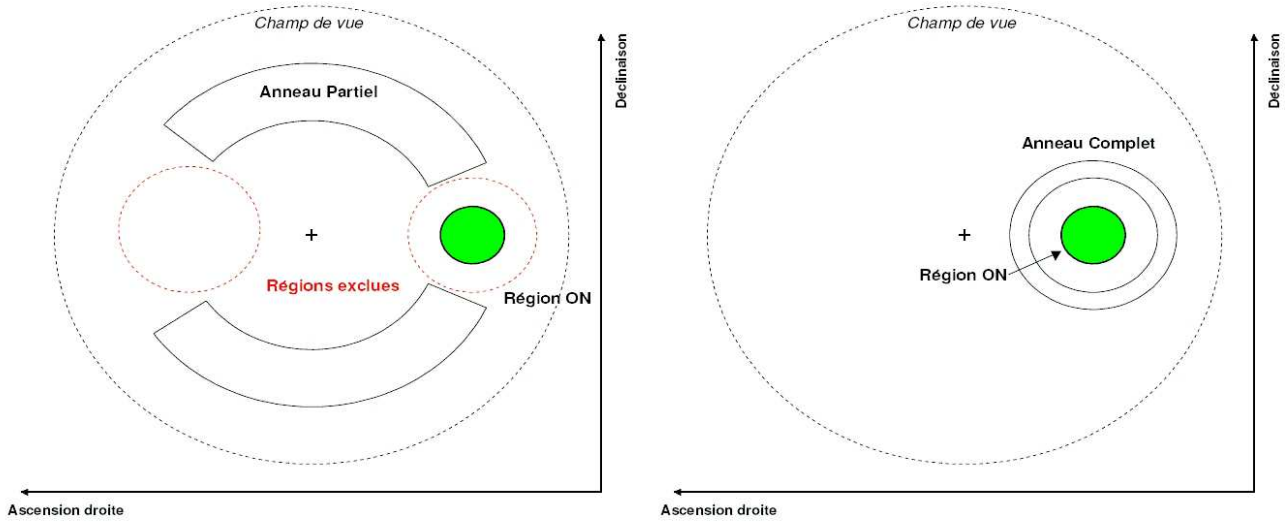


Fig. 4.15: Définition des régions Off utilisées dans la méthode de soustraction de fond résiduel du segment d'anneau (figure de *gauche*) et pour le calcul des cartes d'excès de ciel dans la méthode de l'anneau complet (figure de *droite*).

4.4.5 Soustraction par la méthode *Template*

Cette dernière méthode se base sur la variable discriminante pour établir deux populations d'évènements : les évènements gamma et les évènements hadroniques. Les distributions de ces

deux populations dans le champ de vue sont alors utilisées pour estimer le fond. Les acceptances relatives des candidats gamma et des candidats hadrons permettent de mesurer leurs nombres pour chacune des positions tests du champ de vue.

4.5 Sélection par combinaison de variables discriminantes

Dans cette partie, nous allons discuter commet utiliser le maximum d'informations venant de la reconstruction des gerbes en combinant, lorsque cela est possible, les variables discriminantes à notre disposition, dans l'optique de rechercher des sources de faibles intensités. Cette méthode sera appliquée dans le prochain chapitre pour la recherche de sources de matière noire. Il est nécessaire de chercher à optimiser l'efficacité de sélection des gamma tout en rejetant au maximum les hadrons pour accroître les performances de l'analyse. Le facteur de qualité, que nous définirons par la suite, est un important paramètre utilisé pour cette analyse.

Les différentes variables discriminantes des trois méthodes de reconstruction discutées jusqu'à présent ("MeanScaledWidth", "MeanScaledLendth", "MeanScaledGoodness" et "Rescaled3D") ont des sensibilités et des efficacités aux gamma assez similaires comme le montre la figure 4.16. L'efficacité aux gamma est définie comme le rapport du nombre de gamma passant la coupure de la variable discriminante sur le nombre total de gamma présents dans le lot étudié

$$\epsilon_\gamma = \frac{N_\gamma(X < X_{cut})}{N_{\gamma_{tot}}}. \tag{4.13}$$

X représente la variable discriminante et X_{cut} la valeur arbitraire de discrimination gamma/hadrons.

On peut alors se demander s'il ne serait pas possible de chercher à tirer partie de la capacité à conserver un grand nombre de gamma par les trois reconstructions pour obtenir le meilleur facteur de rejet du fond hadronique en combinant les différentes variables.

4.5.1 Corrélations des variables discriminantes

Une étude de la corrélation des variables différentes variables a été menée. Différents lots de simulations (à des angles zénithaux et des décalages par rapport au centre des caméras) ont été traités cumulativement ou individuellement. Comme on l'observe sur la partie gauche de la figure 4.17, les corrélations entre les différentes variables sont quasiment absentes dans le cas des évènements électromagnétiques.

Dans le cas des évènements hadroniques, différentes acquisitions hors plan galactique, dédiées à l'observation de noyaux actifs de galaxies, ont été utilisées. Les évènements reconstruits, situés à l'intérieur d'un cercle de 0.141 degrés centré sur la position des noyaux actifs de galaxies, ont été écartés. Seuls ceux des régions OFF miroirs ont été utilisés pour l'analyse. Contrairement aux photons, les évènements hadroniques présentent d'importantes corrélations pour les différentes variables utilisées. Ces résultats sont visibles sur la partie droite de la figure 4.17. Les différentes valeurs de corrélations obtenues entre les trois variables discutées, dans le cas des gerbes électromagnétiques et des gerbes hadroniques, ont été reportées dans le tableau 4.1. La sensibilité à des aspects différents de la gerbe des trois méthodes discutées permet d'ex-

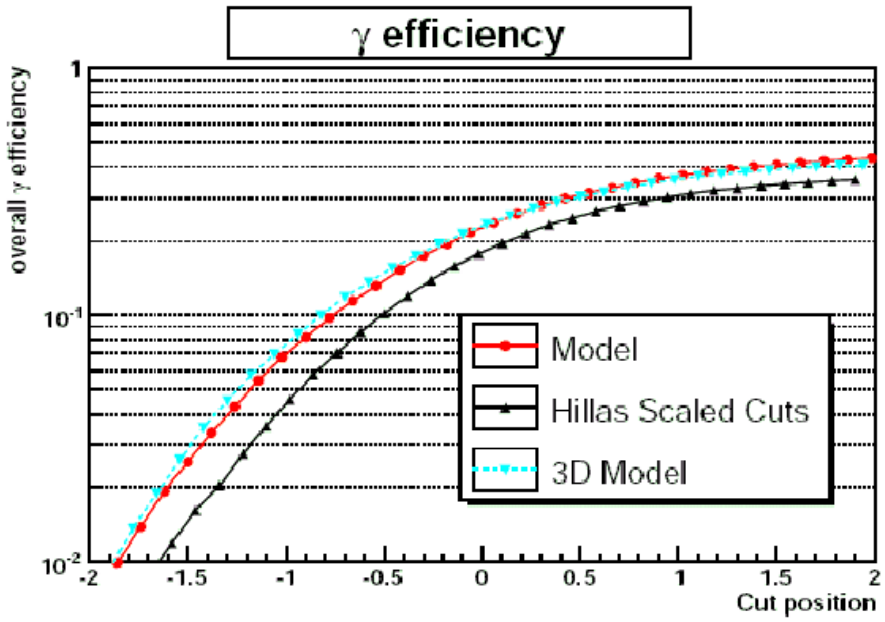


Fig. 4.16: Efficacités aux gamma des différentes méthodes de reconstruction utilisées dans H.E.S.S.

Corrélation des coefficients	γ (simulations) [%]	OFF (données) [%]
MeanScaledGoodness/MeanScaledLength	15	53
MeanScaledGoodness/MeanScaledWidth	5	61
MeanScaledGoodness/RescaledWidth3D	4	49

Tab. 4.1: Corrélations des variables discriminantes des trois méthodes de reconstructions utilisées dans H.E.S.S. : MeanScaledLength, MeanScaledWidth, RescaledWidth3D versus MeanScaledGoodness.

pliquer en partie l'absence de corrélation pour les gerbes électromagnétiques. Au travers de la génération de tables de moments réduits, l'analyse Hillas prend en compte les fluctuations de développement des gerbes mais pas le détail de la distribution de lumière dans l'image de la gerbe ni la corrélation entre les différentes images. C'est exactement le contraire de l'analyse Model2D. Le Model3D est le plus complet, puisque chacun de ces aspects est inclus dans ce modèle en incluant les fluctuations de la gerbe.

Les corrélations observées pour les différentes variables dans le cas des évènements hadroniques ne constituent pas un obstacle à la combinaison des variables discriminantes. En effet, l'application de coupures de réjection sur l'une des variables n'entraînera pas de perte significative d'évènements électromagnétiques par rapport à une des autres variables puisqu'elles ne sont que très peu corrélées pour les photons et les corrélations hadroniques n'étant pas totales, il sera possible d'en éliminer plus que par l'application d'un unique critère.

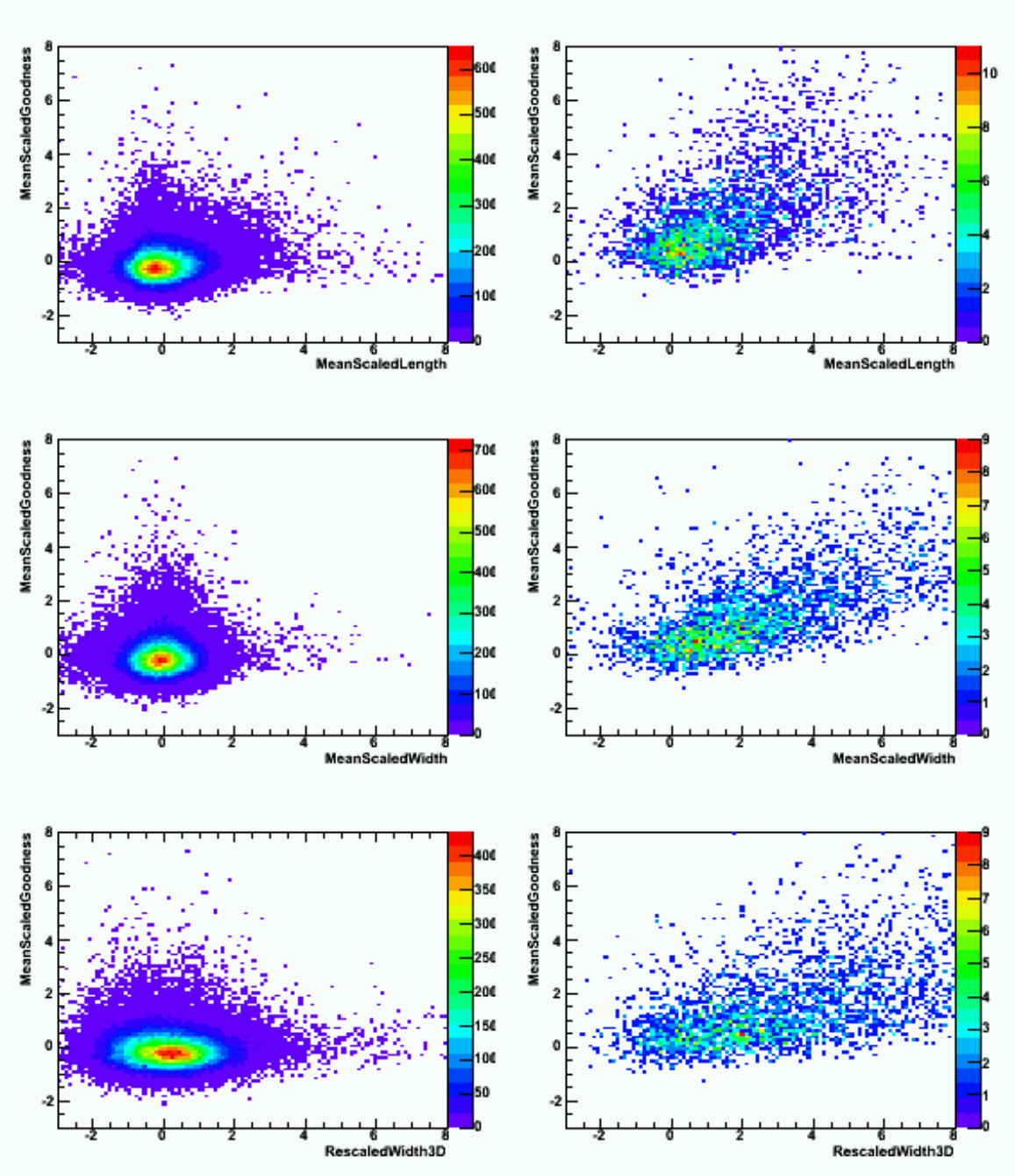


Fig. 4.17: Exemple de corrélations entre les variables discriminantes de différentes méthodes de reconstruction des évènements : MSW, MSL et R3D versus MSG pour les gamma obtenus sur simulation (panneau gauche) et les évènements OFF obtenus sur un lot de données de la nébuleuse du Crabe (panneau droit).

4.5.2 CombinedCut2

Les variables discriminantes discutées dans les parties 4.2.1, 4.2.2 et 4.2.3 n'étant quasiment par corrélées pour les gerbes électromagnétiques, on peut les associer afin de construire une

nouvelle variable de séparation gamma/hadrons plus performante que les précédentes. M. de Naurois [84] a été le premier à proposer une variable composée. Elle est désignée par *"CombinedCut2"* (*CC2*), et est simplement définie de la façon suivante

$$CC2 = \frac{MSG + MSS}{\sqrt{2}}. \tag{4.14}$$

La réjection du bruit de fond hadronique est par construction meilleure que celles du Model2D et de Hillas prises individuellement. Les performances de cette variable ainsi que celles des autres variables discriminantes seront discutées dans la partie 4.6.

4.5.3 Xeff

La partie précédente présente une combinaison linéaire de différentes variables discriminantes ($CC2$). Il existe plusieurs façon de combiner des variables discriminantes. La méthode que nous avons développée et qui fait l'objet de cette section sera dénomée X_{eff} . La variable X_{eff} est basée sur la combinaison des fonctions de densité de probabilités (pdf $\equiv$ Probability Density Function) des variables gamma obtenues à partir des simulations. Les fonctions de densité de probabilité des variables hadroniques sont obtenues directement sur les régions OFF source que l'on cherche à analyser, car il n'existe pas de simulations Monte-Carlo aussi performantes pour les hadrons que pour les gamma permettant de reproduire les observations. De plus, cette façon de procéder nous assure que la description du bruit de fond étudié correspond bien à celui observé. Les différentes dépendances en angle zénithal, décalage par rapport au centre de la caméra sont prises en compte par construction de la variable discriminante. A partir de zones miroirs de régions du ciel où la source est attendue, on détermine les fonctions de densités de probabilités du bruit de fond des variables MSG, MSW et MSL : $PDF_{MSG_{OFF}}$, $PDF_{MSW_{OFF}}$ et $PDF_{MSL_{OFF}}$. Les $PDF_{MSG_{Gamma}}$, $PDF_{MSW_{Gamma}}$ et $PDF_{MSL_{Gamma}}$ sont générées à partir de lots de simulations Monte-Carlo pour les gamma pour différents angles zénithaux et différents décalages par rapport au centre de la caméra correspondant à nos observations. Cette façon d'obtenir les fonctions de densité de probabilté des gamma est essentielle car dans le cas de sources faibles ou de sources supposées, il n'est pas possible d'obtenir ces distributions à partir des données. Pour les sources fortes, les pdfs peuvent être extraites directement du signal. Des tests ont été effectués sur la nébuleuse du Crabe, confirmant le très bon accord entre les pdfs établies sur les données et celles établies sur les simulations Monte-Carlo.

La variable X_{eff} que nous utiliserons se définit de la façon suivante

$$X_{eff} = \frac{\eta \times OFF}{\eta \times OFF + (1-\eta) \times Gamma} \tag{4.15}$$

où OFF et $Gamma$ représentent les produits des fonctions de probabilités de densités des variables utilisées respectivement pour le bruit de fond et pour les candidats gamma :

$$OFF = PDF_{MSG_{OFF}} \times PDF_{MSW_{OFF}} \times PDF_{MSL_{OFF}}$$

et

$$Gamma = PDF_{MSG_{Gamma}} \times PDF_{MSW_{Gamma}} \times PDF_{MSL_{Gamma}}$$

. η est un facteur de mélange correspondant au poids du bruit de fond observé dans le signal. De façon génrérale, la formule multiplicative simple utilisée devrait être remplacée par une PDF multi-dimensionnelle, surtout dans le cas du OFF où les corrélations entre les paramètres discriminants sont les plus importants. Notre formulation limite les performances pouvant être atteintes par X_{eff}.

Le facteur η implique de connaître par avance la "brillance" de la source, ce qui n'est pas le cas dans le cadre de recherche de nouvelles sources. Nous avons établi que la valeur du facteur η n'a qu'un faible impact car une variation de la valeur de η peut être compensée par une variation de la valeur de coupure $X_{eff_{cut}}$ correspondant à la séparation gamma/hadrons. Cet effet est visible sur la figure 4.18 présentant les valeurs du facteur de qualité en fonction de la valeur de la coupure appliquée sur X_{eff} et la valeur du paramètre η choisie.

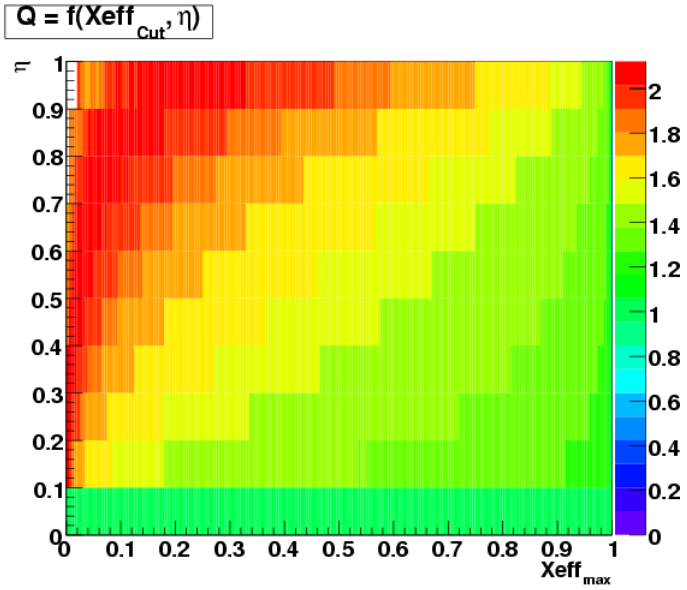


Fig. 4.18: Facteur de qualité de la variable X_{eff} dans le plan X_{eff}, η défini à partir des pdfs OFF obtenues sur un lot de données de la nébuleuse du Crabe et les pdfs gamma obtenues sur les Monte-Carlo.

Avec cette méthode, on attribue un poids gamma/hadron à chacun des évènements, de façon individuelle, venant de la région source du lot de données analysé. Ce poids varie entre 0 (γ) et 1 (hadron). La figure 4.19 présente la distribution des évènements ON, OFF et ON-OFF d'un lot de 7.9 heures d'observations de la nébuleuse du Crabe. La valeur de coupure de X_{eff} pour la réjection des évènements est obtenue à partir du facteur de qualité défini comme le rapport de l'efficacité aux gamma sur la racine carré de l'efficacité au bruit de fond

$$Q = \frac{\epsilon_\gamma}{\sqrt{\epsilon_{bckg}}}$$

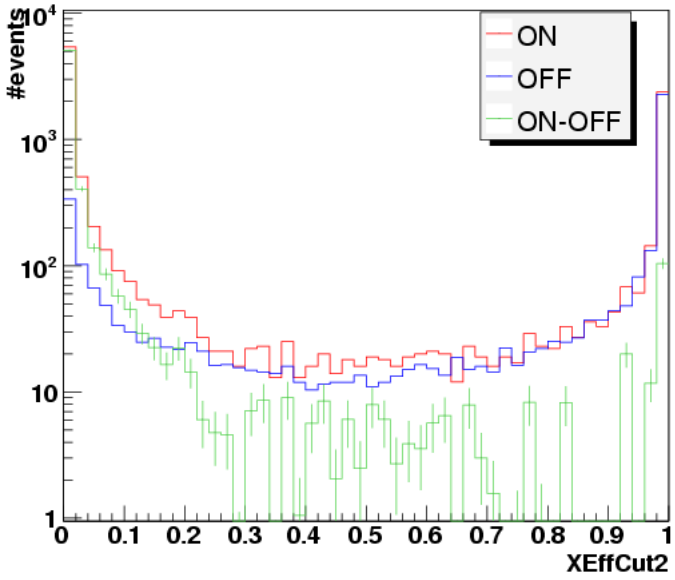


FIG. 4.19: Histogrammes de distributions du nombre d'évènements ON, OFF et ON-OFF selon X_{eff} d'un lot de données de la nébuleuse du Crabe.

$$= \frac{\frac{N_\gamma(X<X_{cut})}{N_{\gamma_{tot}}}}{\sqrt{\frac{N_{bckg}(X<X_{cut})}{N_{bckg_{tot}}}}}.$$

$N_{bckg}(X < X_{cut})$ et $N_{bckg_{tot}}$ correspondent respectivement au nombre d'évènements du bruit de fond passant la coupure sur la variable discriminante et au nombre total d'évènements du bruit de fond présents dans le lot analysé.

La valeur de coupure de X_{eff} peut être définie de façon à maximiser Q. La valeur choisie par la suite est $X_{eff_{cut}} = 0.1$ pour η fixé à 0.5, ce qui correspond à une optimisation possible de X_{eff} (figure 4.18). A la valeur de coupure $X_{eff_{cut}}$, le rapport signal sur bruit (S/B) est défini comme

$$S/B(X_{eff_{cut}}) = \frac{\int_0^{X_{eff_{cut}}} [N_{ON}(X_{eff}) - N_{OFF}(X_{eff})]}{\sqrt{\int_0^{X_{eff_{cut}}} [N_{ON}(X_{eff}) + N_{OFF}(X_{eff})]}} \quad (4.16)$$

Pour $X_{eff_{cut}} = 0.1$, le rapport signal sur bruit obtenu ($S/B(X_{eff_{cut}})$) se situe à environ 85% de la valeur maximum, tout en conservant le nombre des gamma élevés, comme cela se voit sur la figure 4.19.

$Xeff_{3D}$

La définition de la combinaison de variable X_{eff} que nous avons donnée à l'équation 4.15 est générale. Dans la partie qui précède, nous nous sommes contentés de définir X_{eff} à partir des

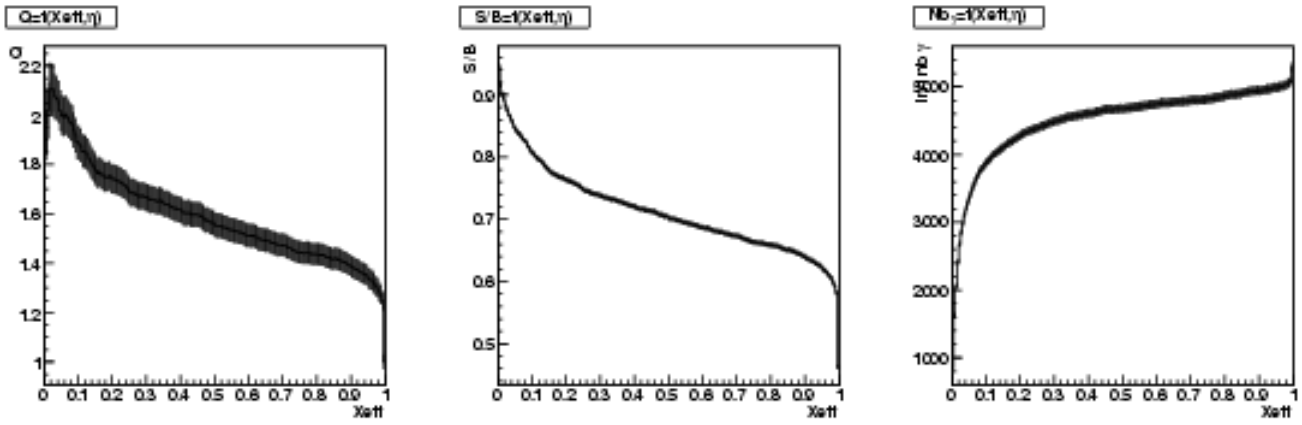


Fig. 4.20: Facteur de qualité, rapport signal sur bruit et intégrale du nombre de gamma selon X_{eff} pour un lot de données de la nébuleuse du Crabe (η=0.5).

variables discriminantes provenant du Model2D et de Hillas. On peut en fait, dans la mesure où les variables de discriminations pour les gamma ne sont que faiblement corrélées et que les formes des fonctions de probabilités de densités des gamma et du bruit de fond diffèrent, utiliser toutes les variables discriminantes à notre disposition et rajouter la variable discriminante du Model3D, R3D.

Cette combinaison de variables a été testée sur la nébuleuse du Crabe et nous discutons ses performances dans la partie suivante. Il faut néanmoins retenir que l'ajout de nouvelles variables discriminantes diminue l'espace des paramètres, ce qui peut se traduire par une perte significative du nombre d'évènements acceptés.

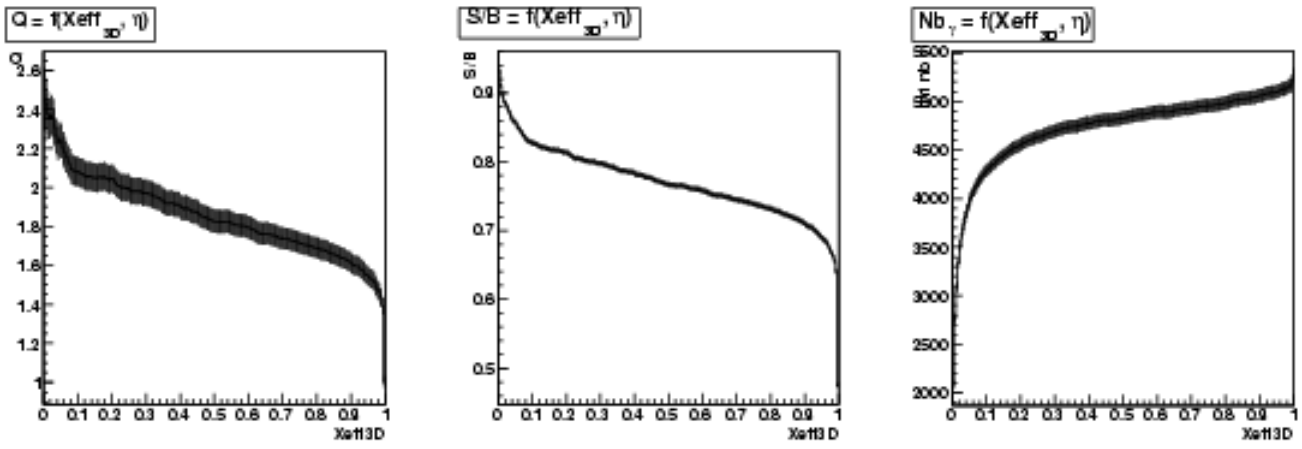


Fig. 4.21: Facteur de qualité, rapport signal sur bruit et intégrale du nombre de gamma selon $Xeff_{3D}$ pour un lot de données de la nébuleuse du Crabe (η=0.5).

La figure 4.21, présente pour une valeur du paramètre η fixée à 0.5, les distributions du facteur de qualité, du rapport S/B et le nombre de gamma en fonction de la valeur de coupure

du paramètre Xeff_{3D}. La meilleure réjection du bruit de fond par rapport à la variable X_{eff}, qui ne comprend pas le paramètre R3D, est visible, surtout pour les petites valeurs de coupures de Xeff_{3D}.

4.6 Performances des différentes méthodes d'analyses

Afin de comparer les performances des différentes méthodes d'analyses et de reconstruction des évènements, nous les avons appliquées sur un lot de données de la nébuleuse du Crabe.

La nébuleuse du Crabe est une chandelle "standard" de l'astronomie gamma. Pour le lot de données considérées, correspondant uniquement à 7.9 heures de temps d'observation après application des critères de sélection sur la qualités des données et une coupure angulaire de 0.01°^2}, la significativité minimale du signal pour les différentes analyses est toujours supérieure à 76 σ. La visibilité de cette source est donc assurée. Cette approche permet de déterminer la méthode gardant le plus grand nombre de gamma ou celle possédant la meilleure réjection du bruit de fond hadronique. Il est même possible de quantifier la valeur de la coupure à appliquer pour avoir un signal d'une grande pureté en gamma sans perdre trop d'évènements, à l'aide du rapport signal sur bruit (S/B) reporté lui aussi dans le tableau 4.2. Ce tableau, ainsi que les figures 4.22, nous indiquent que la réjection du bruit de fond de l'analyse par la variable combinée X_{eff} est la plus performante puisque la significativité du signal est alors la plus grande, tout en conservant un grand nombre de gamma. L'utilisation de l'estimateur du modèle Model3D permet d'augmenter le rapport signal sur bruit de manière notable, en diminuant cependant de façon significative le nombre d'évènements gamma sélectionnés. Cela est dû à la demande d'au moins trois télescopes dans la reconstruction.

En définissant une coupure très stricte sur la valeur de X_{eff} ($X_{\text{eff}_{\text{cut}}} = 0.01$), on obtient un lot d'évènements très pur, puisque pour un nombre d'évènements $N_{gamma} = ON - OFF/\alpha$ à peu près équivalent, le rapport S/B de l'analyse X_{eff} stricte est plus de quatre fois supérieur à l'analyse Hillas conventionnelle. En ne conservant que les évènements vus par les quatre télescopes en coïncidence, ce rapport augmente même jusqu'à la valeur supérieure à 32 mais la perte du nombre de gamma est trop importante pour être appliquée à d'autres sources que des sources de fortes intensités.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différentes méthodes de sélection des évènements basées sur les trois reconstructions couramment utilisées par H.E.S.S. Nous avons présenté leurs performances individuelles et discuté la possibilité d'utiliser le maximum d'information apporté par la reconstruction des gerbes afin d'améliorer la discrimination γ-hadron. Nous sommes alors arrivés à la description d'un nouveau type de variable discriminante composée, X_{eff} (ainsi que son extension Xeff_{3D}). Le facteur de rejet du bruit de fond hadronique s'améliore par rapport aux méthodes dites "standard", du fait de travailler dans l'espace multi-dimension de cette variable, ce qui permet de mieux optimiser l'efficacité de sélection. En effet, cette approche permet de relaxer les coupures usuellement très strictes sur les variables individuelles.

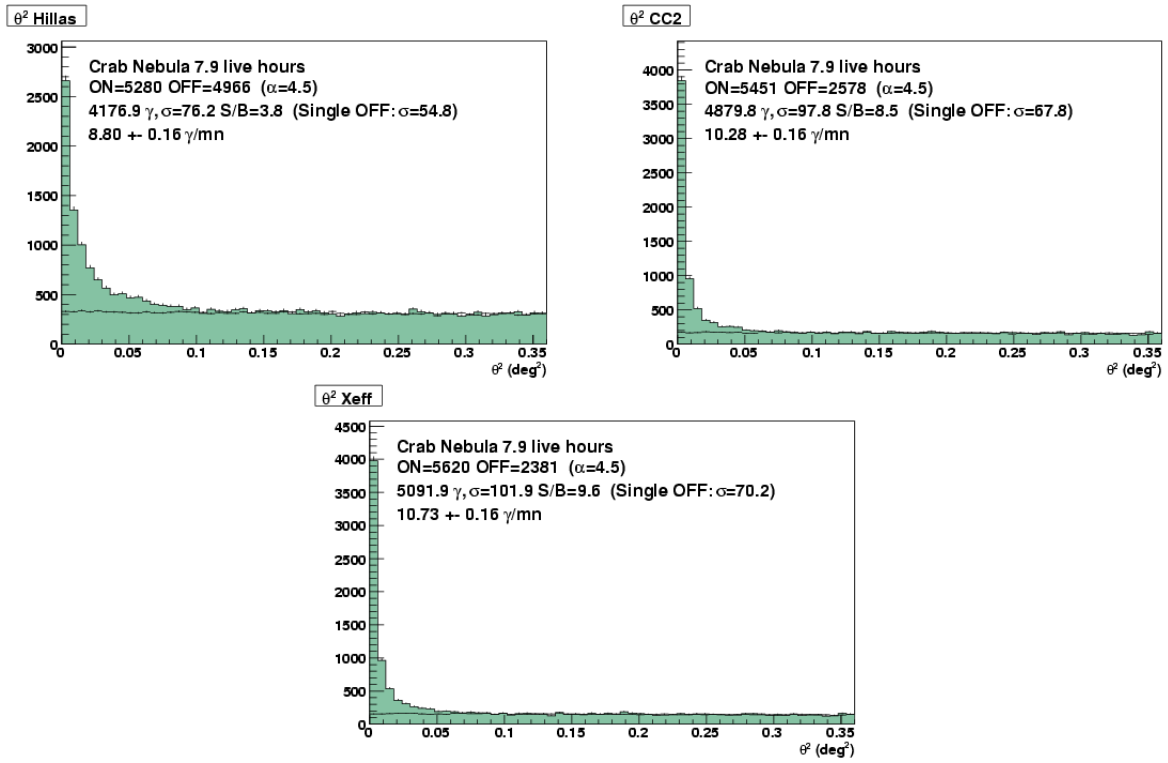


Fig. 4.22: Distribution radiale des évènements ON (barres vertes) et OFF (croix noires) d'un lot de données de la nébuleuse du Crabe dans le cas de l'analyse par les moments réduits de Hillas (en haut à gauche), pour l'analyse selon CC2 (en haut à droite) et pour l'analyse selon X_{eff} (en bas).

Analyse	N_{ON}	N_{OFF}/α	N_γ	σ	S/B
Hillas	5280	4966/4.5	4176.9	76.2	3.8
Model2D	6511	6099/5.6	5423.9	95.5	5.0
Model3D	3994	3604/5.6	3351.6	75.9	5.2
CC2	5451	2578/4.5	4879.8	97.8	8.5
X_{eff}	5620	2381/4.5	5091.9	101.9	9.6
$X_{eff_{3D}}$	4382	1190/4.5	4118.0	98.2	15.6

Tab. 4.2: Performances des différentes analyses utilisées dans H.E.S.S. appliquées au même lot de données de la nébuleuse du Crabe. (N_{ON}, N_{OFF} et N_γ représentent respectivement le nombre d'évènements observés dans la région ON, observés dans les régions OFF et le nombre de gamma déduit. σ est la significativité du signal et S/B définit le rapport signal sur bruit observé.)

De plus, la construction des fonctions de densités de probabilité pour les gamma qui se base sur les distributions obtenues à partir des simulations Monte-Carlo et sur les données pour celles

hadroniques, nous permet de rechercher un signal dans un lot de données en étant assurés de tenir compte des fluctuations du OFF et cela même si le signal attendu est faible.

La combinaison de variables discriminantes est par ailleurs flexible : nous utiliserons le nombre des variables suivant les performances de chaque reconstruction. Nous utiliserons par exemple Xeff_{3D} seulement dans le cas où les évènements sont vus par trois ou quatre télescopes.

La variable X_{eff} est donc adaptée à la recherche d'un signal gamma en provenance d'une source exotique telle que la matière noire. Etant calculée évènement par évènement, X_{eff} permettra dans le futur son utilisation dans le cadre des méthodes avec pondération.

Chapitre 5

Observations de la galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire par H.E.S.S.

Sommaire

4.1 Introduction 82
4.1.1 Images de gerbes dans un télescope Cherenkov 82
4.2 Reconstruction des paramètres des gerbes 84
4.2.1 Sélection selon la méthode des moments réduits de Hillas 84
4.2.2 Sélection selon le Model3D 87
4.2.3 Sélection selon le Model2D 89
4.3 Reconstruction en énergie, acceptance et résolution 91
4.3.1 Hillas 92
4.3.2 Model3D 93
4.3.3 Model2D 93
4.3.4 Surfaces de collection des gamma 93
4.3.5 Résolution angulaire 95
4.4 Définition des régions OFF et soustraction du bruit de fond résiduel 95
4.4.1 Soustraction par la méthode On-Off 97
4.4.2 Soustraction par la méthode des régions Off multiples 98
4.4.3 Soustraction par la méthode du segment d'anneau 99
4.4.4 Soustraction par la méthode de l'anneau complet 99
4.4.5 Soustraction par la méthode *Template* 99
4.5 Sélection par combinaison de variables discriminantes 100
4.5.1 Corrélations des variables discriminantes 100
4.5.2 CombinedCut2 102
4.5.3 Xeff 103
4.6 Performances des différentes méthodes d'analyses 107

La distance un paramètre déterminant dans le choix des sources à observer pour les expériences de détection indirecte via les rayons gamma. En effet, le flux de gamma issu de l'annihilation de matière noire pour un objet situé à une distance d décroît en d^2. De plus, même si Sagittarius dSph se situe au-delà du centre de la galaxie, la contamination en rayons gamma qui pourrait être due à l'émission diffuse du plan galactique mise en évidence par H.E.S.S. [88] est réduite car Sagittarius dSph se situe hors du plan, comme on peut le voir sur les figures 5.1 et 5.2.

5.1 La galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire

5.1.1 Caractéristiques générales

La galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire (Sagittarius dSph) a été découverte, en 1994 [89] [90]. Cet objet est une galaxie satellite de la Voie Lactée. C'est un objet étendu, puisque les dimensions de la galaxie sont de l'ordre de $3° \times 8°$. Sagittarius dSph se situe à une distance $d_{SagittariusdSph} = 26.30 \pm 1.8$ kpc [91]. En effet, en coordonnées galactique, la position du centre de la galaxie, donnée par les expériences optiques, est : $5.61°, -14.09°$. Cette position correspond au noyau de la galaxie et en même temps à l'amas globulaire M54 comme nous le verrons plus en détail par la suite.

L'étude de l'orbite de Sagittarius dSph permet aussi d'émettre des contraintes sur le contenu en matière noire (DM[1]) de la galaxie. En effet, Sagittarius dSph a traversé le plan de la Voie Lactée une dizaine de fois [92]. On peut alors retenir deux points important de cette information. Dans un premier temps, cela permet d'expliquer pourquoi la distribution d'étoiles de Sagittarius dSph apparaît visuellement déformée. Le second point, qui est pour nous le plus important, est que le passage aussi répété au travers du plan galactique sans un contenu en matière noire important aurait dû aboutir à une complète dislocation de Sagittarius dSph, ce qui n'est pas le cas. Le fait qu'elle a tout de même conservé une apparente cohésion et un noyau dense peuvent être vus comme le signe d'une forte présence de matière noire au coeur de la galaxie.

Enfin, un dernier point non négligeable qui fait de Sagittarius dSph une cible privilégiée pour la recherche de matière noire avec H.E.S.S. sont les bonnes conditions d'observation. En effet, étant situé dans l'hémisphère Sud, l'observatoire H.E.S.S. peut observer Sagittarius dSph pendant une grande partie de l'année, avec un angle par rapport au zénith relativement faible, comme on peut le voir sur la figure 5.3. Or nous avons vu au chapitre 3 que le seuil en énergie augmente en fonction de l'angle zénithal d'observation. De plus, la masse des particules de matière noire ne pouvant être supérieure à quelques TeV comme nous l'avons vu au chapitre 1, le seuil en énergie doit donc être relativement faible pour que la recherche de matière noire avec une expérience de détection indirecte de la matière noire se fasse dans des conditions optimales.

[1] Dark Matter en anglais

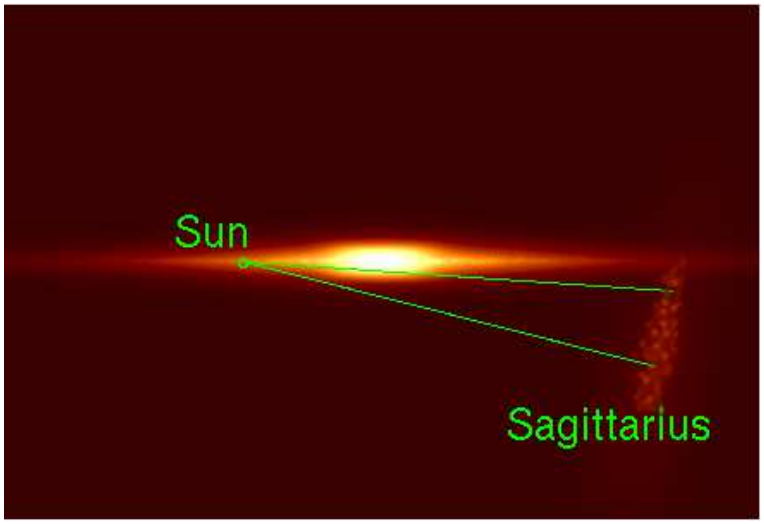


Fig. 5.1: Vue d'artiste de la Voie Lactée en coupe et de la position de la galaxie naine du Sagittaire.

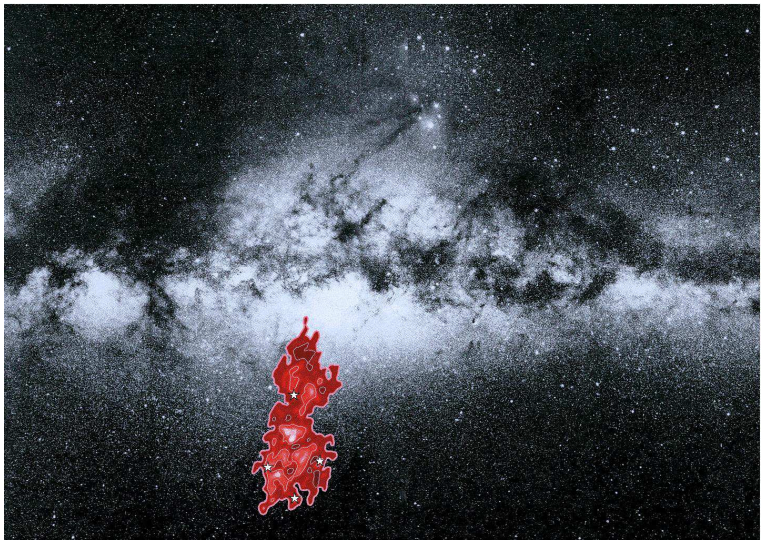


Fig. 5.2: Position de la galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire (en rouge) par rapport au centre de notre galaxie.

5.1.2 Modélisation du halo de la matière noire

La formule établissant le flux de gamma issus de l'annihilation de particules de matière noire au-delà d'une certaine énergie seuil E_{th} peut être établie sous la forme

$$\Phi(E > E_{th}, \Delta\Omega) = \int_{E_th}^{m_{DM}} \frac{d\Phi(\Delta\Omega, E_\gamma)}{dE_\gamma} = \frac{1}{4\pi} \int_{E_th}^{m_{DM}} \underbrace{\frac{1}{2} \frac{<\sigma v>}{m_{DM}^2} \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma}}_{\textbf{Physique des particules}} \times \underbrace{\bar{J}(\Delta\Omega)\Delta\Omega}_{\textbf{Astrophysique}} . \quad (5.1)$$

Dans cette partie, nous allons discuter plus en détail du terme astrophysique contenu dans cette équation dans le cas des observations de Sagittarius dSph avec H.E.S.S. qui peut être développé

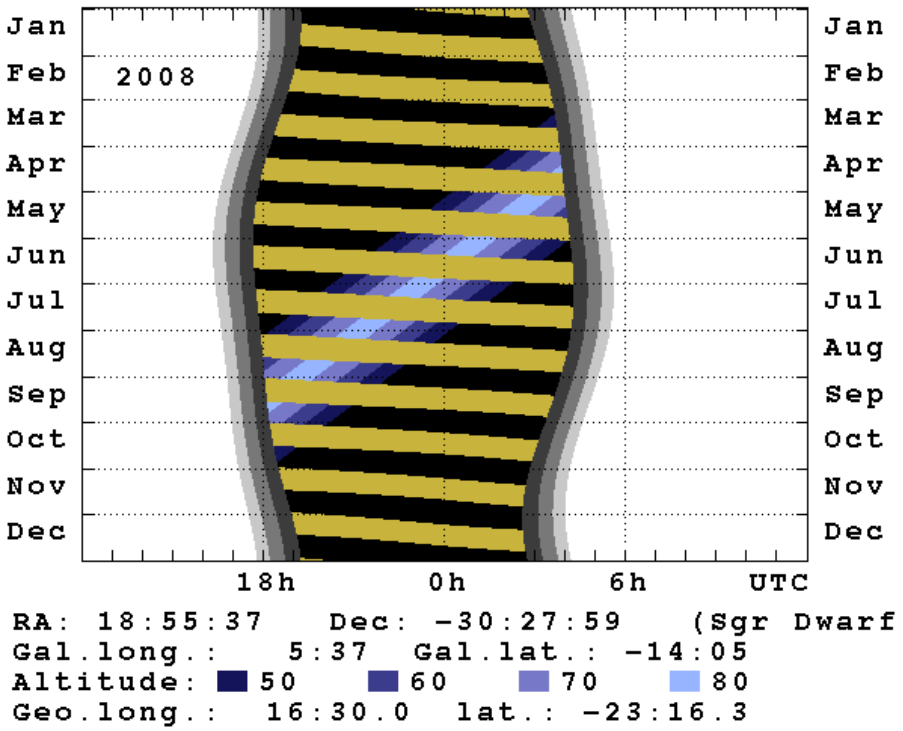


Fig. 5.3: Visibilité annuelle de la galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire avec H.E.S.S. pour l'année 2008. Le dégradé de nuances de bleu correspond à des observations à des angles zénithaux d'observations supérieurs à 50, 60, 70 et 80° (du plus foncé au plus clair).

selon

$$\begin{aligned} \bar{J}(\Delta\Omega) &\doteq \frac{1}{\Delta\Omega}\int_{los} ds\ \rho^2(s) \\ &= \frac{2\pi}{\Delta\Omega}\int_0^{\theta_{max}} d\theta \sin\theta \int_{s_{min}}^{s_{max}} \rho^2\left(\sqrt{s^2+s_0^2-2ss_0\cos\theta}\right). \end{aligned} \tag{5.2}$$

$\bar{J}$ indique ici la moyenne sur l'angle solide d'observation $\Delta\Omega$ de la distribution de matière noire. Les variables s_{min} et s_{max} sont respectivement les limites inférieure et supérieure de l'intégrale sur la ligne de visée. Ces limites sont données par $s_0\cos\theta \pm \sqrt{r_t^2 - s_0^2\sin^2\theta}$, où s_0 correspond à la distance héliocentrique de l'objet observé, r_t est le rayon de marée de Sagittarius dSph (*tidal radius*). L'angle maximal autour du centre de la galaxie sur lequel est faite la moyenne, θ_{max}, peut être donné par la résolution de H.E.S.S. pour une source ponctuelle ou par la valeur de la coupure de l'angle correspondant à la région où l'on cherche le signal. Enfin, $\rho(s)$ donne, en fonction de la distance au centre, la distribution de matière noire dans le halo de Sagittarius dSph. Comme nous allons le voir par la suite, plusieurs formes différentes sont susceptibles de décrire cette distribution de matière noire.

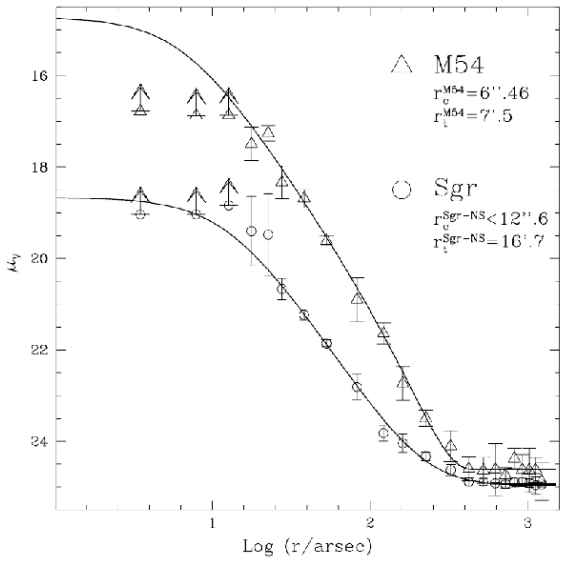


Fig. 5.4: Profiles lumineux radiaux de Sagittarius dSph (cercles) et M54 (triangles). Les courbes continues sont les ajustements des modèles de King avec les paramètres affichés [93].

L'expérience 2MASS[2] [93] a montré que Sagittarius dSph est une galaxie naine avec noyau. Une question qui semble avoir été résolue par leur travail était de savoir si ce noyau, correspondant à une sur-densité d'étoiles au centre de la galaxie, était dû au potentiel gravitationnel de matière noire ou à la présence de l'amas globulaire M54. L'argumentation de [93] semble montrer que cette sur-densité serait observée même sans la présence de M54. Pour cela, les auteurs se sont basés sur une étude de la population d'étoiles formée par le complexe de la galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire et M54. Le contenu stellaire de Sagittarius dSph est dominé par une population d'étoiles riches en métallicité tandis que M54 est un vieil amas globulaire avec un taux de métallicité peu élevé. Un profil lumineux différent pour les deux objets, ajusté dans chacun des cas par un modèle de King, a été obtenu à partir de 350 étoiles estimées (cf figure 5.4).

C'est à partir du profil lumineux de Sagittarius dSph que le halo de matière noire a été modélisé. En lui-même, le profil lumineux de Sagittarius dSph présente deux parties distinctes. La première composante correspond à la partie diffuse de la structure nucléaire du halo de Sagittarius dSph. La taille du rayon de cette partie correspond à $r_s^{SagittariusdSph} = 16.7'$, soit 128 pc en considérant la distance $d_{SagittariusdSph}$ citée plus haut. La seconde composante, la composante de cœur de cette structure nucléaire, est beaucoup plus compacte puisque l'on trouve : $r_c^{SagittariusdSph} = 12.6"$, soit 1.6 pc. D'après les auteurs, cette valeur ne serait même qu'une limite supérieure.

Deux profils de halo largement différents, mais compatibles avec les données actuelles ont été proposés pour modéliser la distribution de matière noire dans Sagittarius dSph. Le premier correspond à un profil Navarro-Frenk-White (NFW) dit "cuspy" [94], tandis que le second est

[2]Two Micron All-Sky Survey

un profil de cœur. La démarche suivie ici est similaire à celle adoptée dans [95].

5.1.2.1 Profil Navarro-Frenk-White

En fonction de la distance au centre de l'objet, la densité de matière noire pour un profil Navarro-Frenk-White (NFW), donnée par l'expression suivante :

$$\rho_{NFW}(r) = \frac{A}{r\,(r+r_s)^2}, \tag{5.3}$$

où A est un facteur de normalisation de la quantité de matière noire présente dans l'objet considéré et r_s un rayon de facteur d'échelle.

Les valeurs utilisées pour ces deux coefficients correspondent à celles calculées dans [95], dérivant des paramètres structuraux de la galaxie naine sphéroïdale Draco. Cette galaxie naine est située dans la constellation du Dragon, qui se trouve bien trop au Nord pour pouvoir être observée par H.E.S.S. et pour ainsi faire des comparaisons.

5.1.2.2 Profil de cœur

Pour ce modèle, la distribution de la densité de matière noire est établie par

$$\rho_{cored}(r) = \frac{v_a^2}{4\pi G}\frac{3r_c^2 + r^2}{(r_c^2 + r^2)^2} \tag{5.4}$$

Dans ce cas, le modèle correspond à une sphère isotherme avec noyau. La courbe de rotation a une asymptote plate pour les grands rayons, comparativement au rayon de cœur. Dans l'équation 5.4, r_c définit le rayon de cœur et v_a est le facteur d'échelle de la vitesse. Dans le cas du profil de cœur, les valeurs de r_c et v_a utilisées ont été actualisées sur les dernières mesures obtenues [96]. Pour cela, les valeurs des paramètres du profil lumineux du noyau de Sagittarius dSph ont été introduites dans l'équation de Jeans[3], qui s'exprime de la façon suivante :

$$\nu(r) = \frac{\nu_0 r_c^{2\alpha}}{(r_c^2 + r^2)^{\alpha}} \tag{5.5}$$

A partir des mesures effectuées par [93], il est possible d'obtenir, $\alpha = 2.69 \pm 0.10$ et $r_c = 1.6$ pc. Il a par ailleurs été supposé que la valeur des vitesses de dispersion (σ) au centre de Sagittarius dSph sont indépendantes de la position dans le noyau de Sagittarius dSph. En utilisant $\sigma = 8.2 \pm 0.3$ km.s^{-1} [96], on obtient $v_a = \sqrt{\alpha}\sigma = 13.4$ km.s^{-1}.

Comme la taille de la région où est située la matière noire dans ce profil est faible, de l'ordre du parsec, la concentration y est très importante, c'est pourquoi la valeur de $\bar{J}$ obtenue dans ce modèle est largement supérieur à la valeur obtenue pour le profil NFW ou dans [95].

[3] L'équation de Jeans, s'appliquant normalement aux systèmes non-collisionels, permet de déterminer, en supposant la distribution du profil de densité, la masse totale du système à partir de la vitesse de dispersion des particules composant le système.

5.1.2.3 Discussion des résultats avec les différents profils de distribution de matière noire

Les résultats $\bar{J}$ des intégrales du carré de la densité de la matière noire le long de la ligne de visée, moyennés sur l'angle solide $\Delta\Omega$, sont reportés dans le tableau 5.1 pour les deux profils précédemment discutés. Bien que ces deux modèles soient favorisés, ce ne sont pas les seuls qui auraient pu être envisagés. L'équation 5.3 n'est en effet que le cas particulier l'expression plus générale des profils dits "cuspy"

$$\rho_{NFW}(r) = \frac{A}{r^{\gamma}\left(r + r_s\right)^{3-\gamma}}, \tag{5.6}$$

dans lesquels $\gamma = 1$. Pour $\gamma = 1.5$, on retrouve le profil de Moore avec une forte sur-densité au centre tandis que pour un $\gamma = 0.5$, le profil est nettement moins pentu, quoique toujours "cuspy"

De même, il existe une forme plus générale pour les profils isothermes avec coeur, qui dépend de la pente de l'asymptote des courbes de rotation des galaxies aux grands rayons. Cette formule plus générale s'exprime de la façon suivante :

$$\rho_{cored}(r) = \frac{v_a^2 r_c^{\alpha}}{4\pi G} \frac{3r_c^2 + r^2(1-\alpha)}{\left(r_c^2 + r^2\right)^{2+\alpha/2}} \tag{5.7}$$

$\alpha = 0$ correspond donc au modèle discuté dans la partie précédente. Des faibles valeurs de α positives ou négatives correspondent respectivement à des courbes de rotation présentant une légère remontée ou descente pour des valeurs importantes des rayons par rapport au rayon de cœur comme peuvent le présenter certaines galaxies naines. Cependant, les variations de $\bar{J}$ induites sont négligeables. Il faut noter que les deux formules généralisées ne constituent pas non plus une liste exhaustive des profils existants pour décrire la distribution du halo de matière noire des galaxies naines sphéroïdales.

Type de halo	Paramètres	$\bar{J}$ ($10^{24}\mathrm{GeV^2cm^{-5}}$)	Fraction de signal dans $\Delta\Omega = 2\times10^{-5}$sr
profil NFW "cuspy"	$r_s = 0.2$kpc $A = 3.3\times10^7\mathrm{M_\odot}$	2.2	93.6%
profil de cœur	$r_c = 1.5$pc $v_a = 13.4\mathrm{km.s^{-1}}$	75.0	99.9%

Tab. 5.1: Paramètres structuraux des modèles discutés dans la section 5.1.2. Les valeurs de l'intégrale sur la ligne de visée du carré de la distribution de matière noire moyennées sur l'angle solide d'observation $\Delta\Omega = 2\times10^{-5}$sr sont reportées pour chacun des modèles.

La détermination des paramètres structuraux du profil de densité de Sagittarius dSph est très difficile à obtenir précisemment à cause des importants effets de marées qu'elle a subis par

le plan galactique. Pour les deux modèles discutés dans la section précédente, le modèle NFW constitue un modèle de référence, tandis que le modèle de coeur est un modèle plus optimiste. Néanmoins, à l'heure actuelle, ces deux modèles sont susceptibles de reproduire les données observées.

5.2 Analyse des données 2006-2007

5.2.1 Lots de données

Le réseau de télescopes de H.E.S.S. a observé la galaxie naine sphéroïdale de Sagittaire pendant environ 12 heures en juin 2006 et a été à nouveau observée durant 9 heures en mai 2007. Les temps d'observations respectifs après l'application des critères de sélection standard sur la qualité de données comme nous l'avons vu dans le chapitre 3 sont alors respectivement de 11 et 7 heures. Les angles zénithaux correspondant à ces deux périodes d'observations varient entre 7° et 41°, avec un angle moyen de 18° pour la période de 2006, respectivement 7° et 23°, avec un angle moyen de 12° pour la période de 2007. L'angle zénithal moyen d'observation pour l'ensemble des données est alors de 15.7°. Pour ces deux périodes, les observations ont été prises en mode "Wobble", c'est à dire avec un décalage du pointé par rapport à la position du centre de Sagittarius dSph de $\pm 0.7°$ en ascension droite et $\pm 0.8°$ en déclinaison. Ce décalage du pointé par rapport à la position de Sagittarius dSph permet, étant donné que nous recherchons un signal ponctuel pour H.E.S.S. (donc de taille inférieure au décalage), de définir des zones de contrôle du bruit de fond. Elles sont situées à la même distance du centre de la caméra que la zone d'intégration du signal. Elles permettent alors de définir le niveau du bruit de fond en gamma attendu pour cette région du ciel. La valeur du décalage est ainsi un compromis entre le nombre de régions qui vont servir à normaliser le bruit de fond du ciel et la dégradation des performances du système lorsque l'on s'éloigne du centre de la caméra.

5.2.2 Résultats des observations obtenues avec les différentes méthodes de reconstruction

Les différentes méthodes de reconstruction des évènements présentées dans le chapitre 4 ont été appliquées sur le lot de données de SgrDarwf. Comme nous l'avons vu dans les parties précédentes, le signal de matière noire en provenance de Sagittarius dSph doit, pour la résolution de H.E.S.S., être ponctuel et se situer au centre de la galaxie naine. La coupure en nombre de photo-électrons présents dans les images appliquées sur le lot de données dans le cadre de la recherche d'un signal issu de l'annihilation de particules matière noire correspond à un seuil relativement bas en énergie. En effet, comme nous l'avons rappelé dans la section 5.1.2, les bornes d'intégration en énergie pour déterminer le flux de gamma dû à une source de matière noire observée par H.E.S.S. sont la masse de la particule de matière noire pour la borne supérieure et le seuil en énergie minimum de l'expérience ou de l'analyse pour la borne minimum. Une gamme d'intégration en énergie la plus large possible est donc recommandée.

Dans cette optique, la zone d'intégration du signal en provenance du centre de Sagittarius

dSph a donc été définie par une coupure en $\theta^2_{cut} = 0.02^{\circ^2}$. Les figures 5.5 et 5.6 représentent respectivement la carte d'excès et la carte de significativité du champ de vue du ciel centré sur Sagittarius dSph tel qu'il est observé par H.E.S.S. La figure 5.7 présente la distribution radiale des évènements des observations centrée sur Sagittarius dSph. Comme le montrent ces différentes figures, aucun signal n'est observé en direction de Sagittarius dSph pour l'analyse X_{eff} . En fait, aucune des différentes méthodes d'analyses testées n'a mis en évidence la présence d'un signal venant du centre de la galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire pour des énergies supérieures à 250 GeV, ce qui correspond à des analyses effectuées avec un seuil minimal sur la charge de l'image de 60 photo-électrons.

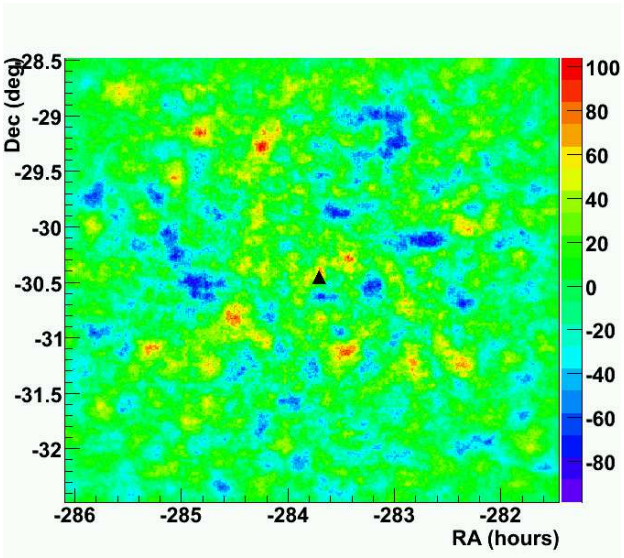


Fig. 5.5: Carte d'excès du champ de vue de H.E.S.S. centrée sur la position de la galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire pour les observations effectuées en 2006 et 2007.

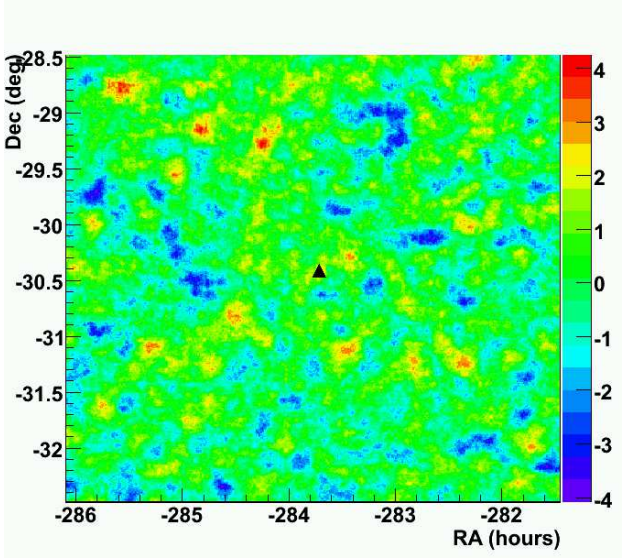


Fig. 5.6: Carte de significativité dérivée de la carte 5.5.

Les résultats obtenus pour les analyses présentées dans le chapitre 4 ont été reportés dans le tableau 5.2. La première colonne de ce tableau présente les valeurs observées du nombre d'évènements contenus dans un disque de 0.141° de rayon autour de la position nominale de la galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire. La seconde colonne correspond quant à elle aux nombres d'évènements observés dans un certain nombre de régions miroirs par rapport au centre de la caméra de la région d'intégration du signal, comme nous l'avons décrit au chapitre 4. Le facteur α est le rapport de la somme des temps d'observation des zones hors source (régions OFF) sur le temps d'observation de la région d'intégration du signal (régionON). La significativité du signal et le rapport signal sur bruit obtenus pour les valeurs observées ont aussi été reportés dans ce tableau.

Pour l'analyse selon le paramètre discriminant X_{eff}, la valeur de coupure a été obtenue à partir d'une pré-analyse sur les évènements. Les distributions du facteur de qualité (et du

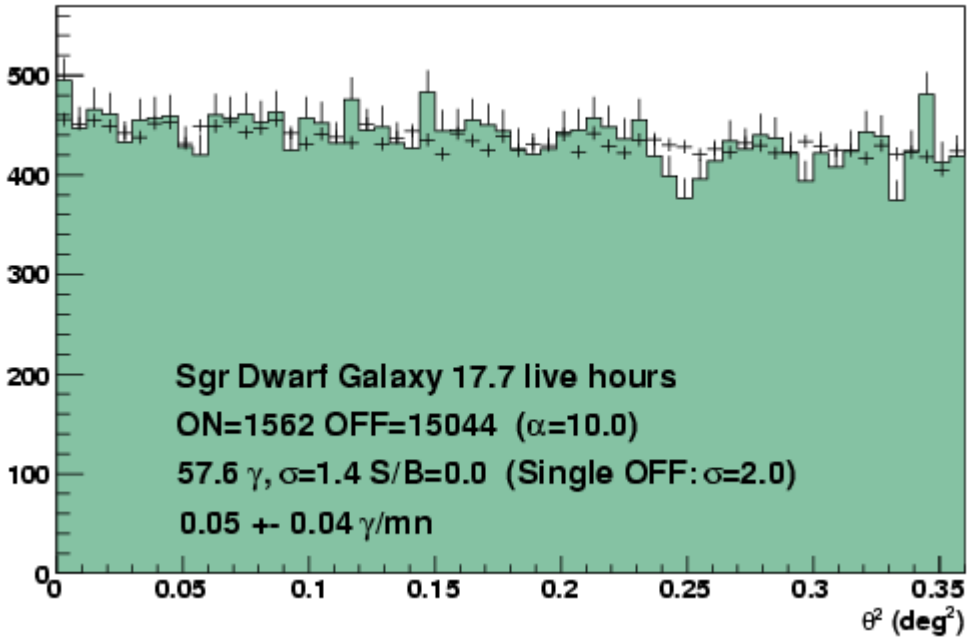


Fig. 5.7: Distribution radiale des évènements de l'analyse X_{eff} de Sagittarius dSph.

Analyse	N_{ON}	N_{OFF}/α	N_{ON-OFF}	σ	S/B
Hillas	3745	37127/10.0	32.3	0.5	8.7×10^{-3}
Model2D	2921	29868/10.5	74.6	1.3	0.026
Model3D	2160	23554/11.0	18.7	0.39	8.7×10^{-3}
CC2	1755	17005/10.0	54.5	1.25	0.03
$X_{eff_{cut}} = 0.1$	1562	15044/10.0	57.6	1.41	0.038

Tab. 5.2: Evènements ON et $ON - OFF$ contenus dans un disque de 0.141° de rayons autour de la position nominale de Sagittarius dSph ainsi que le nombre d'évènements contenus dans les zones miroirs. Les deux dernières colonnes correspondent à la significance et au rapport signal sur bruit obtenus pour les valeurs précédentes.

facteur de qualité bis), du nombre intégré de gamma et du rapport signal sur bruit en fonction de la valeur de coupure sur X_{eff} (pour une valeur de η fixée à 0.5) sont présentées sur la figure 5.8. Elles ont été générées à partir de évènements présents dans la zone d'intégration du signal et d'une zone miroir. La valeur de X_{eff} des évènements a été obtenue à partir de la distribution X_{eff} définie par les PDFs des Monte-Carlo correspondant aux conditions d'observations pour les gamma, et directement à partir des évènements de la région miroir pour le signal OFF.

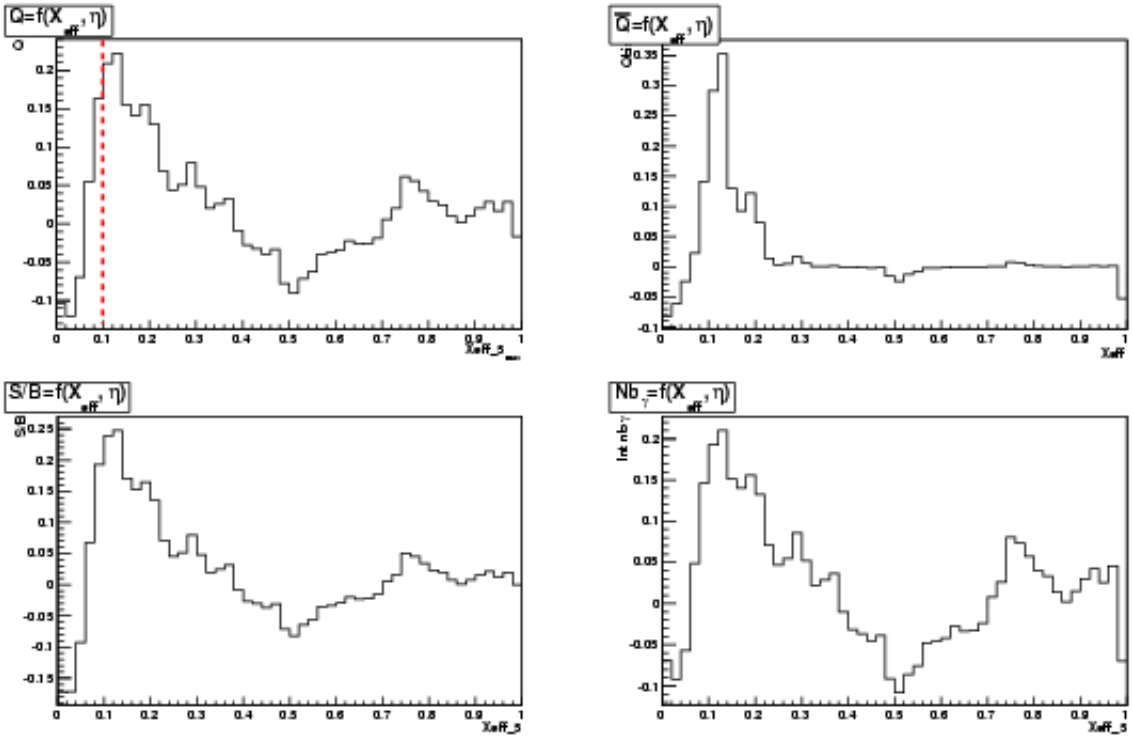


Fig. 5.8: Facteur de qualité, intégrale du nombre de gamma et rapport signal sur bruit des données de Sagittarius dSph pour l'analyse selon X_{eff} à 60 photo-électrons.

5.2.3 Limite sur le flux

L'observation de la galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire par H.E.S.S. durant 18 heures réparties sur deux années n'a donc pas permis de mettre en évidence de signal significatif de gamma VHE à la position nominale pour des énergies supérieures à 250 GeV. Des contraintes sur le flux provenant de cette région pour différents types de sources, ainsi que pour différentes masses de particules de matière noire ont alors été dérivées.

Connaissant donc le nombre d'évènements N_{ON}=1562 observés dans la région d'intégration du signal ainsi que le nombre d'évènements dans les régions miroirs N_{OFF}=15044 (pour un rapport de temps d'observations $\alpha = T_{OFF}/T_{ON}$=10.0), on peut alors définir le nombre de gamma provenant de cette région du ciel à 95% de degré de confiance. La méthode utilisée pour obtenir cette limite supérieure est celle décrite par Feldman et Cousins [97]. La valeur alors obtenue est :

$$N_{\gamma}^{95\%C.L} = 138 \tag{5.8}$$

La figure 5.9 représente l'acceptance moyenne pour l'ensemble des observations de la galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire. La connaissance de cette courbe d'acceptance aux gamma VHE en fonction de leur énergie, couplée avec la valeur de $N_{\gamma}^{95\%C.L.}$, permet alors de donner une limite supérieure à 95% C.L. sur le flux en provenance de Sagittarius dSph.

Le nombre de gamma observés au-delà d'une certaine énergie seuil, E_{th} pendant un temps

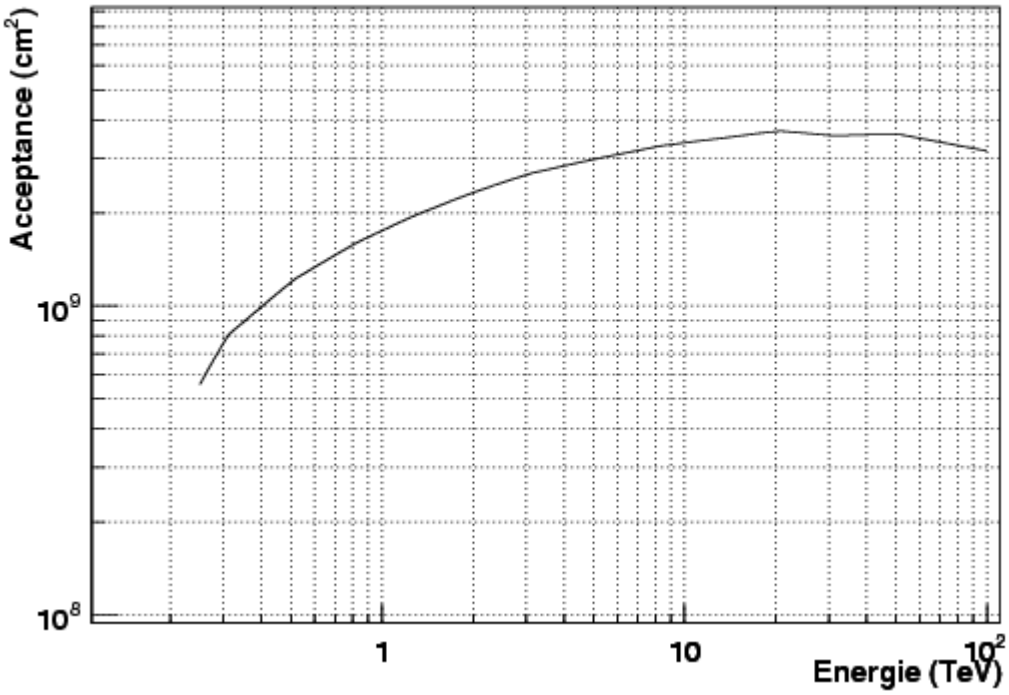


Fig. 5.9: Courbe d'acceptance moyenne aux gamma VHE de l'ensemble des observations effectuées par H.E.S.S. sur la galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire.

d'observation T_{obs} s'exprime de la façon suivante :

$$\begin{aligned} N_\gamma &= T_{obs} \int_{E_{th}}^{\infty} A_{eff}(E_\gamma) \frac{d\Phi}{dE_\gamma} dE_\gamma \\ &= T_{obs} \underbrace{\frac{\int_{E_{th}}^{\infty} A_{eff}(E_\gamma) \frac{d\Phi}{dE_\gamma} dE_\gamma}{\int_{E_{th}}^{\infty} \frac{d\Phi}{dE_\gamma} dE_\gamma}}_{\Lambda} \underbrace{\int_{E_{th}}^{\infty} \frac{d\Phi}{dE_\gamma} dE_\gamma}_{\Phi(E>E_{th})} \end{aligned} \tag{5.9}$$

où $A_{eff}(E_\gamma)$ correspond à la fonction de l'acceptance aux gamma en fonction de leur énergie. D'après la formule 5.1, le facteur Λ peut se réécrire de la façon suivante :

$$\Lambda = \frac{\int_{E_{th}}^{\infty} A_{eff}(E_\gamma) \frac{dN}{dE_\gamma} dE_\gamma}{\int_{E_{th}}^{\infty} \frac{dN}{dE_\gamma} dE_\gamma} \tag{5.10}$$

Au final, la limite supérieure sur le flux de gamma au-delà d'une certaine énergie seuil s'exprime de la façon suivante :

$$\Phi_\gamma^{95\%C.L.}(E > E_{th}) = \frac{N_\gamma^{95\%C.L.}}{T_{obs}\Lambda} \tag{5.11}$$

et dépend donc bien de l'acceptance pour la source considérée ainsi que de la forme spectrale considérée.

Ainsi dans le cas qui nous intéresse, si on considère par exemple une source astrophysique décrite par une simple loi de puissance[4], avec un indice spectral Γ=2.0, le flux limite à 95%C.L. pour des énergies supérieures à 250 GeV est alors de :

$$\Phi_{\gamma}^{\mathrm{PL},\Gamma=2.0}(\mathrm{E}_{\gamma} > 250\mathrm{GeV}) < 1.66 \times 10^{-12}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}(95\%\mathrm{C.L})$$

Les limites supérieures des flux pour trois lois de puissance simple d'indice spectral Γ= 2.0, 2.2 et 2.4 sont reportées dans le tableau 5.3.

Type spectral	paramètre (Γ)	$\Phi_{\gamma}^{95\%\mathrm{C.L.}}$ ($10^{-12}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$)
PL	2.0	1.66
PL	2.2	1.86
PL	2.4	2.07

Tab. 5.3: Limites supérieures à 95% C.L. des flux en provenance de la galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire dans le cas de sources décrites par une loi de puissance d'indices Γ= 2.0,2.2 et 2.4.

5.3 Analyse à plus hautes énergies : étude d'un signal faible proche.

Bien que dans le cadre de la recherche d'un signal de matière noire, le choix d'un seuil en énergie élevé ne soit pas pertinent, le lot de données de Sagittarius dSph a aussi fait l'objet d'analyses pour un seuil en charge des images supérieur à 200 pe. Cela correspond environ à un seuil en énergie de 400 GeV. Il se trouve que dans ce cas, la résolution angulaire des différentes méthodes de reconstruction est meilleure qu'à 60 pe. Le résultat des observations de la région du ciel centrée sur Sagittarius dSph est alors assez différent pour une analyse effectuée avec l'estimateur combiné $\mathrm{X_{eff}}$. On peut en effet voir un signal faible à une distance angulaire relativement faible (0.5°) de Sagittarius dSph. La position de ce signal en coordonnées RADecJ2000 est :(18h54m30.48s ± 6s, -29d59'24" ± 1'8"). Comme on peut le voir sur la figure 5.10, un excès correspondant à une significance supérieure à 4 σ est observé.

La présence de ce signal avait été vue dans les premières données obtenues en 2006 à la fois avec l'analyse Model2D et Model3D, avec cependant une faible significance. La présence se confirme avec l'analyse $\mathrm{X_{eff}}$ à 200 pe mais aussi à 300 et 400 pe, dans chacun des cas, la significance du signal est supérieure à 4 σ pour une région d'intégration de 0.1°. Les résultats des analyses en $\mathrm{X_{eff}}$ pour les coupures sur la charge minimale des images observées par les différents télescopes à 200, 300 et 400 p.e. sont rappelés dans le tableau 5.4.

[4]Power Law ≡ *PL*

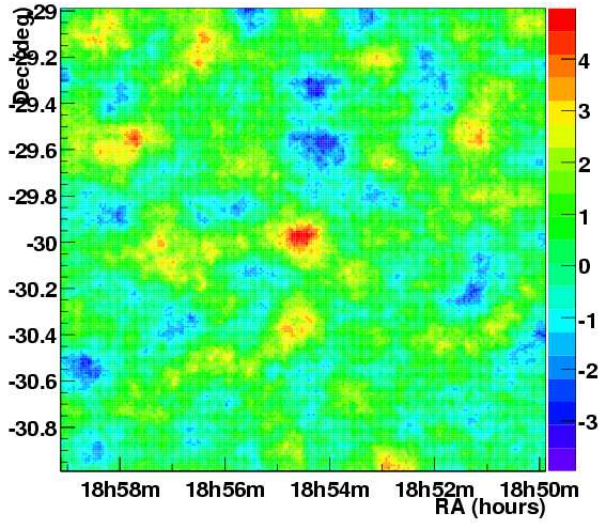


Fig. 5.10: Carte de significance de la région du ciel centrée sur le faible signal J1854 pour l'analyse X_{eff} à 200 pe.

Coupure en p.e.	N_γ	N_{ON}	N_{OFF}/α	S/B	σ
200	51.3	182	2830/21.6	0.4	4.1
300	40.0	102	1347/21.7	0.6	4.5
400	27.8	64	774/21.4	0.8	4.1

Tab. 5.4: Résultats des observations du signal J1854 en fonction de la coupure en charge de l'image.

La figure 5.11 montre la distribution radiale des évènements en provenance de J1854. Les barres d'histogramme vertes correspondent aux événements en provenance d'une région centrée sur J1854, tandis que les croix noires correspondent aux nombres d'évènements observés dans les régions miroirs une fois pondérés par le rapport des temps d'observations ON et OFF. Le temps d'observation de J1854 est différent de celui obtenu pour Sagittarius dSph car la position de J1854 coïncide à peu près avec une des positions de pointé des observations de Sagittarius dSph. Aucune région miroir n'a pu être définie. Les acquisitions correspondantes ont été écartées du lot de données. Pour les années 2006 et 2007, J1854 accumule uniquement un total d'environ 13 heures.

Malgré ce faible temps d'observation, un spectre a pu être réalisé. En supposant une loi de puissance simple, le flux intégré au-delà de 1 TeV est alors de :

$$\Phi_\gamma^{\mathrm{J1854}}(\mathrm{E} > 1\mathrm{TeV}) = 4.2 \pm 1.2 \times 10^{-13} cm^{-2} s^{-1}$$

pour un indice spectral de la loi de puissance de $\Gamma = 2.1 \pm 0.2$. Le spectre obtenu est présenté sur la figure 5.12. A cause de la faible statistique due au temps d'observation peu important, les erreurs sont assez importantes. La probabilité obtenue que le signal soit de cette forme

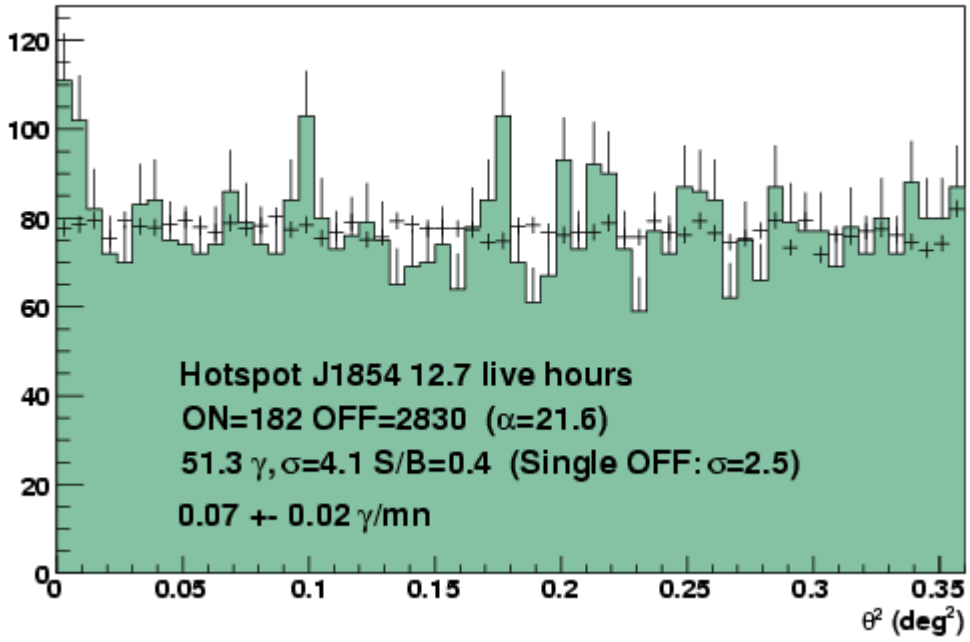


Fig. 5.11: Distribution radiale des évènements ON (barres d'histogrammes vertes) et OFF (croix noires) en provenance de 1854-30. Le nombre de gamma obtenus et la significance correspondent à la coupure en θ^2 d'une source quasi-ponctuelle $\theta^2 < 0.01^{\circ 2}$).

est de 45% . Ainsi, même si la distance angulaire qui sépare J1854 du centre de la galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire est relativement faible, cette nouvelle source n'est a priori pas compatible avec une source due à l'annihilation de particules de matière noire.

Les outils d'analyse standard ont permis de déterminer que J1854 est une source quasi-ponctuelle pour H.E.S.S., qui peut être approximée par une source gaussienne de largeur σ=0.04±0.02° ($\sigma_{PSF} = 0.02^{\circ}$).

En tenant compte des valeurs obtenues sur la position de J1854 ainsi que son étendue spatiale, aucun objet astrophysique ne présente de coïncidence spatiale, à 2σ.

Des analyses temporelles ont été effectuées afin de chercher d'éventuelles variabilités dans l'émission de gamma VHE pour la source J1854, les résultats obtenus n'y sont pas favorables et indiqueraient plutôt une source stable. Cependant, là encore le manque d'observations ne permet pas de contraindre fortement une potentielle variabilité puisque la région du ciel de Sagittarius dSph n'a été observée que deux années de suites, pas tout à fait à la même période de l'année et les acquisitions pour une nuit étaient de durées relativement courtes.

5.4 Nouveaux résultats

De nouvelles données ont été acquises durant l'année 2008. Un total de 39 nouvelles acquisitions ont été obtenues en 2008 sur une période s'étalant de juin à octobre. Après applications

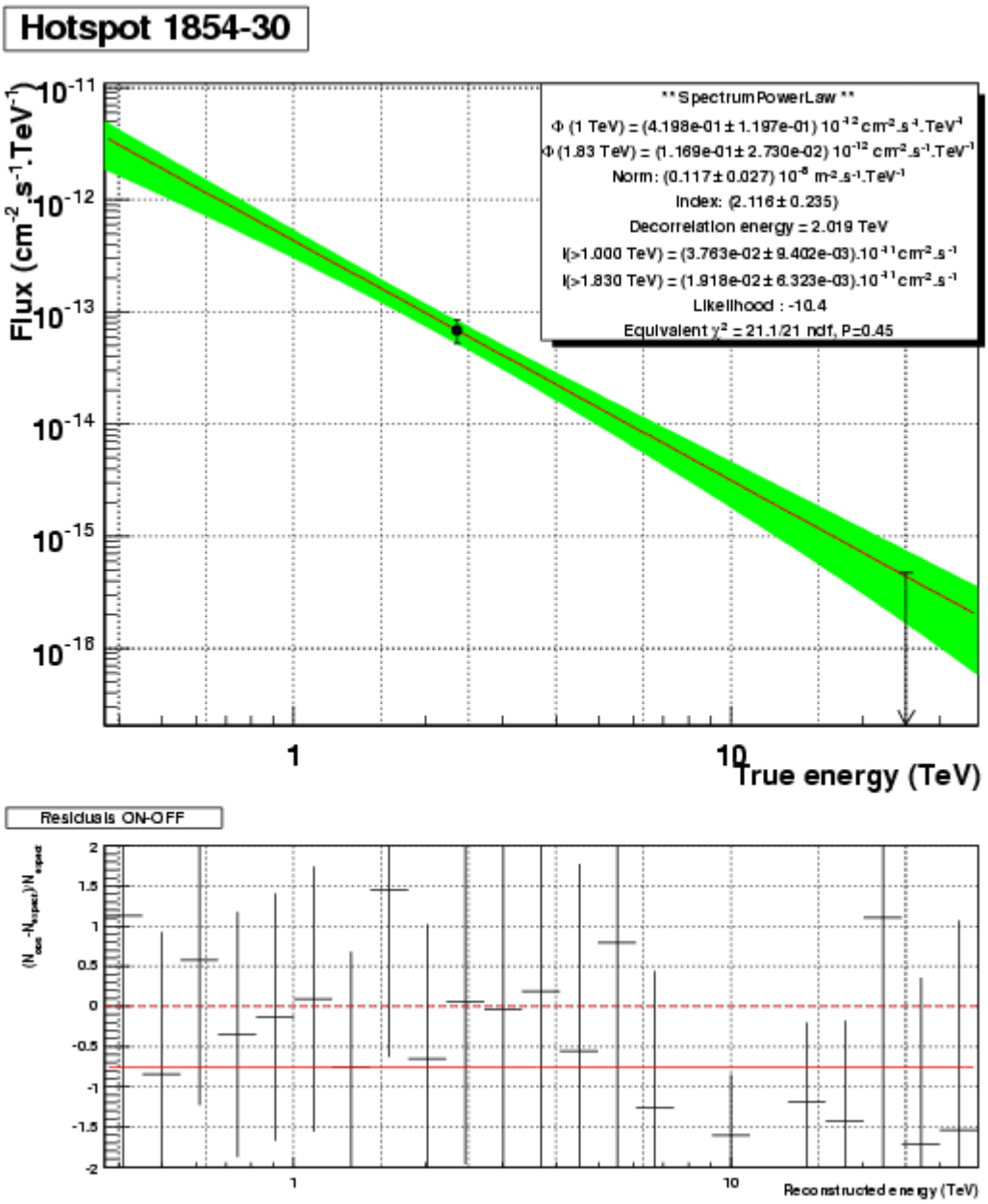


Fig. 5.12: Spectre du hotspot J1854 pour une forme spectrale supposée être une simple loi de puissance.

des critères de sélections standards, un total de 16.6 heures supplémentaires sont disponibles. Un nombre important de ces nouvelles données ont été prises avec un angle zénithal important. L'angle zénithal moyen pour les données 2008 est de 31°. Au final, l'angle zénithal moyen pour l'ensemble des données (2006, 2007 et 2008) est d'environ 23°.

5.4.1 Analyse de Sagittarius dSph

Les différentes méthodes de reconstructions (Hillas, Model2D, Combined, Model3D et X_{eff}) ont été appliquées à ces nouvelles données. Différents seuils en énergies (analyse avec seuil sur les images à 60 et 200 pe) ont été utilisés. Les résultats présentés sur la figure 5.13 correspondent à une analyse avec la variable discriminante X_{eff} et une coupure angulaire de 0.02° autour de la position de Sagittarius dSph. La valeur de la coupure sur la paramètre discriminant X_{eff} vaut 0.1, la coupure sur le seuil en photo-électrons appliquée pour ces résultats est de 60 pe. Comme on peut le voir sur la figure 5.13, représentant un exemple d'analyse de données 2008, aucun signal significatif coïncidant avec la position de Sagittarius dSph n'a été mis en évidence dans les seules données de l'année 2008.

L'accumulation des données de l'année 2008 avec les années 2006 et 2007 permet de réduire les erreurs statistiques.

5.4.1.1 Limites sur le nombre de gamma et les flux

L'accumulation de nouvelles données a permis de calculer de nouvelles limites supérieures sur le nombre de gamma en provenance de Sagittarius dSph, ainsi que sur les flux en loi de puissance standard. Afin de déterminer la limite supérieure à 95% de degré de confiance sur le nombre de gamma, $N_{\gamma}^{95\%C.L.}$, nous avons appliqué une nouvelle fois la méthode de Feldman & Cousins [97] sur les données obtenues à partir de l'analyse de Sagittarius dSph avec une coupure sur la variable discriminante X_{eff} fixée à 0.1, une coupure en charge de 60 photo-électrons et un rayon d'intégration du signal de 0.141°. Pour ce jeu de coupure, les valeurs des nombre d'évènements ON, OFF et le facteur α sont respectivement de $N_{ON} = 3269$, $N_{OFF} = 46356$ et $\alpha \sim 14.2$. On obtient alors $N_{\gamma}^{95\%C.L} = 117$ pour des évènements d'énergie supérieure à ~ 100 GeV.

Les limites supérieures sur les flux intégrés, pour des lois de puissances d'indices spectraux Γ= 2.0, 2.2 et 2.4, ont quant à elles été calculées à partir d'une énergie minimale d'environ 230 GeV et sont présentés sur la figure 5.16. Les limites supérieures pour les flux intégrés au-delà de 230 GeV pour ces trois lois de puissance ont été reportées dans le tableau 5.5.

Type spectral	paramètre (Γ)	$\Phi_{\gamma}^{95\%\text{C.L.}}$ ($10^{-12}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)
PL	2.0	1.16
PL	2.2	1.35
PL	2.4	1.55

Tab. 5.5: Limites supérieures à 95% C.L. des flux, intégrés au-delà de 230 GeV, en provenance de la galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire dans le cas de sources décrites par une loi de puissance d'indices Γ= 2.0,2.2 et 2.4, obtenues à partir de l'ensemble des données disponibles.

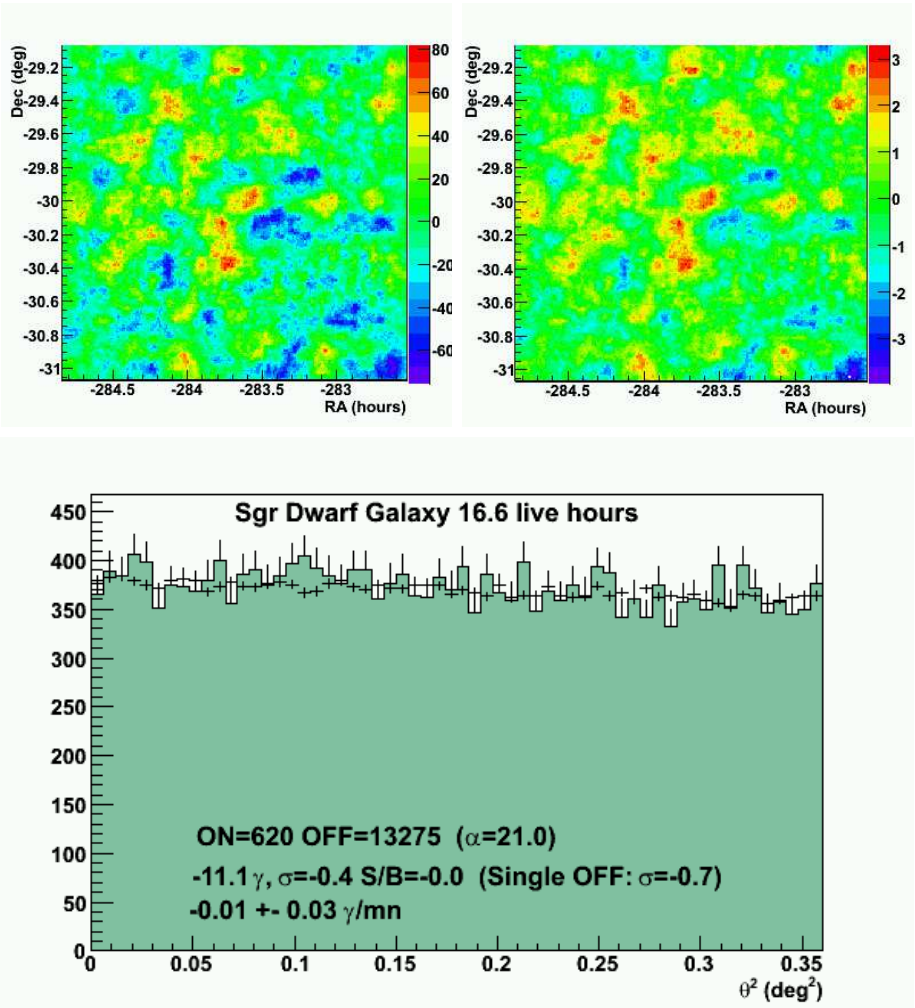


Fig. 5.13: *Haut* :Cartes d'excès (*gauche*) et de significativé (*droite*) d'une région de ciel de $2.5° \times 2.5°$ centrée sur la position de Sagittarius dSph. *Bas* : Distribution radiale des évènements par rapport à la position de référence de Sagittarius dSph. Les valeurs données correspondent à une coupure angulaire de 0.02° autour de la position de Sagittarius dSph. Les résultats présentés correspondent à une analyse X_{eff} avec une coupure en charge totale de l'image de 60 pe pour l'année 2008.

5.4.2 Analyse complète de J1854

Pour les données 2008, en raison de la présence potentielle du signal J1854, des positions de pointés précises avaient été demandées afin de maximiser le temps d'observation à la fois pour Sagittarius dSph et J1854. La configuration des pointés nous permet de doubler le temps d'exposition de J1854.

Il est malheureusement à noter que les données 2008 ne confirment pas la présence de ce signal à la position déterminée avec les données des années précédentes, comme cela peut se voir sur la figure 5.17.

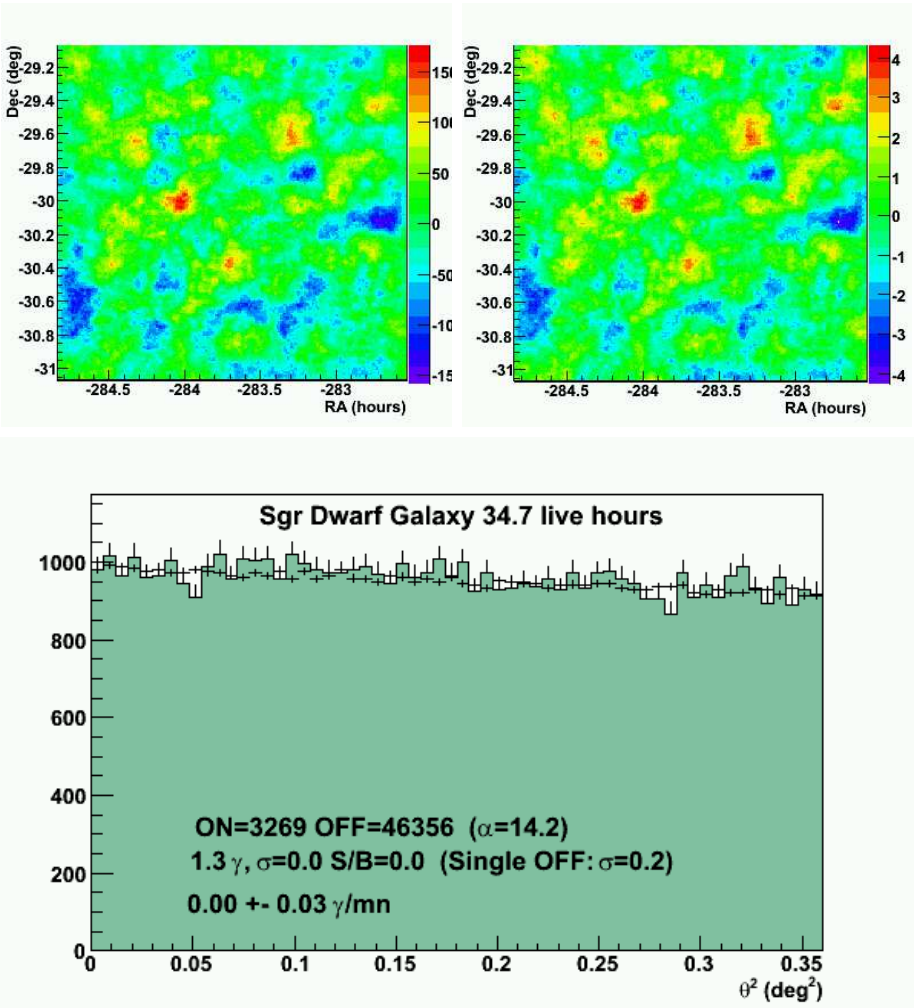


Fig. 5.14: *Haut* :Cartes d'excès (*gauche*) et de significativé (*droite*) d'une région de ciel de $2.5° \times 2.5°$ centrée sur la position de Sagittarius dSph. *Bas* : Distribution radiale des évènements par rapport à la position de référence de Sagittarius dSph. Les valeurs données correspondent à une coupure angulaire de 0.02° autour de la position de Sagittarius dSph. Les résultats présentés correspondent à une analyse X_{eff} avec une coupure en charge totale de l'image de 60 pe pour l'ensemble des observations de Sagittarius dSph durant les années 2006, 2007 et 2008.

Après re-calibration des DSTs, deux runs complets et un run de 10 minutes appartenant aux données 2007 passent d'ésormais les critères de sélections standards. La durée totale d'observation de J1854 aux termes des trois années de prises de données est donc de 30.4 heures. La figure 5.18 présente les cartes d'excès et de significativité, ainsi que la distribution radiale des évènements en provenance de J1854 pour une coupure de sélection sur le paramètre X_{eff} de 0.1. Encore une fois, l'application de la coupure à 200 pe sur les images permet de ne garder que les évènements de plus haute énergie, gamme dans laquelle J1854 semblait significatif dans les données de 2006 et 2007. L'accumulation des données n'a donc pas permis d'améliorer la

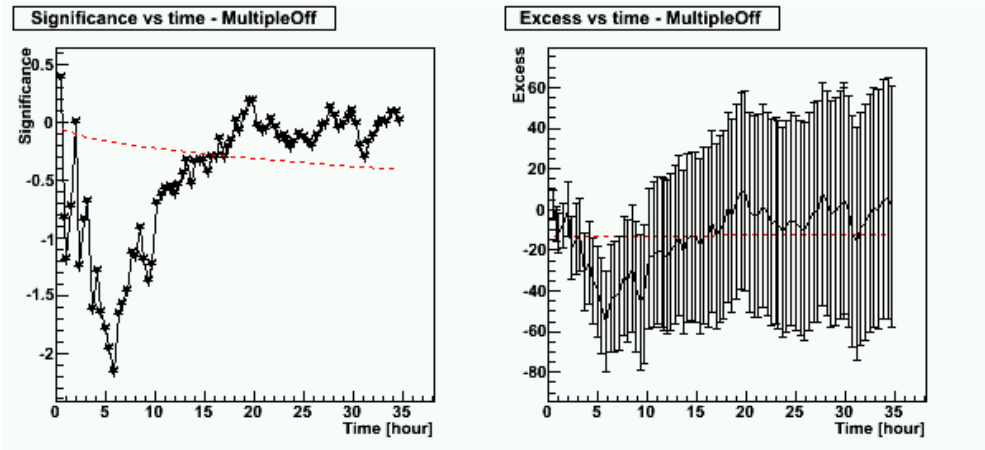


Fig. 5.15: Variation de la significativité et du nombre de gamma en provenance de Sagittarius dSph au cours du temps sur l'ensemble des périodes d'observations.

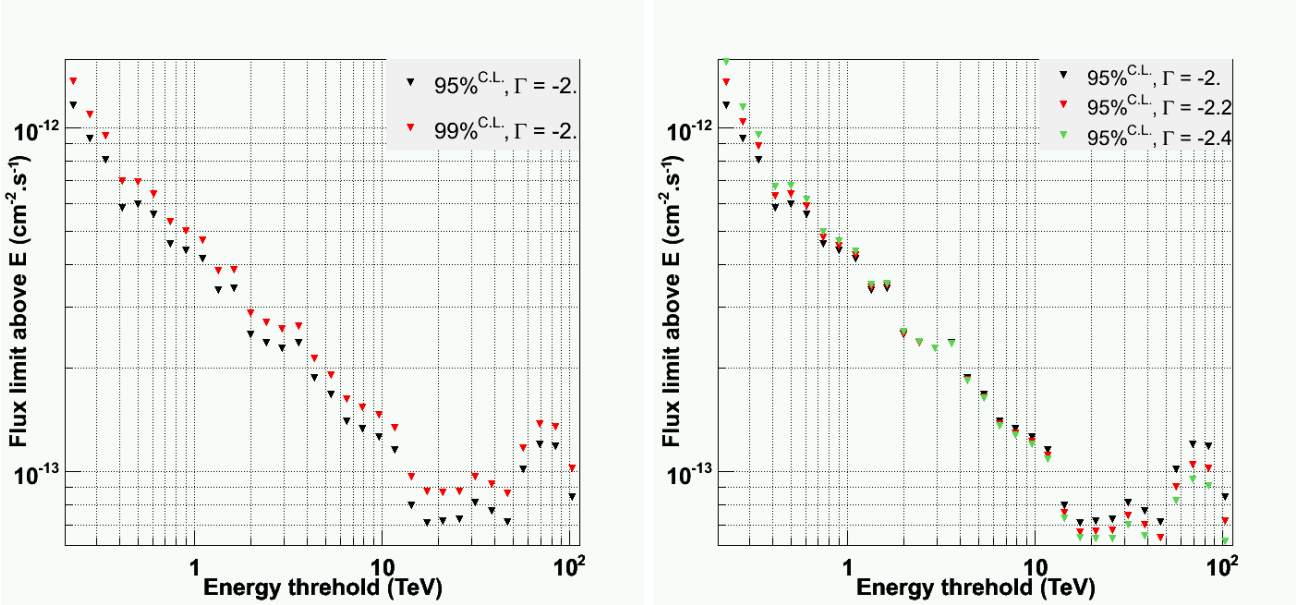


Fig. 5.16: *Gauche :* limites supérieures à 95% (*points noirs*) et 99% (*points rouges*) de degrés de confiance obtenues pour une loi de puissance d'indice spectral $\Gamma = 2.0$. *Droite :* limites supérieures à 95% de degré de confiance obtenues pour des lois de puissance d'indices spectraux $\Gamma = 2.0$ (*points noirs*) $\Gamma = 2.2$ (*points rouges*) et $\Gamma = 2.4$ (*points verts*). Les limites supérieures ont été calculées à partir du nombre d'évènements retenus pour une analyse X_{eff} (coupure 0.1, 60 p.e. et un rayon d'intégration de 0.141°.

significativité de ce signal. Elle a même lissé ce qui s'avèrait être une fluctuation statistique importante.

Le comportement de la significativité et du nombre de gamma en provenance de 0.1° autour de J1854 est montré par la figure 5.19. On observe que le nombre d'évènements "gamma-like"

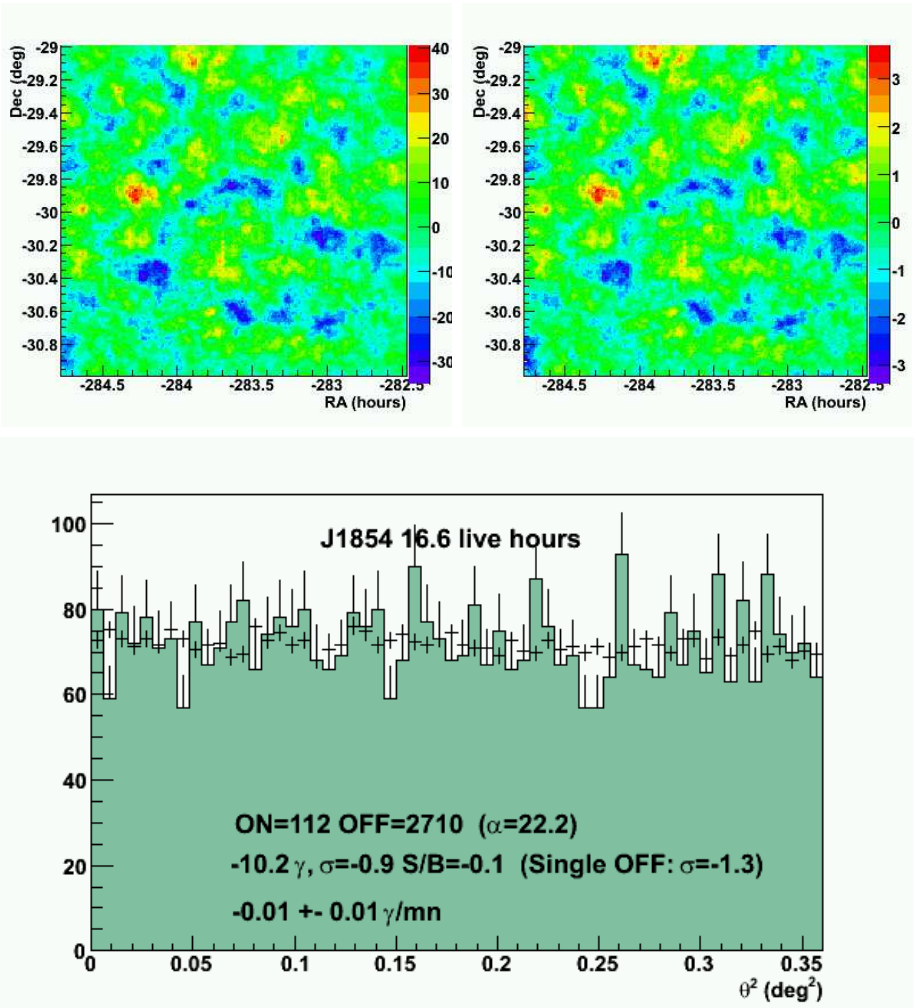


FIG. 5.17: *Haut* :Cartes d'excès (*gauche*) et de significativé (*droite*) d'une région de ciel de $2.5° \times 2.5°$ centrée sur la position de J1854. *Bas* : Distribution radiale des évènements par rapport à la position de référence de J1854. Les valeurs données correspondent à une coupure angulaire de 0.01° autour de la position de J1854. Les résultats présentés correspondent à une analyse X_{eff} avec une coupure en charge totale de l'image de 200 pe pour l'année 2008.

avait rapidement augmenté au cours des deux premières années d'observations ($\sim$ 13 premières heures) puis, il s'est stabilisé tandis que le nombre de ces évènements dans les zones de fond a continué à augmenter (diminution de la significativité). Au final, pour l'analyse X_{eff} à haute énergie notamment, mais cela est aussi vrai pour les autres méthodes de reconstruction, la significativité de J1854 est inférieure à 2 σ.

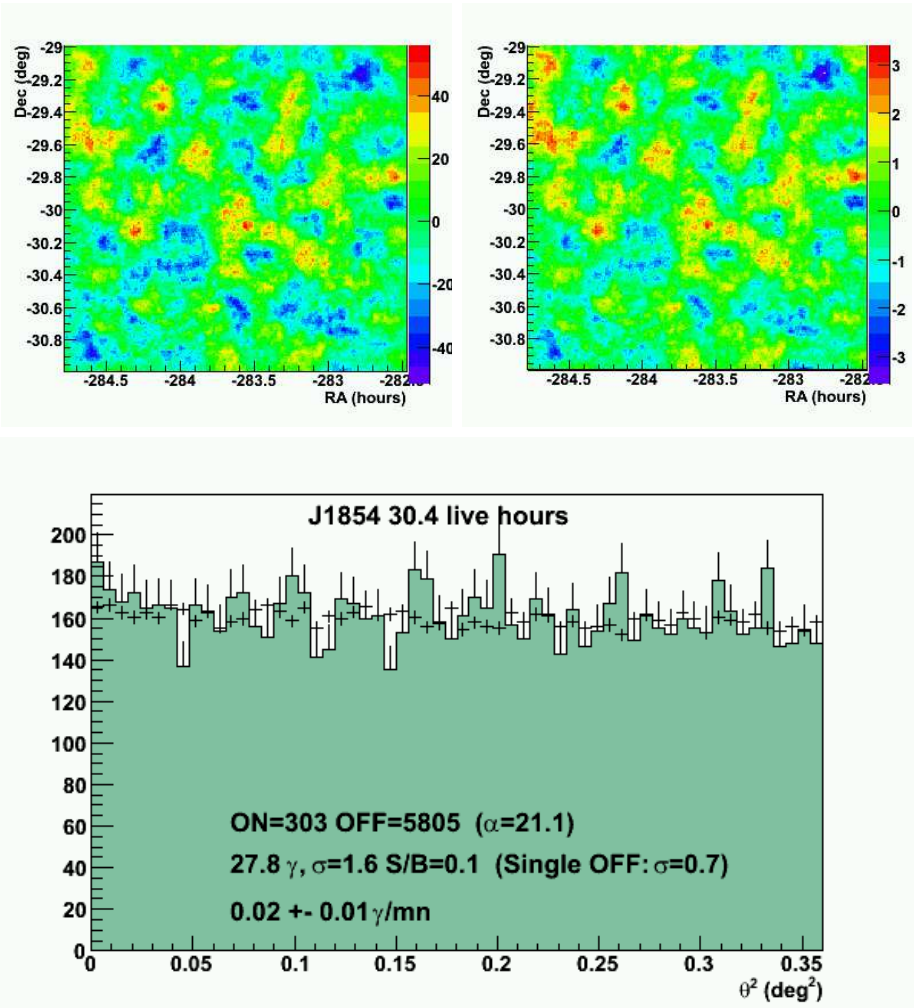


Fig. 5.18: *Haut* :Cartes d'excès (*gauche*) et de significativé (*droite*) d'une région de ciel de $2.5° \times 2.5°$ centrée sur la position de J1854. *Bas* : Distribution radiale des évènements par rapport à la position de référence de J1854. Les valeurs données correspondent à une coupure angulaire de 0.01° autour de la position de J1854. Les résultats présentés correspondent à une analyse X_{eff} avec une coupure en charge totale de l'image de 200 pe pour l'année 2008.

5.4.2.1 Limite sur le flux

Après avoir doublé le nombre d'heures d'observation de J1854, le signal n'étant plus significatif, nous n'avons pu que calculer des limites supérieures sur les flux intégrés. Les valeurs calculées pour des lois de puissance d'indices spectraux Γ= 2.116, 1.881 et 2.351 (resp. valeur de l'indice spectral obtenu lors de l'ajustement des données 2006 et 2007 et valeur majorée ou minorée de l'erreur déterminée) sont représentées sur la figure 5.20.

On peut noter que la limite supérieure, à 95% de degrés de confiance, sur le flux intégré de J1854, obtenue pour un indice spectral de Gamma = -2.116, à partir des données 2006, 2007

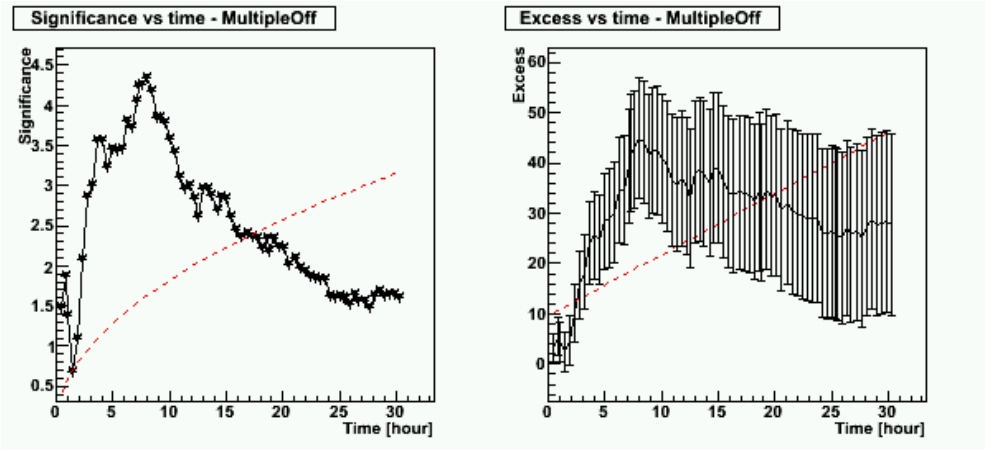


Fig. 5.19: Variation de la significativité et du nombre de gamma en provenance de J1854 au cours du temps sur l'ensemble des périodes d'observations.

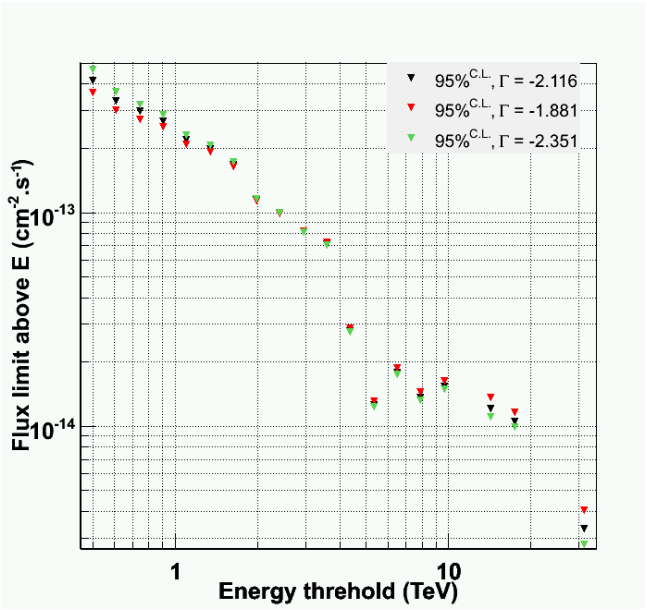


Fig. 5.20: Limites supérieures à 95% de degré de confiance obtenues pour des lois de puissance d'indices spectraux $\Gamma = 2.116$ (*points noirs*) $\Gamma = 1.881$ (*points rouges*) et $\Gamma = 2.351$ (*points verts*). Les limites supérieures ont été calculées à partir du nombre d'évènements retenus pour une analyse X_{eff} (coupure 0.1, 200 p.e. et un rayon d'intégration de 0.1°.

et 2008, est inférieure à la valeur de flux obtenu pour les seules données des années 2006 et 2007, soulignant ainsi l'importance de l'accumulation des données avant la communication d'un résultat de faible significativité.

Conclusion

Un total de plus de 30 heures d'observations de hautes qualités a pu être obtenu aux termes des trois années pour la galaxie naine du Sagittaire. Cela correspond à la durée d'observation la plus importante sur ce type d'objet pour des expériences d'astronomie gamma au sol. Un seuil bas en énergie et une méthode de reconstruction dédiée à la recherche des signaux faibles ont été appliqués pour chercher à détecter une source ponctuelle suggérée par les études des profils de distribution de matière noire dans cet objet. Vu le niveau de sensibilité atteint avec cette analyse, tout signal observé aurait des difficultés à être interprété comme provenant d'une source exotique sans devoir faire appel à des facteurs de boost important. Nous verrons dans le prochain chapitre que ces résultats permettent d'établir des contraintes intéressantes dans le cadre de théories supersymétriques et à dimensions supplémentaires.

L'analyse des données de J1854 montre l'importance du soin qui doit être apporté lors de l'analyse des données, ainsi que du recul nécessaire avant de communiquer la découverte d'une nouvelle source lors de la détection de faibles signaux en astrophysique. L'accumulation d'un nombre d'heures plus important a, dans ce cas, permis de réfuter la présence d'une source gamma de haute énergie à cette position pour la valeur de flux obtenu à partir des données des années 2006 et 2007. Dans H.E.S.S., la procédure avant la publication de la découverte d'une nouvelle source, nécessite une détection à plus de 5 déviations standard par rapport au niveau de fond, ainsi qu'une détection cohérente de la source pour plusieurs méthodes de reconstruction, afin de s'avérer de la véracité du résultat.

Chapitre 6

Contraintes sur la matière noire à partir des observations de la galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire par H.E.S.S.

Sommaire

5.1 La galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire 112
5.1.1 Caractéristiques générales 112
5.1.2 Modélisation du halo de la matière noire 113
5.2 Analyse des données 2006-2007 118
5.2.1 Lots de données 118
5.2.2 Résultats des observations obtenues avec les différentes méthodes de reconstruction 118
5.2.3 Limite sur le flux 121
5.3 Analyse à plus hautes énergies : étude d'un signal faible proche. . 123
5.4 Nouveaux résultats 125
5.4.1 Analyse de Sagittarius dSph 127
5.4.2 Analyse complète de J1854 128

6.1 Introduction

Les observations effectuées en direction de la galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire par le réseau de télescopes au sol H.E.S.S. durant les années 2006, 2007 et 2008 que nous avons discutées au chapitre précédent, n'ont pas mis en évidence de signal de gamma VHE provenant de cette région. Dans ce chapitre, nous allons discuter des contraintes que nous avons mises sur les couples des sections efficaces pondérées par la vitesse moyenne, $< \sigma v >$ en fonction de la masse du WIMP, m_{WIMP}.

Parmi les nombreux modèles théoriques au-delà du Modèle Standard, nous nous sommes concentrés sur deux modèles supersymétriques[1] différents, le MSSM phénoménologique et le modèle mSUGRA, ainsi que sur un modèle de dimension supplémentaire, où le WIMP le plus léger est un boson de Kaluza-Klein. La section 6.3 présentera les contraintes déterminées dans ces différents cadres, en utilisant les statistiques totales obtenues sur les observations de 2006, 2007 et 2008, présentées dans le chapitre précédent.

6.2 Contraintes sur le flux de gamma issus de l'annihilation de matière noire

6.2.1 Continuum gamma du spectre d'annihilation

Lors de l'annihilation mutuelle de deux particules de matière noire, des particules stables et instables du modèle standard sont produites. Les particules instables vont se désintégrer et/ou intéragir avec le milieu ambiant pour produire en fin de chaine de réactions des particules ayant des durées de vies importantes, capables de voyager jusqu'à nous, notamment les gamma. Dans le cas de la production de deux jets, une paire de quarks peut s'hadroniser en formant des particules du Modèle Standard, qui vont à leur tour se désintégrer en particules stables, le spectre en énergie de ces particules s'étendant alors jusqu'à la masse de la particule de matière noire, m_{DM}. Le flux différentiel de photons dans l'état final, généré par l'annihilation de particules de matière noire est égal à la somme des flux différentiels de photons issus de l'ensemble des différents canaux d'annihilations accessibles et peut être exprimé sous la forme

$$\frac{d\Phi_\gamma}{dE} = \frac{1}{4\pi} \frac{< \sigma v >}{m_{DM}^2} \bar{J}(\Delta\Omega)\Delta\Omega \times \sum_i \omega_i \frac{dN_\gamma^i}{dE_\gamma}, \tag{6.1}$$

où $\frac{dN_\gamma^i}{dE_\gamma}$ correspond au spectre de photons produit par le canal i, ω_i est la valeur du rapport d'embranchement de ce canal et $\sum_i$ exprime la somme sur l'ensemble des canaux accessibles.

Dans les cadres SUSY où nous travaillerons, que ce soit pMSSM ou mSUGRA, nous allons considérer que le neutralino est notre particule la plus légère (LSP[2]). Le continuum gamma

[1] SUSY
[2] Lightest Supersymetric Particle

observé est principalement dû à la désintégration de pions neutres, produits lors de l'hadronisation des quarks des jets initialement issus de la fragmentation des quarks lors de l'annihilation de particules de matière noire

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma.$$

Une modélisation possible de la forme spectrale utilisée pour décrire le continuum gamma issu de l'annihilation de neutralinos a été donnée par Tasitsiomi [98] :

$$\frac{dN_\gamma}{dE} = \frac{1}{m_\chi}\left[\frac{10}{3} + \frac{5}{12}\left(\frac{E}{m_\chi}\right)^{-3/2} - \frac{5}{4}\left(\frac{E}{m_\chi}\right)^{1/2} - \frac{5}{2}\left(\frac{E}{m_\chi}\right)^{-1/2}\right]. \tag{6.2}$$

Nous avons établi au chapitre précédent que la limite supérieure à 95% de degré de confiance sur le nombre de gamma issus de la région de Sagittarius dSph pour une analyse $X_{\rm eff}$ avec un seuil à 60 photo-électrons est de :

$$N_\gamma^{95\%C.L.} = 138 \tag{6.3}$$

Nous avons aussi montré que la limite sur le flux à 95% de degrés de confiance pouvait s'exprimer sous la forme

$$\Phi_\gamma^{95\%C.L.} = \frac{N_\gamma^{95\%C.L.}}{T_{obs}\Lambda} \text{ où } \Lambda = \frac{\int_{\rm E_{th}}^{\infty} {\rm A_{eff}(E_\gamma)}\frac{\rm dN}{\rm dE_\gamma}{\rm dE_\gamma}}{\int_{\rm E_{th}}^{\infty} \frac{\rm dN}{\rm dE_\gamma}{\rm dE_\gamma}} \tag{6.4}$$

En reportant la paramétrisation de l'équation 6.2 et la limite supérieure établie sur le nombre de gamma, $N_\gamma^{95\%C.L.}$, on observe que la limite supérieure sur le flux ne dépend que de la masse du neutralino. Ces limites supérieures sur le flux pour des spectres de gamma issus de l'annihilation de particules de matière noire de masse m_χ= 500, 800 GeV et 1, 10 TeV ont été calculées et les valeurs correspondantes sont reportées dans le tableau 6.1.

Type spectral	paramètre (m_χ(TeV))	$\Phi_\gamma^{95\%\rm C.L.}$ (10^{-12}cm^{-2}s^{-1})
Tasitsiomi	0.5	2.11
Tasitsiomi	0.8	0.54
Tasitsiomi	1	0.35
Tasitsiomi	10	0.18

Tab. 6.1: Limites supérieures à 95% C.L. des flux en provenance de la galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire dans le cas de sources décrites par l'annihilation de neutralino de masses m=500, 800 GeV et 1, 10 TeV, pour une paramétrisation selon Tasitsiomi [98].

En connaissant par ailleurs la valeur de l'intégrale le long de la ligne de visée de la densité de matière noire dans Sagittarius dSph, $\bar{J}$, il est possible d'utiliser l'équation 6.1 pour obtenir la limite supérieure à 95% de degré de confiance sur la section efficace d'annihilation pondérée par la vitesse des particules de matière noire. Elle s'exprime sous la forme suivante :

$$< \sigma v >_{min}^{95\%CL} = \frac{4\pi}{T_{obs}} \frac{m_{DM}^2}{\bar{J}(\Delta\Omega)\Delta\Omega} \frac{N_\gamma^{95\%CL}}{\int_{E_{th}}^{m_{DM}} A_{eff}(E_\gamma) \frac{dN}{dE_\gamma} dE_\gamma} \tag{6.5}$$

Il est important de noter qu'une convolution du spectre des photons issus de l'annihilation des particules de matière noire avec la fonction de réponse de l'instrument est effectuée pour obtenir ces limites supérieures. La fonction de réponse de l'instrument exprime le pouvoir de collection des gamma de l'expérience H.E.S.S. et est dépendante de l'énergie reconstruite de l'évènement ainsi que du jeux de coupures appliquées lors de l'obtention de la limite supérieure sur $N_\gamma^{95\%C.L.}$.

6.2.2 Le cas des raies monochromatiques

L'absence de couplage des particules de matière noire au champ électromagnétique supprime la production directe de gamma dans l'état final lors de l'annihilation de particules de matière noire. Les processus de production directe de photons dans les 3 cas d'annihilations suivants

$$\chi\bar{\chi} \rightarrow Z\gamma \tag{6.6}$$
$$\chi\bar{\chi} \rightarrow h\gamma \tag{6.7}$$
$$\chi\bar{\chi} \rightarrow \gamma\gamma \tag{6.8}$$

n'apparaissent donc qu'à l'ordre d'une boucle et sont généralement fortement supprimés. Lors de ces processus, les photons sont produits à des énergies bien définies, caractéristiques de la masse des particules de matière noire dont ils sont issus et très difficilement imitables par des sources astrophysiques conventionnelles. Leurs découvertes fourniraient une indication très forte de la nature de la matière noire. Cependant, la suppression de ces canaux est d'autant plus importante que la masse de la particule de matière noire est élevée. Or pour les observations de Sagittarius dSph avec H.E.S.S. le seuil en énergie est de $\sim$ 110 GeV, les flux correspondants sont alors très faibles. De ce fait, dans la suite nous nous concentrerons exclusivement à la recherche d'un signal d'annihilation de matière noire sous la forme d'un continuum de gamma.

6.3 Contraintes apportées dans les différents cadres de modèles de matière noire

Les observations effectuées sur la galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire n'ont pas permis de détecter de signal significatif à la position nominale, ni autour, dans un champ de vue étendu de deux degrés. Il est néanmoins possible de contraindre une partie de l'espace des paramètres supersymétriques ou celui des théories de dimensions supplémentaires. Dans cette étude, nous nous sommes concentrés sur des modèles supersymétriques particuliers contenant 5 ou 7 paramètres libres pour lesquels des limites ont été posées sur la base de résultats d'expériences sur accélérateurs et de considérations théoriques. En effet, l'extension supersymétrique du Modèle Standard comporte au total 126 paramètres libres (soit 105 paramètres additionnels par rapport

au modèle standard). Dans cet état de fait, il est difficile, voire impossible d'échantillonner tout l'espace des paramètres lors de l'utilisation de codes de simulations. Ainsi, pour les modèles SUSY étudiés, le premier correspond au modèle phénoménologique MSSM[3] et le second au modèle mSUGRA pour minimal SUper GRAvity.

6.3.1 Cadre phénoménologique MSSM

Le pMSSM est un modèle dans lequel il n'y a pas de violation de la symétrie CP, il suppose l'impossibilité de changer la saveur des courants neutres et enfin l'universalité des premières et deuxièmes générations de squarks à l'échelle électrofaible. Avec ces contraintes, il reste 19 paramètres libres :

- $\tan\beta$: le rapport des valeurs attendues dans le vide des deux doublets du champ de Higgs,
- M_A : la masse du pseudo-scalaire boson de Higgs,
- μ : le paramètre de masse du higgsino,
- M_1, M_2 et M_3 : les paramètres de masses du bino, wino et gluino,
- $m_{\tilde{q}}$, $m_{\tilde{u}_R}$, $m_{\tilde{d}_R}$, $m_{\tilde{l}}$, $m_{\tilde{e}_R}$: les paramètres de masses des sfermions de première et deuxième générations,
- $m_{\tilde{Q}}$, $m_{\tilde{t}_R}$, $m_{\tilde{b}_R}$, $m_{\tilde{L}}$, $m_{\tilde{\tau}_R}$: les paramètres de masses des sfermions de troisième génération,
- A_u, A_d, A_e : les couplages tri-linéaires de première et deuxième générations,
- A_t, A_b, A_τ : les couplages tri-linéaires de troisième génération.

Dans ce travail, nous avons considéré que le bino, le wino et le gluino avaient la même masse, M_2, qui représente le paramètre de masse des gaugino. De façon identique, m_0 représente le paramètre de masse de l'ensemble des scalaires et seuls les couplages trilinéaires $A_{t,b}$ sont considérés. Il reste alors au final sept paramètres libres : $\tan\beta$, μ, M_2, M_A, m_0 et $A_{t,b}$.

Le jeu de paramètres pour un modèle considéré est choisi de façon aléatoire dans une région de paramètres englobant une large classe de modèles pMSSM et tenant compte des contraintes venant des accélérateurs. Cet ensemble de paramètres est présenté dans le tableau 6.2 et nous utiliserons le code DarkSUSY 4.1 [8] pour l'explorer.

A la suite de tirages aléatoires de l'espace des paramètres pMSSM correspondant au tableau 6.2, les valeurs de la masse du neutralino m_χ, de la moyenne cinétique de sa section d'annihilation $<\sigma v>$ et de la densité relique $\Omega_{DM}h^2$ ont été déterminées à l'aide du code DarkSUSY [8].

La figure 6.1 représente les modèles pMSSM étudiés dans le plan $<\sigma v>$ en fonction de m_χ. Le code de couleur, de chacun des modèles représentés par un carré, indique si la densité relique des neutralinos est compatible avec les contraintes WMAP et donc s'il correspond ou non à la composante principale de matière noire non-baryonique présente dans l'Univers. Les carrés rouges ont des densités reliques comprises dans les bornes établies à partir des données à 5 ans de WMAP à $\pm 3\sigma$. Les carrés verts correspondent à des modèles pour lesquels la densité relique de neutralino dépasse celle observée par WMAP. Les carrés bleus représentent quant à eux des modèles pour lesquels les neutralinos ne sont qu'une composante de la matière noire non-baryonique observée dans l'Univers. En utilisant les valeurs de $\bar{J}(\Delta\Omega)$ obtenues pour les

[3]pMSSM : phenomenological Minimal Supersymmetric Standard Model

Région de l'espace des paramètres pMSSM étudiée
100 GeV $< \mu <$ 30 TeV
100 GeV $< M_2 <$ 50 TeV
50 GeV $< M_A <$ 10 TeV
100 GeV $< m_0 <$ 1 TeV
-3TeV $< A_t <$ 3 TeV
-3 TeV $< A_b <$ 3 TeV
$1.2 < \tan\beta < 60$

Tab. 6.2: Région de l'espace des paramètres pMSSM aléatoirement étudiée avec les contraintes des accélérateurs et de WMAP. Un jeu de paramètres libres à l'intérieur des intervalles considérés correspond à un modèle pMSSM.

modèles de halo de matière noire discutés dans le chapitre précédent et à partir de l'équation 6.5, les contraintes sur la section efficace pondérée par la vitesse des neutralinos, $< \sigma v >$, en fonction de la masse de ces derniers, m_χ, ont été reportées sur la figure 6.1. Les contraintes obtenues dans le cas d'un profil NFW sont représentées sur la figure 6.1 par les lignes pleines, tandis que celles, plus optimistes, du modèle de cœur sont représentées par des lignes pointillées.

Le spectre différentiel des rayons gamma dépend de la composition de l'état final d'annihilation, comme nous le verrons plus loin. La modélisation du spectre differentiel utilisée pour obtenir les contraintes sur la section efficace d'annihilation des neutralinos corresond à la paramétrisation de l'équation 6.2, dont le nombre de gamma issus pour chaque annihilation est compatible avec les paramétrisations venant du générateur Monte-Carlo Pythia [99] inclu dans DarkSUSY à un facteur de normalisation près [100]. Sur la figure 6.1, on peut voir que pour le temps d'observation actuel, seul un halo suivant le profil de cœur permet d'exclure certains modèles de l'espace des paramètres libres pMSSM considérés, ayant des densités reliques plus faibles que celle mesurée par WMAP.

6.3.2 Cadre mSUGRA

Le second cadre supersymétrique étudié, mSUGRA, correspond à des modèles pour lesquels la brisure de supersymétrie apparaît dans le secteur caché et communique avec le secteur visible via des interactions gravitationnelles. Ce type de modèles apparaît lorsqu'on fait l'hypothèse que l'unification des paramètres MSSM se fait à l'échelle de la Grande Unification[4]. Dans ce modèle, les seuls paramètres libres intervenant sont alors :

- $m_{1/2}$: le paramètre de masse de l'ensemble des gaugino,
- m_0 : le paramètre de masse de l'ensemble des scalaires (sfermions et boson de Higgs),
- A_0 : le couplage tri-linéaire universel.

[4]Echelle GUT $\equiv$ Great Unification Theory $\sim 10^{19}$GeV.

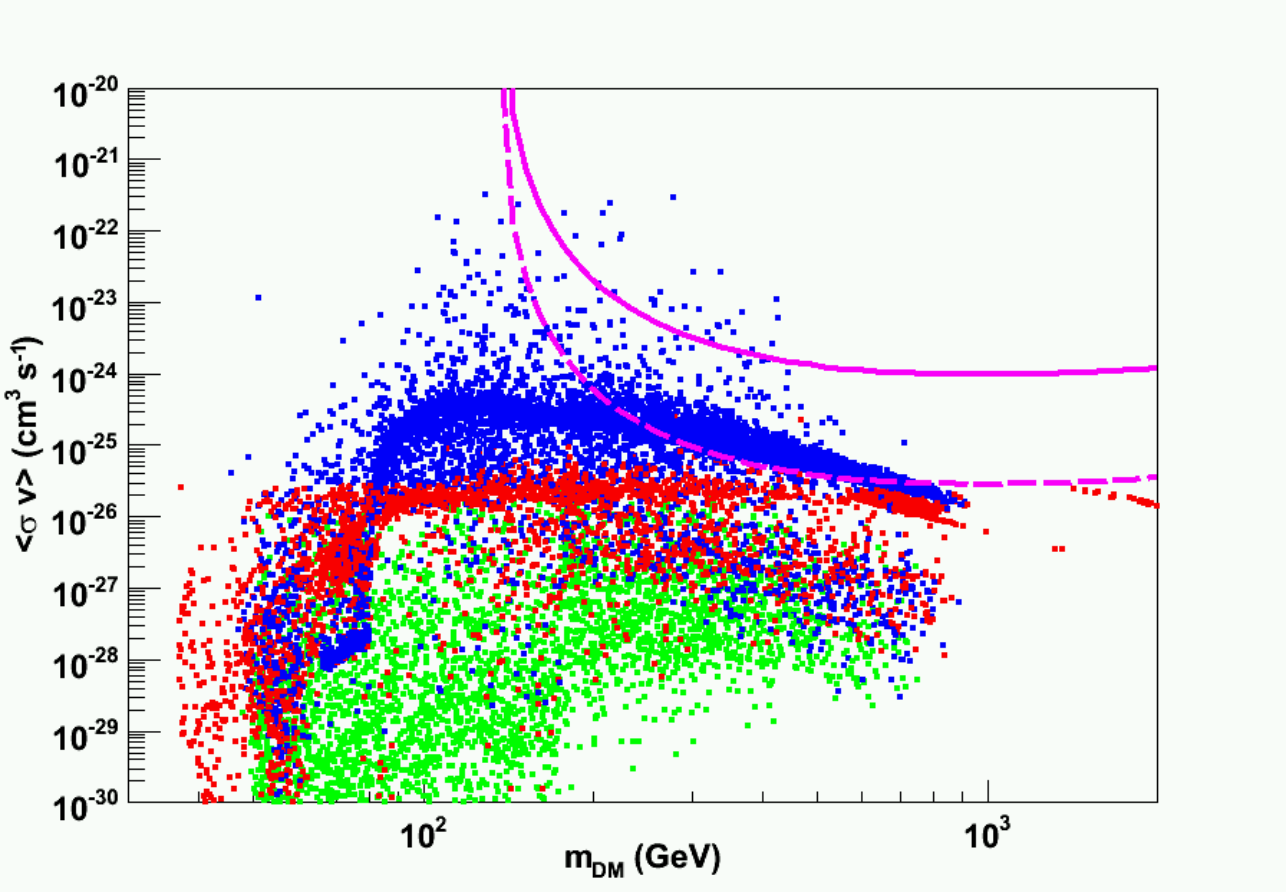


Fig. 6.1: Limites supérieures à 95%C.L. sur $< \sigma v >$ versus m_χ dans le cas d'un profil de halo de matière noire autour de Sagittarius dSph "NFW cusped" (ligne pleine) et d'un profil de cœur (ligne pointillée). L'espace des paramètres pMSSM a été exploré avec DarkSUSY 4.1 [8], chaque point correspondant à un modèle spécifique. Le code de couleur des modèles est identique à celui défini précédemment. Les courbes magentas correspondent à des spectres d'annihilation modélisés par la formule analytique 6.2.

En plus de ces trois paramètres, le secteur supersymétrique est décrit à l'échelle GUT par un couplage bilinéaire B et par le paramètre de masse du higgsino μ. Cependant, en imposant que la brisure de symétrie électrofaible, ces paramètres et $\tan\beta$ sont liés par deux conditions de minimisations. C'est pourquoi, les modèles mSUGRA peuvent être décrits simplement par les cinq paramètres suivants (quatre continus et un discret) : $m_{1/2}$, m_0, A_0, $\tan\beta$ et le signe de μ.

La région de l'espace des paramètres mSUGRA que nous avons considéré est décrite dans le tableau 6.3.

Pour les valeurs importantes de $\tan\beta$, l'annihilation via le Higgs de grande masse en une paire de fermions domine. Cette région, nommée "Higgs funnel region", est difficilement accessible pour les collisonnieurs contrairement aux expériences d'astronomie gamma, pour lesquelles les fermions ainsi produits peuvent générer des gamma VHE. Cependant, comme le montre la

Région de l'espace des paramètres mSUGRA étudiée
$\mu > 0$
80 GeV $< m_{1/2} <$ 50 TeV
80 GeV $< m_0 <$ 100 TeV
$A_0 = 0$
$1.2 \leq \tan\beta \leq 55$

Tab. 6.3: Région de l'espace des paramètres mSUGRA aléatoirement étudiée. Un jeu de paramètres libres à l'intérieur des intervalles considérés correspond à un modèle mSUGRA.

figure 10.6, le temps actuel d'observation n'est pas suffisamment important pour contraindre les modèles correspondant à l'espace des paramètres mSUGRA exploré, dans le cas d'un profil de matière noire correspondant au modèle NFW, quelle que soit la valeur de la densité relique du modèle. Un modèle plus optimiste tel que le modèle de coeur, permet de contraindre des modèles ayant un faible densité relique, ainsi que quelques modèles pour lesquels une seule espèce de nouvelles particules permet d'expliquer les résultats des observations sur la densité relique de matière noire froide.

6.3.3 Les contraintes en variant les rapports de branchements

Pour évaluer à l'échelle électrofaible les paramètres relevant de notre théorie, il est nécessaire de les faire évoluer de l'échelle GUT à l'échelle électrofaible au travers des équations du groupe de renormalisation. Le traitement numérique est complexe et dépend significativement des choix initiaux (masse du quark top à l'échelle électrofaible, la constante de couplage de l'interaction forte α_s...), ainsi que du traitement numérique des équations elles-mêmes, qui ne sont pas traitées de la même façon par les différents codes numériques existants. On observe alors des différences significatives suivant le code utilisé pour le même espace de paramètre étudié, en particulier dans la région Focus Point. La figure 6.3 présente les résultats obtenus lorsqu'on utilise DarkSUSY 4.1 couplé avec Isasugra ou avec Suspect [102].

Dans le but de s'affranchir de cette dépendance au code utilisé, on peut, comme dans la section précédente 6.3.1, fixer "à la main", les valeurs des rapports de branchements des canaux d'annihilations finaux de l'équation 6.1.

Dans les modèles mSUGRA, les canaux d'annihilations ayant une contribution significative lors de l'annihilation de neutralino sont essentiellement les canaux $b\bar{b}$, $t\bar{t}$, W^+W^- et $\tau^+\tau^-$. Comme on peut le voir sur la figure 6.4, seul le canal $\tau^+\tau^-$ montre une forme différente du spectre en énergie par rapport aux autres canaux. Dans la suite de notre étude nous nous limiterons aux deux seuls canaux $b\bar{b}$ et $\tau^+\tau^-$.

Les résultats présentés ici correspondent uniquement aux résultats obtenus pour un profil de densité de matière noire de Sagittarius dSph décrit par un modèle NFW cuspy. Les figures 6.5 et 6.6 correspondent à l'annihiliation de neutralino exclusivement dans le canal $b\bar{b}$. Ces figures présentent dans le plan (m_χ, $< \sigma v >$) respectivement les contraintes sur le flux intégré

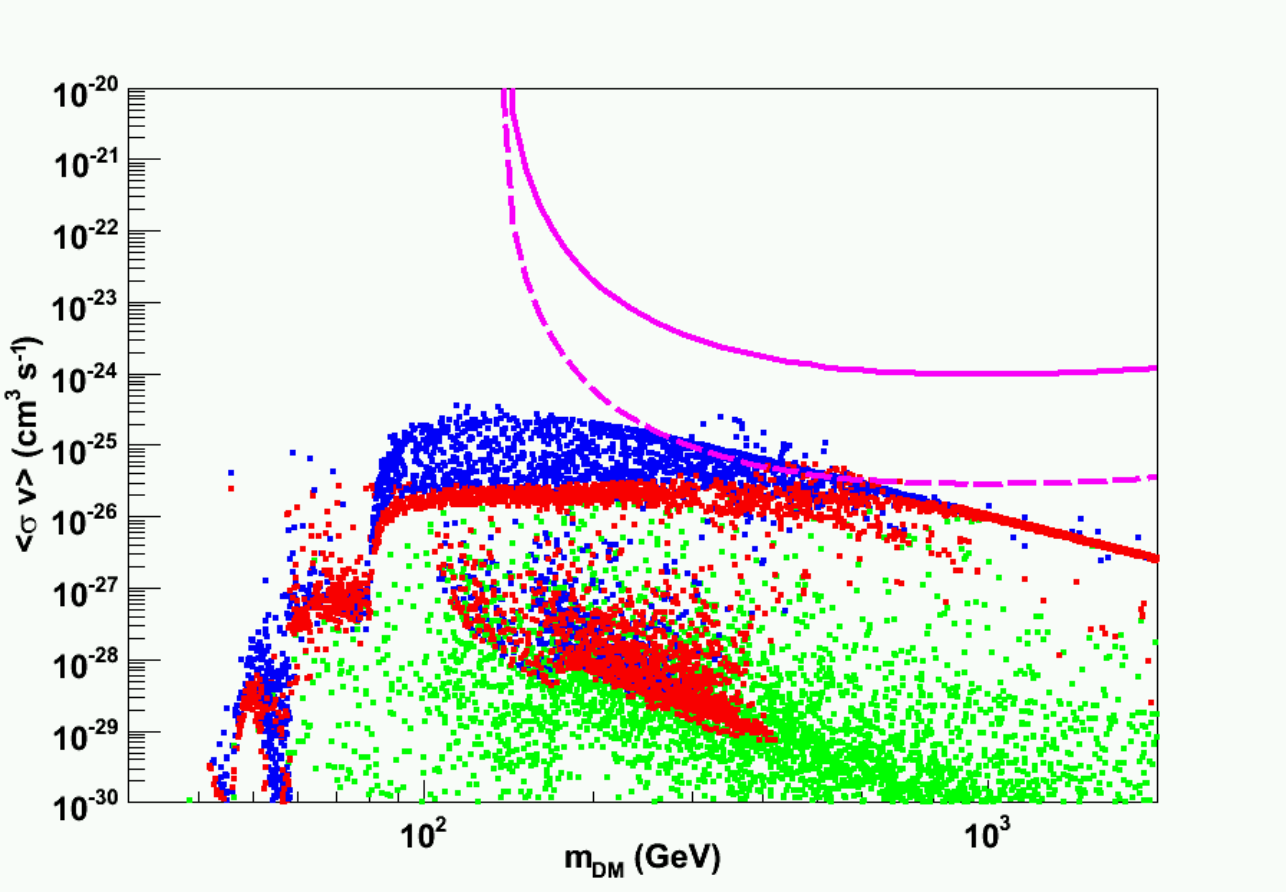


Fig. 6.2: Limites supérieures à 95%C.L. sur $< \sigma v >$ versus m_χ dans le cas d'un profil de halo de matière noire autour de Sagittarius dSph "NFW cusped" (ligne pleine) et d'un profil de cœur (ligne pointillée). L'espace des paramètres mSUGRA a été exploré avec DarkSUSY 4.1 [8] et Isasugra/Isajet7.69 [101], chaque point correspondant à un modèle spécifique. Le code de couleur des modèles est identique à celui défini précédemment. Les courbes magentas correspondent à des spectres d'annihilation modélisés par la formule analytique 6.2.

au-delà de 110 GeV actuellement obtenues et les prédictions de la significativité du signal pour 50 heures d'observation de Sagittarius dSph en faisant l'hypothèse d'un bruit de fond constant de l'ordre de 94γ /h qui correspond aux observations précédemment décrites. Sur ces deux figures, le contour fermé noir correspond aux modèles compatibles avec les contraintes établies par WMAP et les lignes noires représentent respectivement la limite supérieure obtenue sur le flux à $\pm$ 10% et les contours à 3 et 5 σ de significance pour H.E.S.S.

Les figures 6.7 et 6.8 présentent les mêmes résultats mais pour l'annihilation de neutralino exclusivement dans le canal $\tau^+\tau^-$.

Comme on peut le voir sur ces figures, pour un profil NFW, la sensibilité de H.E.S.S. dans la phase actuelle est insuffisante pour pouvoir contraindre les modèles compatibles avec WMAP, y compris pour 50 heures d'observation dans le cas d'un spectre d'annihilation pure dans le canal $b\bar{b}$.

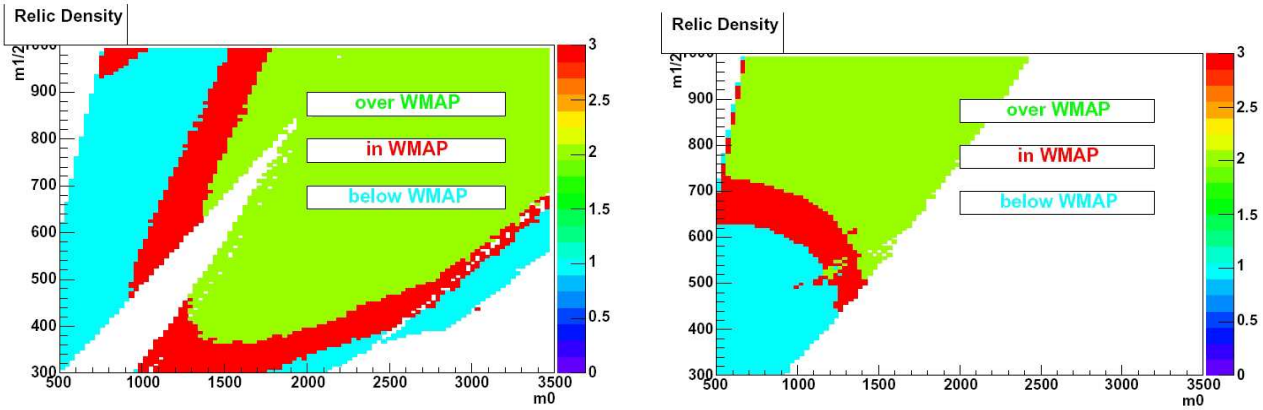


Fig. 6.3: Comparaison de deux codes utilisés pour obtenir la densité relique dans le plan (m_0,$m_{1/2}$). La figure de gauche a été générée en utilisant DarkSUSY couplé avec Isasugra tandis que la figure de droite a été obtenue en utilisant DarkSUSY couplé avec Suspect.

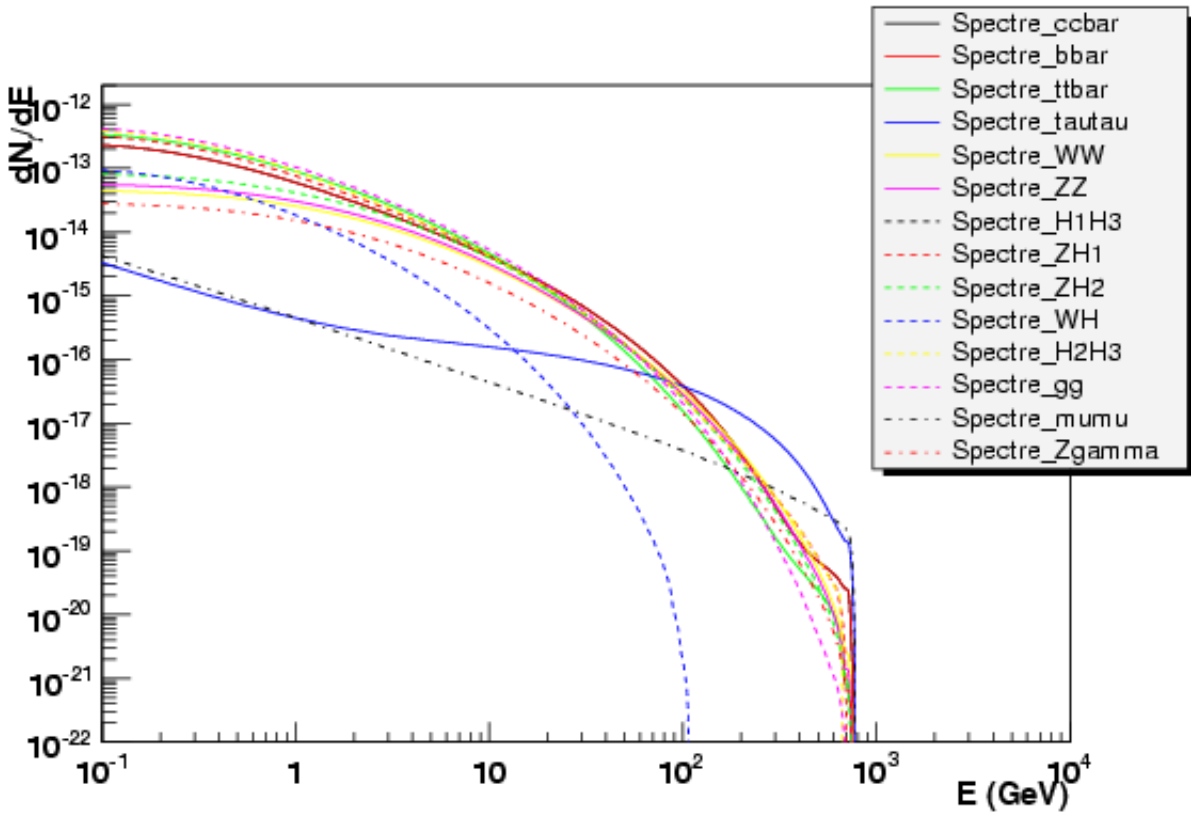


Fig. 6.4: Spectres gamma issus des différents canaux autorisés pour un neutralino d'environ 700 GeV. La valeur de normalisation des différents flux correspond au profil NFW cuspy de Sagittarius dSph.

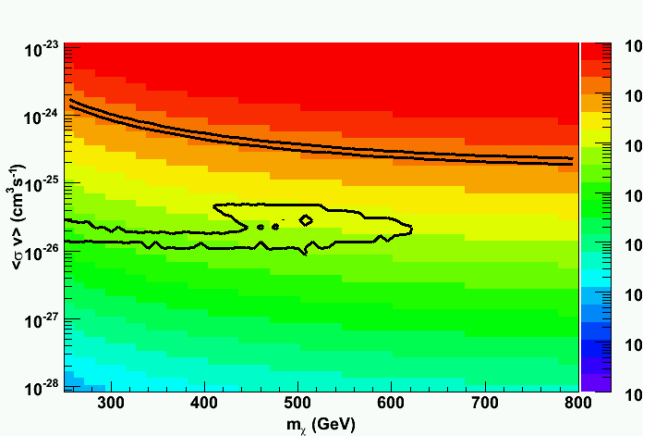


FIG. 6.5: Plan $(m_\chi, < \sigma v >)$ du flux intégré au-delà de 110 GeV pour l'annihilation de neutralino exclusivement en $b\bar{b}$. Le contour fermé noir correspond aux modèles compatibles avec les contraintes sur la densité relique établies par WMAP. Les lignes noires sont le report de la limite supérieure obtenue par H.E.S.S. sur le flux de gamma en provenance de Sagittarius dSph à $\pm$ 10%.

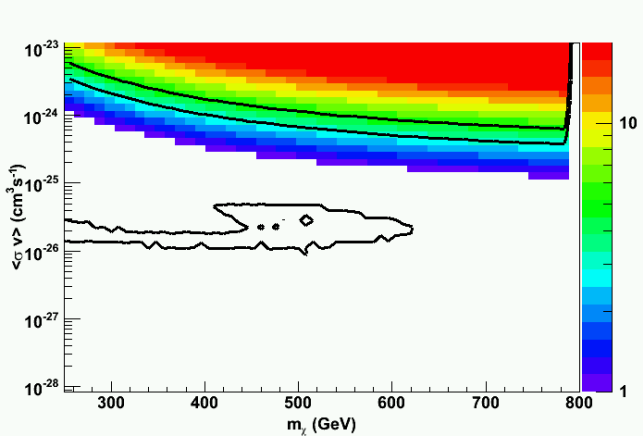


FIG. 6.6: Plan $(m_\chi, < \sigma v >)$ de la significativité du signal observable par H.E.S.S. pour l'annihilation de neutralino exclusivement en $b\bar{b}$ pour 50 heures d'observation. On suppose un bruit de fond constant à 94γ/h correspondant aux observations déjà réalisées. Le contour fermé noir correspond aux modèles compatibles avec les contraintes sur la densité relique établies par WMAP. Les lignes noires sont les contours à 3 et 5 σ pour H.E.S.S.

Dans le cas d'une désintégration exclusive dans le canal $\tau^+\tau^-$, une expérience au seuil en énergie élevée telle que H.E.S.S. est favorisée. On note ainsi sur la figure 6.7, que les limites supérieures sur le flux apportées par H.E.S.S. pour ces modèles sont du même ordre de grandeur que les flux issus de modèles satisfaisant les contraintes sur la densité relique établies par WMAP. Cependant la figure 6.8 nous indique qu'à cause du bruit de fond de ciel, même de tels modèles ne sont pas détectables de façon significative aux termes de 50 heures d'observations.

6.3.4 Cadre Kaluza-Klein

Dans le cadre des théories à dimensions supplémentaires, les plus populaires sont les modèles de "Kaluza-Klein"(KK). Nous nous intéressons aux modèles de dimensions supplémentaires universelles (UED) [39], pour lequels les champs peuvent se propager dans des dimensions supplémentaires plates de petite taille. Dans ce cas, le candidat à la matière noire est la particule la plus légère, la LKP[5], stable.

Dans les modèles UED, la LKP est le premier état excité du boson de jauge faible $\tilde{B}^{(1)}$, pour lequel, les suppressions des canaux d'annihilations sont différentes de celles obtenues pour les modèles supersymétriques. Ainsi, la LKP peut s'annihiler directement en e^+e^-, $\mu^+\mu^-$ et $\tau^+\tau^-$

[5]Lightest Kaluza-Klein Particle

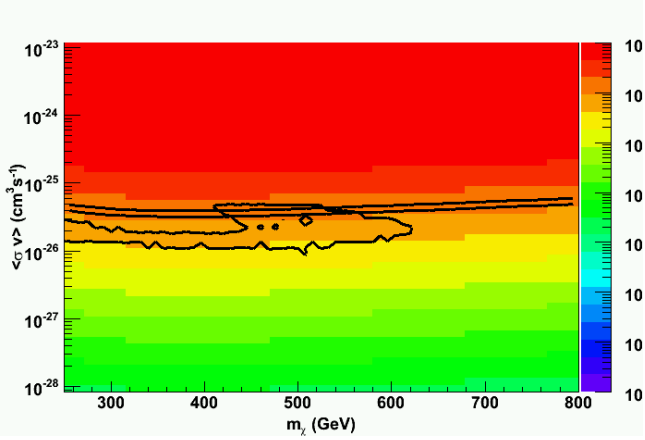


Fig. 6.7: Plan $(m_\chi, < \sigma v >)$ du flux intégré au-delà de 110 GeV pour l'annihilation de neutralino exclusivement en $\tau^+\tau^-$. Le contour fermé noir correspond aux modèles compatibles avec les contraintes sur la densité relique établies par WMAP. Les lignes noires sont le report de la limite supérieure obtenue par H.E.S.S. sur le flux de gamma en provenance de Sagittarius dSph à $\pm$ 10%.

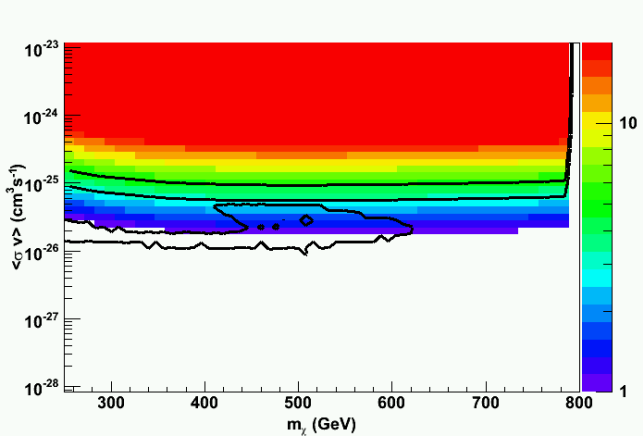


Fig. 6.8: Plan $(m_\chi, < \sigma v >)$ de la significativité du signal observable par H.E.S.S. pour l'annihilation de neutralino exclusivement en $\tau^+\tau^-$ pour 50 heures d'observation. On suppose un bruit de fond constant à 94γ/h correspondant aux observations déjà réalisées. Le contour fermé noir correspond aux modèles compatibles avec les contraintes sur la densité relique établies par WMAP. Les lignes noires sont les contours à 3 et 5 σ pour H.E.S.S.

qui peuvent produire à leur tour un grand nombre d'électrons et de positrons de très hautes énergies. Un continuum de gamma VHE est alors généré à travers la production de gamma par pertes radiatives, dont le spectre est plus dur que celui des particules dont ils sont issus. La section efficace d'annihilation de la LKP est proportionnelle à l'hypercharge (Y_R et Y_L[6]) des fermions de l'état final à la puissance quatrième, c'est pourquoi la majorité des produits d'annihilations sont des leptons chargés (approximativement 20% par générations). Les autres modes d'annihilation qui dominent sont, par ordre décroissant, les quarks de type up ($\approx$ 11% par génération), les neutrinos ($\approx$ 1.2% par génération), les bosons de Higgs ($\approx$ 2.3%) et les quarks de type down ($\approx$ 0.7% par génération).

La section efficace totale d'annihilation de la LKP est donnée par [39]

$$< \sigma v >= \frac{95 g_1^4}{324 \pi m_{LKP}^2} \approx \frac{1.7 \times 10^{-26} cm^3/s}{(m_{LKP/TeV})^2} \tag{6.9}$$

Si aucun autre état de Kaluza-Klein ne joue de rôle significatif dans le gel de la densité de la LKP, alors l'équation précédente nécessite que la masse de la LKP soit approximativement

[6]Les hypercharges Y_R et Y_L correspondent respectivement aux hypercharges des particules d'hélicité droite et gauche.

comprise entre 300 GeV et 1 TeV afin d'être compatible avec les mesures de l'expérience WMAP sur la densité relique de matière noire dans l'Univers ainsi que les contraintes des accélérateurs.

La figure 6.9 représente la section efficace d'annihilation pondérée par la vitesse de la LKP $< \sigma v >$ en fonction de la masse de la LKP. Les modèles compatibles avec les contraintes établies par WMAP sur la densité relique sont représentés en jaune. Les limites supérieures à 95%C.L. selon les modèles de halo de matière noire que nous avons déjà discutés sont aussi reportés sur cette figure.

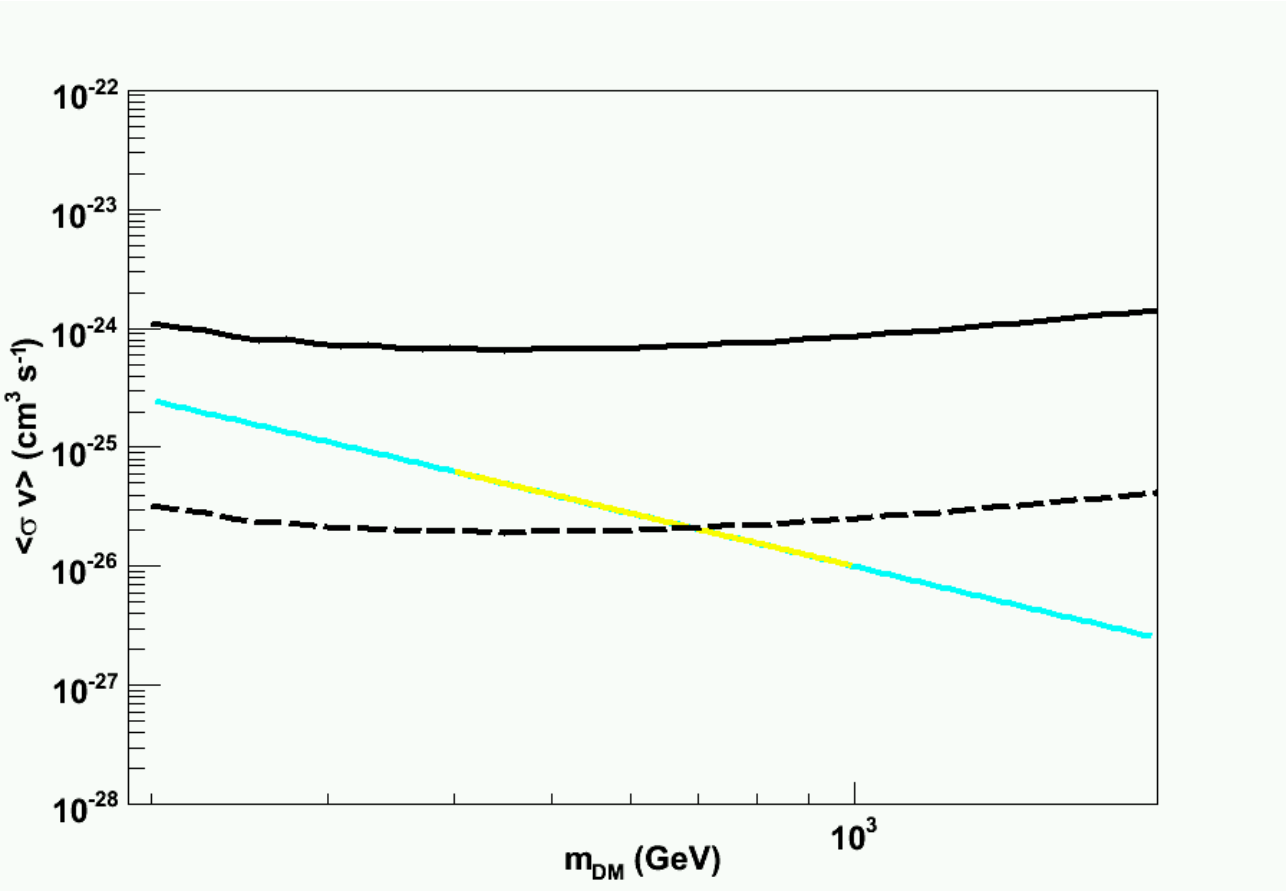


Fig. 6.9: Limites supérieures à 95%C.L. sur $< \sigma v >$ en fonction de la masse de $\tilde{B}^{(1)}$ des scénarii Kaluza-Klein UED pour les modèles NFW cuspy (ligne pleine) et de cœur (ligne pointillée). La ligne bleue correspond aux modèles de KK. Les modèles surlignés en jaune satisfont les contraintes de WMAP sur Ω_{CDM}.

Comme on peut le voir sur la figure 6.9, si le halo de matière noire entourant Sagittarius dSph est compatible avec un modèle de type Navarro-Frenk-White cuspy, le temps actuel d'observation obtenu avec H.E.S.S. ne permet pas de contraindre la masse de la LKP. Cependant, dans le cas plus optimiste où le profil du halo de matière noire serait de type cœur, alors, étant donné qu'aucun signal n'a été observé, un nombre important de modèles compatibles avec WMAP sont d'ores et déjà exclus à 95%C.L. Les observations conduites par H.E.S.S. ne pourraient s'expliquer si la LKP avait une masse inférieure à 700 GeV.

Conclusion

Les observations menées par H.E.S.S. sur la galaxie naine du Sagittaire permettent d'accéder aux modèles de nouvelles physiques pour lesquels la masse de la matière noire m_{DM} s'étend de 110 GeV à plus de 2 TeV. Dans le cas d'un profil de densité correspondant à une modélisation Navarro-Frenk-White, les sensibilités actuelles ne permettent pas de contraindre les modèles supersymétriques ou de dimensions supplémentaires ayant des densités reliques compatibles avec les contraintes actuelles. Dans le cas plus optimiste où le profil de densité de Sagittarius dSph est modélisé par un profil de coeur, une large gamme de modèles à extra-dimensions universelles est d'ores et déjà exclue et les limites supérieures sur la section efficace d'annihilation pondérée par la vitesse des particules supersymétriques réduisent considérablement l'espace des paramètres de ces modèles.

Contrairement au Centre Galactique, aucune source astrophysique conventionnelle n'a été détectée dans le champ de vue de H.E.S.S. autour de la position de Sagittarius dSph. Les limites supérieures établies sur l'intensité du flux venant de l'annihilation de la matière noire sont plus contraignantes que celles établies pour le Centre Galactique, bien que le rapport des intégrales le long de la ligne de visée des profils de densité de matière noire dans ces deux objets soit largement plus important dans le cas du centre de la Galaxie.

Le temps de prise de données par H.E.S.S. pour la galaxie naine du Sagittaire est le plus important temps d'observation pour un objet de ce type par une expérience Cherenkov au sol. Pour une modélisation standard selon un profil NFW, les contraintes établies sont déjà les plus fortes pour ce type d'expérience.

La seconde phase de l'expérience H.E.S.S., avec l'ajout d'un cinquième télescope possédant une surface de collection beaucoup plus importante, permettra d'abaisser le seuil en énergie de l'expérience. Comme nous le verrons par la suite, la proximité de Sagittarius dSph du plan de la Galaxie présente à l'heure actuelle un certain handicap pour des observations conjointes avec le Fermi-LAT. Dans le futur cependant, grâce à l'accumulation des données par le LAT, la synergie entre ces deux expériences devrait permettre d'améliorer de façon importante le potentiel de découverte de la nature de la matière noire.

Deuxième partie

Fermi

Chapitre 7

Présentation de l'expérience Fermi (GLAST)

Sommaire

6.1 Introduction 136

6.2 Contraintes sur le flux de gamma issus de l'annihilation de matière noire 136

6.2.1 Continuum gamma du spectre d'annihilation 136

6.2.2 Le cas des raies monochromatiques 138

6.3 Contraintes apportées dans les différents cadres de modèles de matière noire 138

6.3.1 Cadre phénoménologique MSSM 139

6.3.2 Cadre mSUGRA 140

6.3.3 Les contraintes en variant les rapports de branchements 142

6.3.4 Cadre Kaluza-Klein 145

Fig. 7.1: Le satellite Fermi à bord de la fusée Delta-II avant le lancement.

Le 11 juin 2008 la NASA lançait, depuis le pas de tir de la base américaine de Cap Canaveral, une fusée Delta-II contenant le satellite de la mission, à l'origine dénommée "Gamma-ray Large Area Space Telescope" (GLAST) et rebaptisée "Fermi Gamma Ray Space Telescope" (Fermi) peu après le lancement[1], figure 7.1. A son bord, deux instruments capables de détecter le rayonnement électromagnétique sur plus de 8 ordres de grandeurs en énergie : le Gamma-ray Burst Monitor (GBM), principalement dédié à l'étude des sources transitoires (notamment les sursauts) dans le domaine des rayons X durs et des gamma mous, avec un domaine en énergie variant entre 8 keV et 30 MeV ; tandis que le Large Area Telescope est conçu pour l'astronomie gamma des hautes énergies (HE) entre 20 MeV jusqu'à plus de 300 GeV.

Fermi opère sur une orbite située à environ 565 km d'altitude et une inclinaison de 25.5°. Le poids total de l'instrument est de 4.8 tonnes dont 2.7 tonnes pour le LAT. Sans prendre en compte les panneaux solaires, l'instrument a une hauteur de 2.8 m pour une base carrée de 2.5 m de côté. Le principal mode d'opération de Fermi pour l'ensemble de la durée de la mission[2] est aussi celui sous lequel il a opéré toute la première année, et est appelé mode de cartographie. Dans ce mode d'observation, l'axe de direction principale de l'instrument alterne pour deux orbites successives entre un pointé à +35° et un pointé à -35° par rapport au vecteur Terre-satellite. Grâce à ce choix d'observation, le LAT, l'instrument ayant le plus petit champ de vue à bord du satellite, peut observer le ciel de façon quasiment uniforme toutes les deux orbites, soit approximativement toutes les 3 heures[3]. Il est cependant possible, pour certaines

[1]Par superstition et tradition, toutes les missions spatiales de la NASA sont rebaptisées une fois le lancement réussi.

[2]Initialement prévue pour 5 ans

[3]Chaque zone du ciel aura alors un temps d'exposition moyen de 20 minutes dans le LAT.

raisons observationnelles particulièrement motivées, de travailler en mode de pointé direct vers une région particulière du ciel. Cela peut être le cas pour l'étude de phénomènes transitoires, tels que les Gamma-Ray Bursts (GRBs) ou pour les pulsars, comme ce fut le cas pour la mesure de la période de pulsation du pulsar Vela durant la phase de calibration[4] peu après le lancement [103].

Ces deux instruments, installés sur le même satellite, sont issus de deux collaborations différentes. Le GBM a été développé et conçu par une collaboration de deux pays, l'Allemagne et les Etats-Unis. Le LAT quant à lui est issu d'une collaboration plus large, comprenant les Etats-Unis, la France, l'Italie, le Japon et la Suède.

7.1 Le Gamma-ray Burst Monitor : GBM

Le Gamma-ray Burst Monitor (GBM) est l'un des deux instruments installés à bord du satellite Fermi. Il est conçu pour étudier les phénomènes transitoires et notamment les sursauts gamma , ces énormes "bouffés" de photons énergétiques, libérés en quelques secondes lors des phénomènes astrophysiques les plus violents de l'Univers (l'énergie moyenne libérée en quelques secondes par un sursaut est de 10^{51}erg, soit l'équivalent de la totalité de l'énergie cinétique libérée par une supernova). Grâce aux observations conjointes des deux instruments, certaines réponses sur la nature des objets qui les initient et aux phénomènes mis en jeux lors des ces évènements commencent à être résolus. L'observation du GBR090510 [104] a notamment permis d'émettre de fortes contraintes sur les mécanismes d'accélération et sur l'invariance de Lorentz.

7.1.1 Description de l'instrument

Le GBM est constitué de 14 détecteurs de scintillations fixés sur la structure du satellite. La figure 7.2 indique leur position sur celle-ci.

Douze des ces détecteurs sont des cristaux d'iodure de sodium (NaI) d'un diamètre de 12.7 cm pour une épaisseur de 1.27 cm. Chacun des cristaux est directement couplé à un PMT[5] R877 de Hammamatsu de 12.7 cm de diamètre ayant une réponse bien définie pour le photo-électron unique, particulièrement adapté à la détection pour les basses énergies, de 8 keV jusqu'à 1 MeV. Un exemple de cristal de NaI couplé à son PMT est visible sur la partie gauche de la figure 7.3. L'utilisation du NaI possède plusieurs avantages. C'est notamment un matériau à faible coût pour une haute efficacité. Il permet de plus une bonne résolution spectrale permettant aussi de caractériser les paramètres d'ajustement spectraux, comme nous le verrons par la suite. L'épaisseur utilisée a été optimisée pour fonctionner dans une gamme d'énergie où les sursauts émettent typiquement la plus grande partie de leur énergie électromagnétique. Cette épaisseur fournit une réponse angulaire connue, ce qui est important lors de la détermination de la position du sursaut, en utilisant le taux relatif des différents cristaux, de façon semblable

[4] L'observation du pulsar Vela, chandelle standard de l'astronomie gamma au GeV, durant la phase de calibration de l'instrument, a permis de tester les performances temporelles, en énergies et en résolution angulaire de l'instrument.

[5] PhotoMultiplier Tube

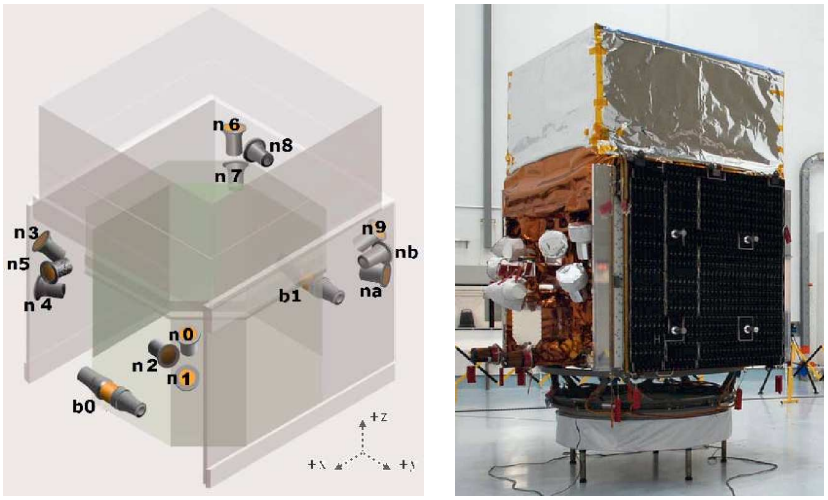


Fig. 7.2: *Gauche* : représentation schématique du satellite Fermi, montrant l'emplacement des 14 détecteurs du GBM : 12 détecteurs NaI (de n0 jusqu'à nb) localisés par groupe de 3 sur les bords du satellite. Les 2 détecteurs BGO (b0 and b1) sont placés sur deux faces opposées du satellite. *Droite* : Photographie de Fermi prise à Cap Canaveral quelques jours avant le lancement. six détecteurs NaI et un BGO sont visibles sur le côté du satellite. Le LAT est visible en haut, sous sa couverture anti micro-météroïtes.

à celle de son prédécesseur BATSE sur CGRO[6]. Comme on peut le voir sur le schéma de gauche de la figure 7.2, ils sont arrangés par triplets sur le bord de 4 faces du satellite. Cet arrangement permet une exposition de la totalité du ciel non-occulté par la Terre. D'autre part, les erreurs systématiques de la localisation des sursauts seront d'autant plus réduites que le sursaut sera vu par un nombre important de détecteurs NaI, ayant chacun un champ de vue plus petit. Les deux autres détecteurs de scintillations équipant le GBM sont des cristaux de germanate

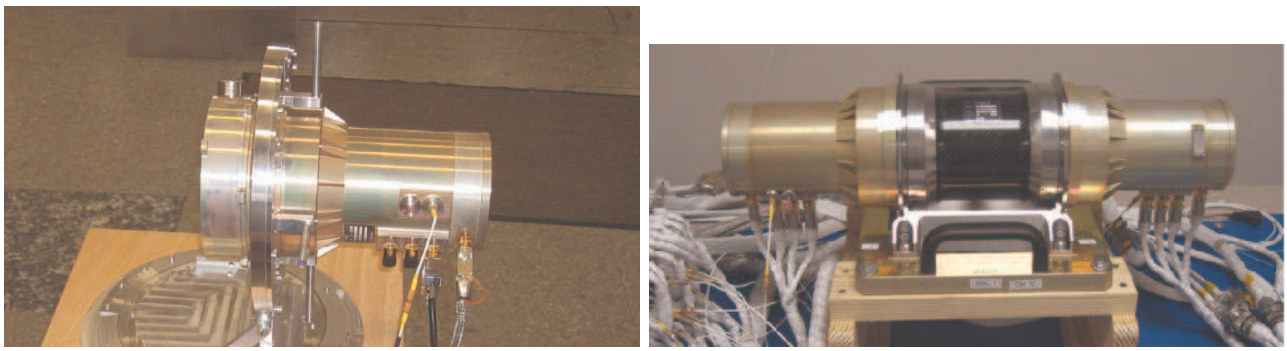


Fig. 7.3: *Gauche* : Photographie d'un détecteur de NaI (cristal + PMT) sur le banc de mesure lors de la phase de calibration. *Droite* : Photographie d'un détecteur de BGO. Les deux PMTs à chaque extrémité du cristal de BGO sont clairement visibles. Photographies prises au Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik (MPE, Munich, Allemagne).

[6] *Burst And TranSient Experiment* à bord du *Compton Gamma Ray Observatory*.

de bismuth (BGO). C'est un matériel de haute densité qui permet de couvrir la partie haute énergie du GBM, de 150 keV jusqu'à 40 MeV et notamment un recouvrement en énergie avec le LAT. Contrairement aux détecteurs de NaI, 2 PMTs (identiques à ceux utilisés avec les NaI) sont placés de part et d'autre du cristal de BGO de 12.7 cm de diamètre et 12.7 cm d'épaisseur (cf partie droite de la figure 7.3). Les signaux de sorties de ces PMTs sont sommés et chacun est contrôlé par sa propre alimentation haute tension. Cette conception permet de collecter la lumière de façon uniforme sur l'ensemble du volume du détecteur et fournit aussi une redondance pour le cas d'une panne ou d'une dégradation de l'un des PMTs. Cet agencement n'est pas possible pour les cristaux de NaI observant les gamma de basses énergies, car ceux-ci seraient alors absorbés par le PMT de la face observant. Le champ de vue accessible avec ces détecteurs est proche de 4π sr.

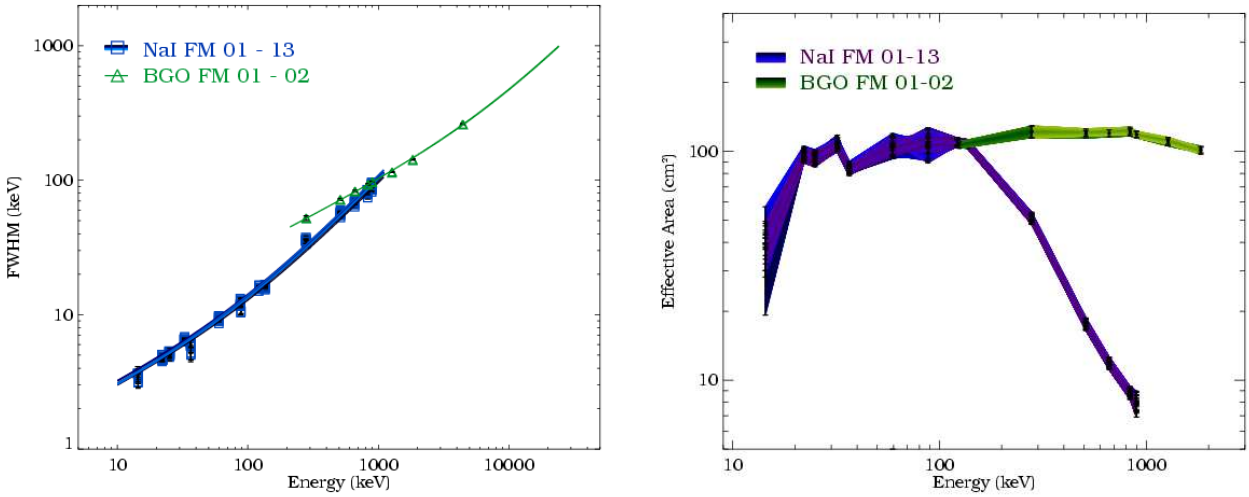


Fig. 7.4: *Gauche* : Résolution en énergie (en keV) des 12 détecteurs de NaI (carrés bleus) et des 2 détecteurs de BGO (triangles verts). Pour chaque type, l'ajustement standard est aussi montré. *Droite* : Surfaces efficaces sur axe des détecteurs du GBM. Les mesures ont été obtenues à partir de différentes sources radioactives lors de la phase de test au sol, réalisées au MPE à Munich, au BESSY à Berlin et au SLAC à Stanford.

La résolution en énergie typique des cristaux de NaI et BGO ainsi que leurs surfaces efficaces de collection sont présentées sur la figure 7.4. Après 6 mois de prise de données, les performances du GBM ont permis d'observer environ 120 sursauts dont 20 courts, ce qui est conforme aux prédictions basées sur les résultats de BATSE [105].

7.1.2 Les objectifs scientifiques du GBM

Les objectifs scientifiques du GBM sont principalement au nombre de trois. Premièrement la diffusion d'alertes de détection de sursauts auprès du LAT et au sol. Ensuite la localisation de ces sursauts afin que ces informations puissent être utilisées pour la recherche d'émission rémanente dans d'autres longueurs d'ondes par le Gamma-ray burst Coordinates Network (GCN)

et l'Interplanetary Network (IPN). Enfin le dernier et le plus important objectif, la distribution des spectres et des courbes de lumière à la communauté scientifique.

Le schéma de déclenchement du GBM est similaire à celui utilisé en son temps par BATSE. Il requiert un excès au-dessus du niveau de bruit de fond dans le taux de coups observés par deux détecteurs de NaI, exprimé en nombre de déviations standards. La configuration standard du seuil de déclenchement est de 4.5 σ obtenus sur une gamme en énergie allant de 50 à 300 keV pour un intervalle de temps[7] de 1.024 s.

Il existe trois étapes pour accroître la précision de localisation des sursauts dans le ciel. La première est faite de façon automatique à bord du satellite et permet de connaître la localisation avec une précision inférieure à 15° en 1.8 s, ce qui peut être utilisé comme signal de déclenchement pour le LAT. Dans le cas où le sursaut n'est pas dans le champ de vue du LAT, il est possible de procéder à un nouveau pointé du satellite. Après la transmission des données au sol, typiquement de l'ordre de quelques secondes, la position est à nouveau calculée automatiquement avec une précision de moins de 5° en 5 s. Cette information est alors transmise aux réseaux GCN et IPN pour la recherche d'émission rémanente avec d'autres instruments. Enfin, l'implication humaine dans l'analyse des données permet d'obtenir typiquement au bout d'un jour une précision meilleure que 3°.

Grâce aux performances des détecteurs NaI et BGO, le GBM peut aussi fournir des spectres résolus en temps et des courbes de lumière résolues en énergie entre la dizaine de keV et jusqu'à 40 MeV. Ainsi le GBM permet d'obtenir de précieuses informations sur la forme spectrale et les paramètres d'ajustements de certains modèles afin de tenter de répondre aux nombreuses questions qui peuvent se poser tant sur l'origine des sursauts que sur leur évolution temporelle.

7.2 Le Large Area Telescope : LAT

Comme nous l'avons déjà mentionné plus haut, le LAT est issu d'une collaboration internationale. En terme d'effectif humain, cela représente actuellement environ 390 membres dont 95 scientifiques affiliés, 68 post-doctorants et 105 étudiants en thèse. Au niveau français, les instituts impliqués dans l'expérience sont : le Commissariat à l'Energie Atomique[8] et 4 laboratoires[9] de l'Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules (IN2P3) et de l'Institut National des Sciences de l'Univers (INSU) du Centre Nationale de la Recherche Scientifique (CNRS).

Le LAT couvre à lui seul plus de 4 ordres de grandeurs en énergie. Cela permet d'étudier un grand nombre de sources astrophysiques émettant dans cette gamme d'énergie et qui, à l'heure actuelle, sont encore mal comprises. Les objectifs scientifiques visés par le LAT seront abordés dans les dernières parties de cette section. Nous allons tout d'abord décrire le principe de fonctionnement du LAT en présentant les instruments qui le composent. La réjection du fond dans une expérience satellite, diffère de celle des télescopes Cherenkov au sol et sera discutée

[7] Il est à noter que l'échelle de temps pour laquelle la significativité d'un signal est calculée peut-être ajustée à l'un des 5 intervalles suivants : 16 ms, 64 ms, 256 ms, 1.024 s et 4.096 s ; ainsi que sur 5 gammes d'énergies ajustables.

[8] IRFU(SEDI/SAP).

[9] Le CENBG à Bordeaux, le LPTA à Montpellier, le LLR à Paris et le CESR à Toulouse.

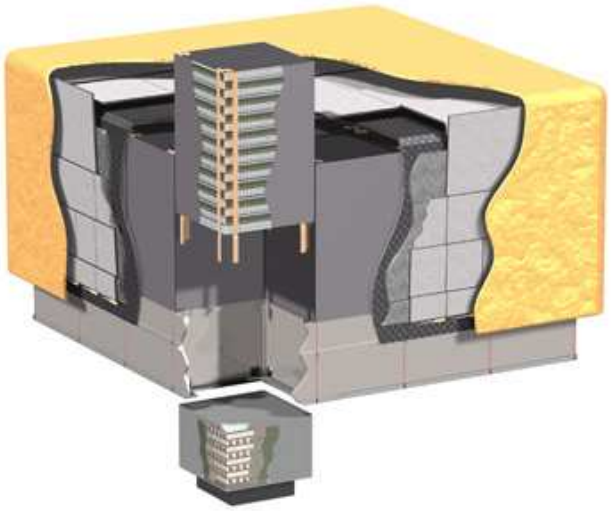


Fig. 7.5: Vue éclatée du LAT. La couverture anti micro-météorites, les tuiles du détecteur d'anti-coïncidence et une vue dissociée du trajectorgraphe et du calorimètre d'une des 16 tours sont en particulier visibles.

dans la section 7.2.1.3. La compréhension préalable de ces deux points nous permettra en effet de mieux aborder les différents sujets de physique traités avec le LAT.

7.2.1 Les instruments composant le LAT

Aux énergies que nous considérons (supérieures à quelques MeV), les rayons gamma ne peuvent être ni réfléchis ni réfractés. Il est donc nécessaire d'utiliser une autre méthode permettant de déterminer la direction d'incidence et l'énergie de ces photons. Le LAT est un télescope à conversion par paires. Il est constitué de 16 modules identiques, à base carrée de 36 cm de coté, arrangés sur une grille 4×4. Chacun de ces modules est constitué d'un convertisseur-trajectographe permettant la reconstruction de la direction du photon incident. Il surmonte un calorimètre formé de cristaux de CsI grâce auquel l'énergie de la particule incidente est reconstruite. Au-dessous de ce calorimètre se situe le système d'électronique d'acquisition pour chacun des modules, constitué notamment d'un système de déclenchement programmable. L'ensemble des 16 modules est recouvert d'un dôme d'anti-coïncidence segmenté permettant de discriminer les photons des rayons cosmiques chargés. Enfin, l'ensemble du système est recouvert d'une couverture thermique protégeant la structure des variations de température et des micro-météorites. Une vue d'artiste du LAT, pour laquelle le trajectographe et le calorimètre d'une des 16 tours ont été dissociés, est présentée sur la figure 7.5.

Les dimensions du LAT sont de 1.8 m $\times$ 1.8 m $\times$ 0.72 m. Soit un rapport hauteur sur largeur de 0.4, permettant ainsi d'avoir un très grand champ de vue (> 2.4 sr).

Dans cette section nous présenterons les principaux instruments qui composent le LAT

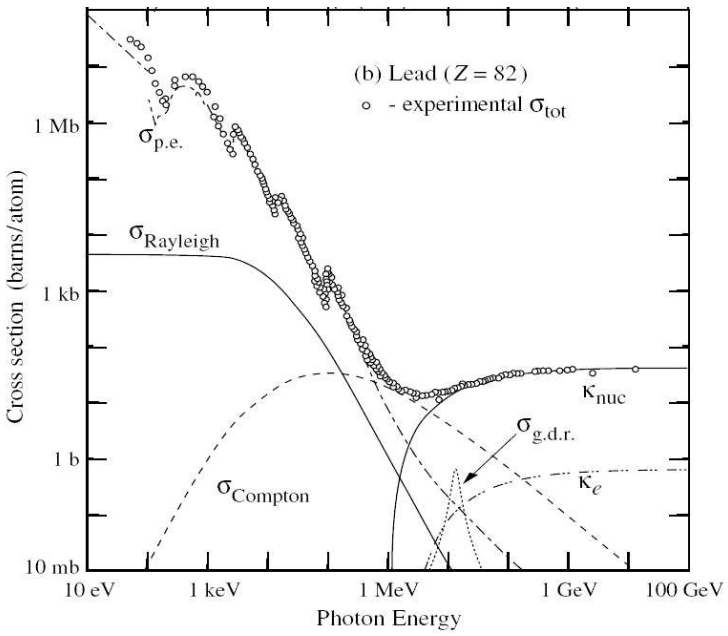


Fig. 7.6: Section efficace totale des photons dans un matériau de haute densité (Z=82). Les différentes sections efficaces des photons sont montrées. Notamment κ_{nuc} correspond à la production de paires e^+e^- dûe au champ magnétique nucléaire. Figure tirée de [33].

ainsi que les fonctions qu'ils remplissent. Dans un premier temps, nous discuterons le rôle du convertisseur-trajectographe qui permet de déterminer de façon indirecte la direction incidente du photon. Nous détaillerons ensuite le calorimètre qui permet de remonter à l'énergie de la particule incidente. Enfin le dôme d'anti-coïncidence grâce auquel la majorité des rayons cosmiques chargés sont rejetés sera présenté.

7.2.1.1 Convertisseur-trajectographe (Tracker : TKR) de précision

Le convertisseur-trajectographe (TKR) est constitué de 19 plans successifs de tungstène, dont les 16 premièrs comprenant des feuilles de 1.5 longueurs de radiation pour un évènement d'incidence verticale. Cet élément de haute densité (Z=74) convertit les photons HE en paires positron-electron.

En effet comme le montre la figure 7.6, la section efficace dominante d'un photon dans un matériau de haute densité aux énergies qui nous intéressent ($>$ 20 MeV) est la production de paires due au champ magnétique des noyaux. Des bandes de silicium (SSDs : *Stip Silicon Detectors*), constituant l'élément actif du trajectographe, sont placées au-dessous des plans de tungstène. Au total, 73.8m^2 de détecteur de silicium composent le trajectographe du LAT, soit à peu près l'équivalent du détecteur CMS[10], l'une des quatre expériences du Large Hadron Collider.

Lorsqu'une particule chargée rencontre un SSD, il y a déplacement de charge dans le SSD,

[10]Compact Muon Solenoid.

induisant un signal électrique qui sera lu par l'électronique d'acquisition. Ces SSDs permettent de tracer les particules chargées qui les traversent et, de façon indirecte, de remonter à la trajectoire du photon incident. Afin de déterminer précisément la position de passage des particules chargées au travers des 19 niveaux successifs, chaque plan comporte deux canevas orientés à 90° l'un de l'autre (x, y, la direction z correspond à la hauteur du module).

La résolution angulaire, en anglais "point spread function" (PSF), est la distribution de probabilité de la direction reconstruite d'un rayon gamma incident d'une source ponctuelle. Dans le cas du LAT et plus précisément du TKR, le bremssthrahlung des électrons et des positrons produit par interaction avec les champs magnétiques des noyaux du TKR, produisent des photons secondaires qui limitent la résolution angulaire. La diffusion multiple des paires e^+e^- est elle aussi une source importante de limitation de la résolution angulaire car elle induit une perte sur la direction incidente. Pour pouvoir reconstruire le plus précisément possible la direction des gamma incidents, il est donc important de placer les SSDs juste au-dessous des feuilles de tungstène. La distance entre les plans de tungstène et ceux des SSDs est de 2 mm. Par ailleurs, la non-détection du passage de l'une des particules chargées à travers les premières couches de silicium correspond à peu près à une perte d'un facteur 2 sur la résolution angulaire de la reconstruction d'une trace initiée par un gamma de 100 MeV. Il est donc primordial de bien reconstruire ces premières traces.

L'un des principaux défis de conception a été de trouver un équilibre entre des convertisseurs fins permettant d'assurer une bonne PSF à basse énergie (puisqu'en première approximation celle-ci est déterminée par la dépendance en $1/E$ des diffusions multiples) et la maximisation de la surface effective pour les hautes énergies. C'est pourquoi il existe deux parties dans le TKR du LAT. La partie "avant" ("front") constituée des 12 premières couches du convertisseur, chacune d'entre elles ayant une épaisseur de 0.03 longueur de radiation tandis que les 4 dernières couches, constituant la partie "arrière" ("back") ont une épaisseur environ 6 fois plus importante.

Afin de lire les informations obtenues par le convertisseur-trajectographe, l'électronique utilisée comporte 2 ASICs[11]. Le premier est une puce électronique d'amplification et de discrimination tandis que le second est un contrôleur de lecture digitale. Chaque puce d'amplification et de discrimination est programmée avec un seul seuil de déclenchement qui enregistre 0 ou 1 (dans le cas où une trace a été vue) lorsque le signal de déclenchement est généré. Comme chacune des voies peut garder en mémoire 4 évènements et que le système est capable de déclencher y compris lors de la lecture des signaux des évènements précédents, le système a alors un temps mort très faible et un grand débit de diffusion.

En plus des informations nécessaires pour reconstruire les traces des évènements, le système mesure et enregistre aussi le temps au dessus du seuil (TOT[12]) de chacune des couches ayant déclenchée, ce qui permet d'obtenir des informations sur la nature de la particule chargée ayant déposée de l'énergie. En effet, les traces isolées correspondant à des gerbes initiées dans le calorimètre peuvent aussi arriver dans le TKR et imiter la conversion d'un rayon gamma. Pour ce type de trace, le dépôt de charge est très important et le temps au dessus du seuil est alors très large, contrairement à celui des photons, permettant la discrimination.

[11] Application Specific Integrated Circuits
[12] Time-over-threshold

7.2.1.2 Calorimètre

Chacun des 16 modules du LAT comporte un calorimètre dont le but premier est de mesurer le dépôt d'énergie des gerbes électromagnétiques afin de remonter à l'énergie du gamma incident. Pour cela, un module du calorimètre du LAT est composé de 96 cristaux d'iodure de césium (CsI) de dimensions 2.7 cm × 2.0 cm × 32.6 cm. Lorsqu'une particule pénètre dans un de ces cristaux, elle perd de l'énergie, généralement par ionisation ou interaction nucléaire en excitant au moins un des atomes du cristal. Lors de la désexcitation de cet atome, un photon est émis. Le flux de lumière émise par scintillation lors du passage de la particule à travers le cristal est proportionnel à l'énergie déposée. Dans le cas du calorimètre du LAT, afin de récolter ce flux lumineux, deux photo-diodes différentes sont placées à chaque extrémité des barreaux de CsI, permettant ainsi de couvrir une gamme dynamique plus grande. En effet, la grande photo-diode (147 mm^2) permet de couvrir une gamme en énergie allant de 2 MeV jusqu'à 1.6 GeV. La petite ($25mm^2$) permet quant à elle de couvrir une gamme de 100 MeV jusqu'à 70 GeV.

Le second but du calorimètre installé à bord du LAT est la reconstruction spatiale des gerbes notamment celles très inclinées qui ne sont pas passées à travers le trajectographe. Pour cela, les cristaux de CsI sont arrangés sur 8 couches horizontales successives de 12 cristaux selon un montage hodoscopique. L'arrangement des cristaux composant le calorimètre est montré sur la figure 7.7. La profondeur totale du calorimètre à la verticale est alors de 8.6 longueurs de radiation portant ainsi la profondeur totale de l'instrument étant de 10.1 longueurs de radiations. Chacun des cristaux de CsI renvoie 3 coordonnées spatiales pour le dépôt d'énergie. 2 coordonnées discrètes de la position physique du cristal dans le réseau. La troisième coordonnée est la position à l'intérieur du cristal. Elle est déterminée par la mesure de l'asymétrie de la lumière reçue à chaque extrémité. C'est cette dernière position qui est la plus précise (de l'ordre de quelques millimètres [106]).

Le niveau de segmentation est suffisamment élevé pour permettre l'imagerie spatiale de la gerbe ainsi que la reconstruction précise de sa direction. La capacité d'imagerie et la profondeur du calorimètre permettent d'atteindre les hautes énergies et contribuent de façon significative à la réjection du bruit de fond.

7.2.1.3 Détecteur d'anti-coïncidence

Le dôme d'anti-coïncidence (Anti-Coincidence Detector, ACD) a pour rôle de rejeter une partie très importante du bruit de fond dû aux rayons cosmiques chargés (RCC). En effet, le flux des RCC est entre 3 et 5 ordres de grandeur plus élevé que le flux de gamma HE. Afin d'arriver à une réjection finale des RCC de 99.999% en combinant l'ensemble des sous-systèmes du LAT, l'ACD doit avoir une efficacité de réjection de 99.97%. Pour cela, l'ACD doit donc être composé d'un matériau ayant une grande sensibilité aux particules chargées. Le choix s'est porté sur des tuiles de plastique scintillant, déjà très utilisé dans le domaine spatial et ayant l'avantage d'être fiable, efficace, bien compris, peu onéreux et léger. Ce dernier point est aussi un atout important puisqu'il faut couvrir une surface totale de 8.3 m^2 (le sommet et les 4 côtés du LAT). L'ACD est composé de tuiles de différentes tailles, les plus grandes ($<$1000 cm^2) situées sur le sommet et d'autres plus petites sur les côtés afin d'avoir un angle solide similaire à celui du calorimètre.

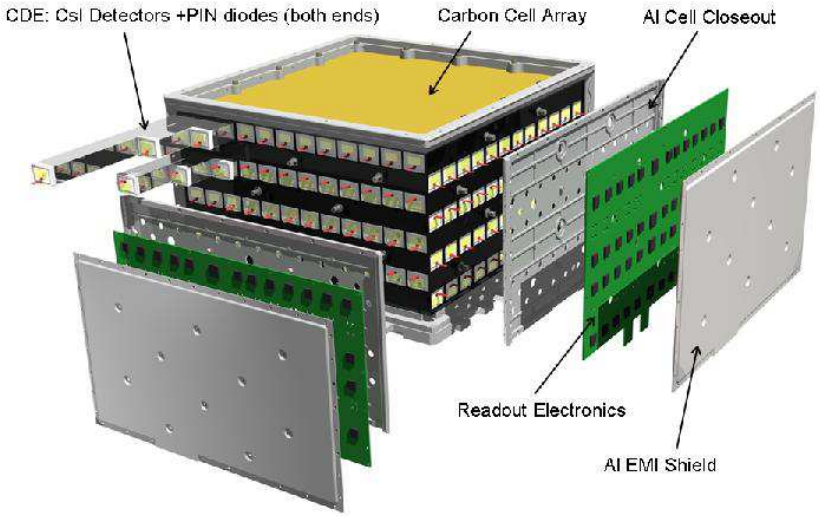


Fig. 7.7: Calorimètre du LAT. L'arrangement des 8 couches successives orientées à 90° les unes des autres des 96 cristaux scintillants de CsI est visible. La profondeur totale du calorimètre est de 8.6 longueurs de radiation pour une incidence normale.

L'utilisation d'un ACD segmenté et non d'un seul tenant est une conséquence d'un problème rencontré par EGRET, appelé "backsplash" ou "self-veto". Il peut en effet arriver qu'une petite fraction de particules secondaires, distribuées de façon isotrope (principalement des photons de 100 à 1000 keV) et issues des gerbes électromagnétiques, produites dans le calorimètre par un photon de haute énergie, parcourent l'ensemble du trajectographe et croisent l'ACD. Elles peuvent alors faire de la diffusion Compton et ainsi créer un signal dû au recul d'un électron. Le signal d'un ACD non segmenté serait alors interprété comme un veto par l'instrument et certains gamma HE pourraient être rejetés. Lors de l'expérience EGRET, l'efficacité de détection des gamma de 10 GeV a été diminuée de moitié par rapport à celle à 1 GeV et était quasi-nulle à 50 GeV pour cette raison. Pour le LAT, les recommandations étaient de ne pas rejeter plus de 20 % de gamma de 300 GeV, obtenues en segmentant l'ACD. La figure 7.8 montre un exemple dans lequel l'utilisation d'un ACD segmenté permet de garder un photon incident tout en rejetant un signal dû à une particule chargée. Comme on le voit sur cette figure, aucune tuile n'est allumée dans la direction reconstruite du photon.

7.2.2 Bruit de fond et déclenchement dans le LAT

7.2.2.1 Le bruit de fond

L'intérêt principal d'une expérience spatiale de détection de photons HE réside dans une connaissance très grande du calorimètre, contrairement à une expérience Cherenkov au sol. Nous avons vu dans le cas de H.E.S.S., que le rôle du calorimètre est assuré par l'atmosphère qui est un environnement instable, sujet aux variations de température et changements de composition. L'intérêt principal correspond aussi au principal défaut, car on ne dispose plus de

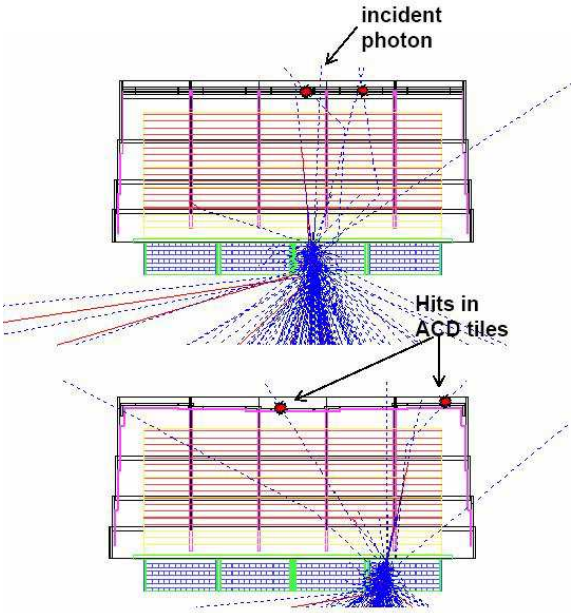


Fig. 7.8: Simulation d'un évènement "self-veto" dans l'ACD. Les particules chargées apparaissent en ligne rouge, les protons en tirés bleus. Les signaux causés par des évènements "self-veto" dans l'ACD sont montrés par les points rouges.

la protection de l'atmosphère et du géomagnétisme face au flux dominant des rayons cosmiques. Il est nécessaire d'avoir une bonne connaissance du fond cosmique afin de pouvoir le modéliser correctement. Dans ce but, une étude préliminaire par un vol en ballon d'un prototype d'une des 16 tours du LAT a ainsi été effectué en 2007 [107].

Les rayons cosmiques sont essentiellement composés de protons, de noyaux d'hélium (α), d'ions lourds, d'électrons, de positrons, de muons et de photons. Les moyennes orbitales des flux des fonds utilisés dans le modèle de description du fond cosmique sont montrées sur la figure 7.9.

Les rayons cosmiques chargés : RCC

Protons, α, ions lourds

Fermi fonctionne sur une orbite moyenne de 565 km. A cette altitude les RCC sont composés pour l'essentiel de protons ($\sim$95%), de particules α ($\sim$5%) et d'ions lourds[13]. Les protons et les α présentent deux composantes. Une composante primaire avec un spectre en $E^{-2.83}$, modélisée à partir des données obtenues par [109, 110, 111], dont les particules subissent la modulation,

[13]Dont majoritairement des atomes de Carbone, d'Azote, d'Oxygène, de Sodium et à plus haute valeur atomique, de Fer.

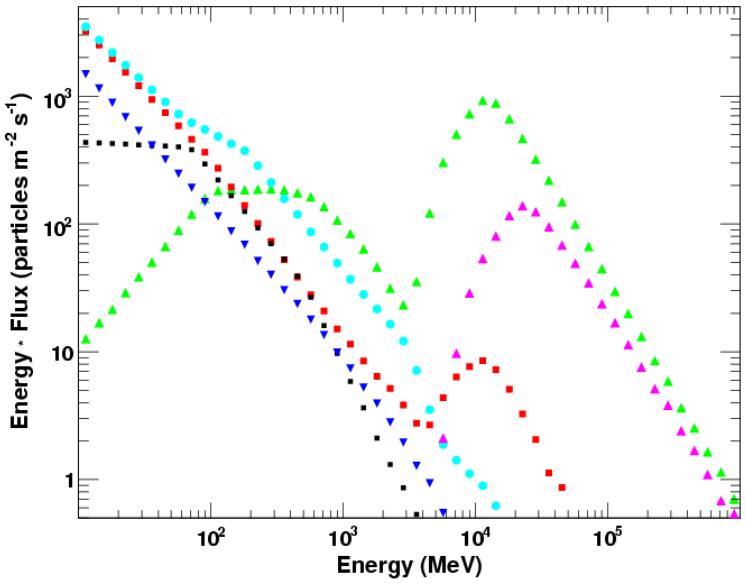


Fig. 7.9: Moyennes orbitales des flux des bruits de fond de différentes composantes incidentes dans le LAT, telles qu'utilisées dans la modélisation du fond. Les flux sont montrés en fonction de l'énergie cinétique totale des particules : protons (triangles verts), He (triangles violets), électrons (carrés rouges), positrons (ronds cyans), neutrons d'albédo terrestres (carrés noirs), γ d'albédo terrestre (triangles bleus foncés vers le bas). L'effet de la coupure géomagnétique se voit à 3 GeV pour les protons et les électrons, et à plus haute énergie pour les noyaux d'He. A basse énergie, les courbes montrent la somme des composantes ré-entrantes et d'albédo réfracté pour les électrons et les positrons. Figure tirée de [108].

en flux et en énergie, des vents solaires selon l'importance de l'activité du Soleil. Ces particules sont aussi soumises au champ magnétique terrestre, dépendant de la latitude ; champ qui est aussi soumis à l'activité solaire. Lors du passage à travers la zone d'anomalie géomagnétique sud Atlantique (SAA), les flux importants de particules pourraient générer de forts courants et causer une détérioration plus rapide des PMTs. C'est pourquoi, durant les passages dans la zone SAA, le déclenchement, l'enregistrement et l'envoi des données scientifiques sont arrêtés et les tensions des PMTs sont abaissées de 900 V à $\sim$ 400 V. Seules les données de maintien du LAT sont enregistrées et transmises au sol.

La modulation solaire et le géomagnétisme induisent une coupure dans le spectre primaire aux alentours de 1GeV/nucléon. La composante secondaire de ces RCC peuple la partie basse énergie, sous la coupure, et est issue de l'interaction des primaires avec l'atmosphère.

Electrons et positrons

Le spectre des électrons et des positrons comporte trois composantes. La composante primaire, de distribution angulaire uniforme, est constituée à plus de 90% d'électrons, dont le spectre est bien modélisé par une loi de puissance en $E^{-3.3}$ obtenue à partir des données des expériences AMS et BESS [112, 110]. Les composantes secondaire et tertiaire, issues de l'interaction des particules primaires (p, N et e^-) avec l'atmosphère sont mieux réparties, avec $\sim$50% d'électrons et $\sim$50% de positrons. Ces composantes peuplent la partie basse énergie du spectre qui devient plus dur et qui sont soumises elles aussi aux vents solaires et au champ magnétique terrestre.

Les muons sont négligeables pour le LAT, que ce soit pour la composante primaire, du fait de leur très court temps de vie, ou de la composante secondaire (muons atmosphériques), dont le flux est faible à l'altitude du LAT.

Fond diffus et albédo γ

Dans le cas des rayons gamma, le bruit de fond présente aussi deux composantes. La composante primaire correspond au fond diffus galactique et au fond diffus isotrope, dont les modèles utilisés seront discutés plus en détail dans le chapitre 8.

La composante secondaire du fond gamma est due au rayonnement gamma issu de la Terre elle-même. Dans le cas des photons, le flux des primaires ne constitue qu'une faible fraction (10%) du flux des photons secondaires. En effet, du fait de sa proximité, la Terre constitue pour le LAT la source la plus brillante présente dans le ciel, avec un flux dépassant 0.01 photons $\mathrm{cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}}$ dans la partie basse de la gamme d'énergie accessible par le LAT [113]. Ce flux de gamma est issu des réactions des cosmiques primaires avec l'atmosphère et du rayonnement de freinage des électrons et des positrons, qui induisent des photons secondaires ascendants et descendants. A l'altitude du LAT, les photons secondaires descendants sont négligeables. La composante ascendante, que l'on appelle albédo terrestre doit elle être soigneusement prise en compte. Avant le lancement de Fermi, la modélisation dans le LAT, nécessaire lors des simulations pré-lancement, a pu s'effectuer à partir de la cartographie précise que l'expérience EGRET a fournie [114] et que l'on peut voir sur la figure 7.10. Cependant, après la phase de calibration du LAT des deux premiers mois d'opérations, l'exposition du

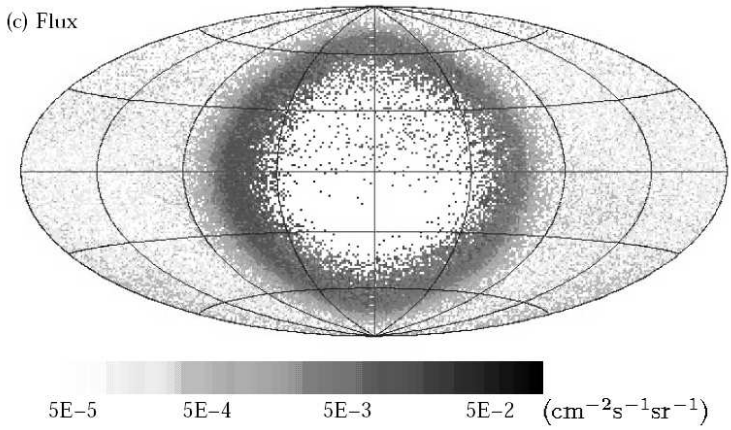


Fig. 7.10: Carte du flux de photons γ d'albédo en coordonnées de Hammer-Aitoff centrées sur la Terre, à partir des observations de la première année d'EGRET entre 100 MeV et 300 MeV, extrait de [114].

LAT était déjà 30 fois plus importante que celle d'EGRET, avec une bien meilleure résolution angulaire et en énergie [113] et une nouvelle carte de l'albédo terrestre a pu être établie.

7.2.2.2 Déclenchement du LAT

Comme nous l'avons vu plus haut et ainsi que le montre la figure 7.9, le bruit de fond induit par les RC est beaucoup plus important que le flux des sources gamma (à son maximum il atteint un taux de 10 kHz tandis que le taux de gamma attendus pour le pulsar du Crabe est de 1 photon par minute [115]). L'acquisition par le LAT doit répondre à deux contraintes : un faible temps mort pour manquer le moins possible les évènements gamma ; et répondre aux exigences établies par la bande passante d'environ 40 Hz employable pour le rapatriement des données. Pour cela le déclenchement dans le LAT se fait à deux niveaux. Le premier niveau définit la lecture ou non des voies d'acquisition du signal. Le second décide de l'enregistrement ou non des données qui seront ensuite envoyées vers la Terre.

Le premier niveau décidant du déclenchement du système d'acquisition comporte trois types de déclenchement.

- ◇ Le L1T : c'est le déclenchement principal. Il s'effectue lorsque 3 plans XY alignés du trajectographe sont touchés. Ces pistes doivent se situées sur des plans différents et consécutifs. Le taux moyen de déclenchement du L1T est d'environ 4 kHz. Il dépend de l'activité solaire (il est maximum au minimum de l'activité solaire) et de la position du satellite (ce taux pourrait dépasser 10 kHz lors du passage dans l'anomalie sud atlantique si on ne procédait pas à l'extinction préalable de l'instrument lors du survol de cette région).
- ◇ Conjointement à ce mode de déclenchement, il est possible de programmer le détecteur pour que le déclenchement s'effectue lorsqu'un dépôt d'énergie dans le calorimètre dépasse certains seuils. Il y a deux modes : CAL-HI, lorsqu'on enregistre un dépôt d'énergie supérieur à 1 GeV dans au moins une des voies du calorimètre. Cela permet de garder les évènements de plus de 10 GeV et de multiplier par un facteur 1.2 la surface effective pour

ces énergies.

◇ CAL-LO est un mode de déclenchement similaire à CAL-HI mais avec un seuil en énergie à 100 MeV. Il permet de réduire, si nécessaire, le taux de déclenchement du L1T.

Le taux de déclenchement du L1T est en effet beaucoup trop important pour la bande passante et les évènements déclencheurs sont principalement des RC et non des gamma. C'est pourquoi le LAT dispose d'un second niveau dont le but est de réduire le taux de déclenchement et d'optimiser l'envoi d'évènements gamma au sol. Pour cela on procède à un filtrage en ligne à bord du LAT. Il privilégie l'utilisation de variables simples afin que le temps mort ne soit pas augmenté par des temps de calculs importants. Cela se fait par l'utilisation des données provenant des différents sous-détecteurs qui peuvent être combinées, ainsi l'ACD permet de discriminer les particules chargées des gamma, si l'on observe une corrélation entre les tuiles touchées et la direction d'incidence reconstruite dans le trajectographe et/ou le calorimètre. Cette identification est nécessaire si l'on veut éviter de couper fortement les évènements avec une forte rétro-diffusion. Le calorimètre permet lui de rejeter en grande partie les photons d'albédo. Pour cela on ne garde que les évènements dont la topologie du dépôt d'énergie dans le calorimètre est compatible avec un évènement descendant.

Grâce au filtrage en temps réel, le taux d'évènements de fond conservé dans les données envoyées au sol est de l'ordre de 15 Hz. Des algorithmes de discrimination performants lors de l'analyse des données au sol sont donc indispensables, cela peut correspondre à un troisième et dernier niveau. Cependant tous les évènements dont l'énergie mesurée dans le calorimètre est supérieure à 20 GeV sont conservés. Cela a notamment permis l'analyse du spectre des électrons et positrons observés par Fermi [49].

Le rejet du fond est une clef essentielle de la réussite de la mission. Le taux minimum de rejet nécessaire pour observer les gamma diffus est de 10^5 pour 1. L'ambition affichée par la collaboration LAT est de 10^6 pour 1. Pour cela, on s'appuie sur l'emploi intensif des simulations Monte-Carlo (`GLEAM`), notamment pour la modélisation des cascades hadroniques. Cette modélisation a été validée par la comparaison des résultats des simulations avec les données enregistrées lors des tests sur faisceaux (campagne sur les faisceaux tests au CERN).

7.2.3 Les objectifs scientifiques du LAT

Le LAT a principalement été conçu pour répondre à des objectifs scientifiques généralement découpés en 5 grandes catégories :

- résoudre le ciel en gamma en répondant notamment à l'origine de l'émission diffuse et la nature des sources non-identifiées ;
- comprendre les mécanismes d'accélération des particules dans les sources astrophysiques ;
- étudier les sursauts gamma et les phénomènes transitoires ;
- étudier les débuts de l'Univers ;
- tenter de découvrir la nature de la matière noire.

Les différentes stratégies envisagées pour répondre à ce dernier point avec le LAT seront discutées plus en détail dans la section suivante. Nous nous contenterons donc de présenter ici les quatre premiers points.

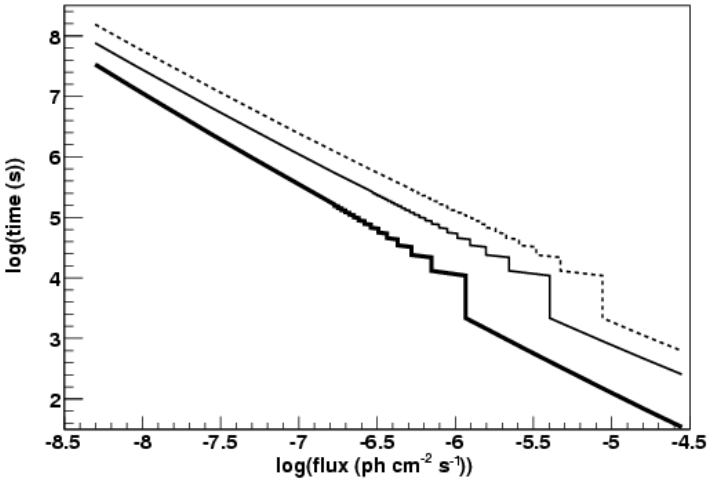


Fig. 7.11: Simulations Monte-Carlo du temps minimum nécessaire pour (i) obtenir une détection à 5 σ d'une source à haute latitude (ligne épaisse), (ii) de mesurer son flux avec une précision de 20% (ligne fine) (iii) et son indice spectral avec une incertitude de 0.1, en fonction du flux de la source. Un indice spectral de -2 est supposé. Cette figure est tirée de [108].

Résoudre le ciel gamma

Sur les 271 sources gamma HE observées par EGRET, 170 d'entre elles n'ont pas encore de contreparties claires. Ceci est principalement à imputer à la faible résolution angulaire qui autorise souvent plusieurs sources potentiellement émettrices en gamma à y être associées. Le LAT a donc été conçu en partie pour permettre une meilleur identification de ces sources. Les performances envisagées sont d'avoir une précision sur la position des sources détectées à plus de 5 σ au bout d'un an de prise de données de 2.5' dans le cas de sources en loi de puissance avec un indice spectral Γ=-2 (0.4' pour les sources précedemment observées par EGRET qui sont beaucoup plus puissantes). Dans le cas de sources avec une coupure dans le spectre à 3 GeV, la résolution sur la position se dégrade à 12' (2' pour les sources EGRET) car les évènements de hautes énergies sont les mieux reconstruits dans le LAT (heureusement la coupure dans le cas d'une source de matière noire est attendue à plus haute énergie). Grâce à sa large gamme en énergie et à sa résolution spectrale, le LAT a déjà pu déterminer les caractéristiques spectrales intrinsèques à certains types de sources : absorption, changement de pente, coupure... et donc leur nature [116]. La grande surface efficace, le champ de vue très important, la stabilité et le faible temps mort sont les principaux avantages de conception qui permettront au LAT de mesurer les courbes de lumières des sources pour des intervalles de temps très différents. Le flux accessible par le LAT en fonction du temps d'exposition de la source est donné sur la figure 7.11.

L'étude de variabilité avec le LAT pourra alors se faire sur des intervalles de temps variant entre la milliseconde (pulsar milliseconde) jusqu'à plusieurs années. Cette étude est particulièrement importante afin de discriminer le type de sources détectées. Pour les sources de matière

noire en particulier, on attend une émission constante. Si une variabilité est observée pour une source au Centre Galactique, dans un amas de galaxies ou dans une galaxie naine sphéroïde, alors cette composante ne pourra être due à la matière noire.

L'émission diffuse de la Voie Lactée est un signal intense dominant le ciel gamma HE. De nombreuses informations peuvent être déduites de son étude. Elle permet notamment une mesure, indépendante des autres longueurs d'ondes, du gaz interstellaire. L'émission diffuse pourrait aussi être en partie due à la présence de nouvelle physique (comme la matière noire) et son étude peut mener a des contraintes sur l'espace supersymetrique par exemple. Il est nécessaire de connaître très précisément l'émission diffuse galactique pour déterminer les niveaux de bruit de fond (galactique et extragalactique), construire des catalogues d'objets fiables et découvrir de nouvelles sources faibles.

EGRET a observé une émission diffuse isotrope (Extragalactic Gamma-Ray Background, EGRB) [117]. La superposition de toutes les sources gamma HE non résolues est une explication envisagée[14]. La difficulté principale de la mesure de cette composante diffuse isotrope réside dans sa faible intensité puisque même aux pôles galactiques l'émission diffuse galactique est dominante[118]. La détermination de l'EGRB est pour le moment, dépendante du modèle galactique adopté.

Mécanismes d'accélération

L'observation de gamma HE est une preuve directe de l'accélération de particules chargées qui a lieu dans les objets astrophysiques puisqu'à ces énergies les photons ne peuvent être produits par processus thermiques. A travers ses observations, le LAT apporte des éléments de réponses sur les processus d'accélération.

L'observation des blazars notamment (entre un millier et plusieurs milliers) permettra de mieux comprendre quels sont les mécanismes en jeu. Avec un nombre aussi important, il sera probablement possible de déterminer si l'émission extragalactique est véritablement isotrope ou si elle peut-être expliquée par la superposition de sources ponctuelles. Au terme des six premiers mois de fonctionnement du LAT, un catalogue de 104 blazars, ayant des significativités élevées ($>10\ \sigma$), a été établi [119].

L'émission de gamma HE en provenance de rémanences d'étoiles mortes (pulsars, nébuleuses de pulsar ou restes de supernova) est aussi un domaine dans lequel le LAT apportera très certainement une contribution significative. Pour les pulsars, une question très importante qui se pose actuellement est de savoir si l'émission provient de la proximité de la surface de l'étoile à neutrons ou si elle a lieu plus loin, dans la magnétosphère. Ces deux cas correspondent à deux types de modèles ayant des spectres différents, que le LAT peut distinguer pour certains objets. Par exemple, dans le cas du pulsar Vela, les modèles d'émission dans la partie externe de la magnétosphère sont très fortement favorisés par les observations obtenues par le LAT [120].

[14] Avec les blazars comme sources "garanties", puisque déjà observées et d'autres sources plus hypothétiques : amas de galaxies, ondes de choc de la formation des grandes structures, sursauts gamma distants... et d'autres sources plus exotiques : annihilation baryon-antibaryon, évaporation de trous noir primordiaux ou encore une fois l'annihilation de WIMPs.

Une autre question importante est l'origine des rayons cosmiques en dessous du genou (10^{15} eV). Dès les années 1930 [121], les restes de supernova ont été discutés comme candidats prometteurs. La collaboration H.E.S.S. [122] a notamment apporté la preuve que ces objets pouvaient accélérer des RCC jusqu'à des énergies permettant d'observer des rayons gamma au TeV. Deux modèles justifiant ces observations sont en forte compétition : le modèle hadronique, pour lequel les gamma sont issus de la désintégration de π^0 produits par l'hadronisation des jets formés lors de l'interaction d'un proton accéléré avec un proton du milieu interstellaire ; ou le modèle leptonique, pour lequel les gamma VHE sont issus du processus Compton inverse. Malheureusement aux énergies des télescopes Cherenkov au sol ces deux modèles prévoient des spectres très similaires. Dans le domaine d'énergie couvert par le LAT au contraire, les spectres attendus diffèrent. Le LAT apporte déjà des éléments de réponses forts permettant peut-être même de résoudre cette question apparue au début du siècle dernier.

Phénomènes transitoires

La conception du LAT s'est fortement articulée autour de la possibilité de détecter, conjointement au GBM, les sursauts gamma, phénomènes violents et brefs et donc des sources transitoires. Grâce aux expériences de la dernière décennie (BATSE [123], Swift [124]), nous savons qu'il existe deux types de populations pour les sursauts, les longs ($>\sim$2 s) et les courts [125, 126]. Pour chacune des ces catégories, certains de ces objets se situent à des distances cosmologiques nécessitant des explosions relativistes extrêmement puissantes. Même si le consensus actuel serait d'associer les sursauts longs à des régions ayant des taux de formations d'étoiles élevés et donc à des effondrements d'étoiles très massives et les sursauts courts à la coalescence d'objets compacts, les mécanismes d'accélérations dans ces objets sont encore très spéculatifs. L'augmentation du nombre d'objets observés ainsi que les courbes de lumière et les informations spectrales que le LAT est en mesure de fournir permet d'accroître considérablement nos connaissances sur ces objets. Le LAT a d'ores et déjà pu observer l'un des sursauts gamma les plus éloignés à ce jour ($z \sim 4$) [127][15].

Etude des premiers instants de l'Univers

L'étude au GeV des objets se situant à des distances cosmologiques nous renseigne sur les premiers instants de l'Univers, notamment la période de formation des galaxies à travers l'absorption par les UV proches, en optique et par l'IR proche du fond lumineux extragalactique. Les mesures directes de ce dernier souffrent d'importantes incertitudes systématiques (dues à la contamination par les différentes sources astrophysiques situées en avant plan) et l'observation indirecte à travers l'absorption peut alors contraindre fortement sa densité [129]. La sensibilité estimée du LAT prévoit d'observer plusieurs centaines de blazars à des redshifts élevés ($z \sim$ 5 ou 6) qui contraindront l'évolution du fond lumineux extragalactique. Dans le catalogue de blazars observés par le LAT établi aux termes des 6 premiers mois [119], 57 d'entre eux sont

[15]Depuis un nouveau GRB situé à z$\sim$8.2 a aussi pu être détecté par le GBM[128]

des FSR quasars[16], dont 20 se situent à des redshifts supérieurs à $z > 1.4$.

7.2.4 Recherche de matière noire avec le LAT

L'excellente sensibilité du LAT et sa bonne résolution angulaire, couplées avec sa faculté d'observer le ciel dans son intégralité, autorisent la recherche d'un signal de matière noire dans un ensemble très vaste de sites. Dans cette partie nous discuterons quelques unes des cibles potentielles du LAT, en présentant leurs avantages et leurs inconvénients, ainsi que les résultats récents obtenus dans le cadre de la recherche de matière noire.

7.2.4.1 Le centre de la Galaxie

Le Centre Galactique (GC) est un environnement privilégié pour la recherche d'un signal gamma issu de l'annihilation de particules de matière noire par deux atouts principaux : sa proximité et l'importante concentration de matière noire attendue. Le système dans lequel nous évoluons se situe à environ ~ 8 kpc du centre de la Galaxie. A ce jour, aucun puits gravitationnel important[17] plus proche, permettant d'augmenter la concentration de matière noire, n'a été découvert. Les observations des distributions des vitesses des étoiles de notre galaxie à partir de notre position sont relativement malaisées et même si les simulations à N-corps prédisent une très importante concentration de matière noire au GC, le profil de densité adopté est mal connu. Une large gamme de modèles a été proposée et permet de rendre compte des observations. Quelques uns de ces modèles sont reportés sur la partie gauche de la figure 7.12.

La présence du trou noir super massif Sgr A* au centre de la Galaxie, bien qu'étant un argument fort en faveur d'une concentration importante de matière noire, est aussi un handicap dans la modélisation du profil de densité. Des études [132] montrent en effet que la présence d'un trou noir peut considérablement affecter la distribution adoptée des particules de matière noire.

La présence de matière baryonique au GC constitue elle aussi une difficulté supplémentaire dans la modélisation de cette région puisque jusqu'à très récemment les simulations à N-corps ne tenaient jamais compte de la présence de baryons lors de la simulation des interactions. L'émission diffuse importante observée au centre de la Galaxie et la présence de sources connues pour être émettrices en gamma, notamment les deux plus proches, le trou noir super massif Sgr A* et le reste de supernova G359.95-0.04, induisent une complexité très importante lors de l'identification de la source émettrice. Ceci est encore plus vrai pour le LAT que pour H.E.S.S. car la fonction d'étalement de l'instrument a une taille beaucoup plus importante.

Néanmoins un travail important en association avec le groupe `DIFFUSE` a été mené et a d'ores et déjà permis d'émettre des contraintes sur l'intensité du flux gamma venant de l'annihilation

[16] Flat spectrum radio quasar : ce type d'objet correspond aux noyaux actifs de galaxies ayant la plus faible émission dans les longueurs d'ondes radio. La classification des noyaux actifs de galaxies peut être trouvée dans [130].

[17] Nous ne tiendrons pas compte de ceux du centre de la Terre et du Soleil, qui ne représentent des cibles intéressantes que pour la recherche d'un signal de matière noire sous la forme d'un signal de neutrinos.

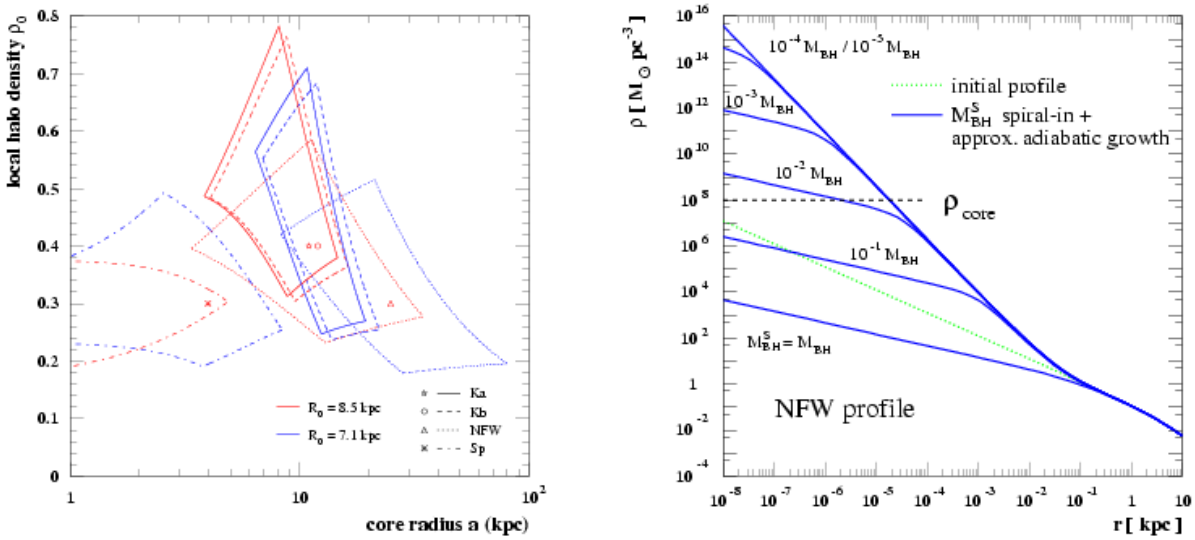


Fig. 7.12: *Gauche* : Gammes de densité locale de matière noire acceptables pour les observations des courbes de rotation pour différents profils et distances au centre de la Galaxie. Des densités situées dans $0.2 - 0.8\,\mathrm{GeV/cm^3}$ sont compatibles. Figure tirée de [131]. *Droite* : Modification d'un profil de densité NFW due à la présence d'un trou noir super massif de masse M^S_{BH}. Une discussion détaillée sur l'impact d'un trou noir sur la densité de matière noire au centre de la Galaxie peut être trouvée dans [132], dont la figure est issue.

de matière noire. Pour une analyse à 8 mois de données [133], la limite supérieure à 95% CL sur le flux, intégré entre 100 MeV et 50 GeV, est de $F_{100} = 2.43 \times 10^{-7}\mathrm{cm^{-2}s^{-1}}$, dans le cas de l'annihilation exclusive dans le canal $b\bar{b}$ de particules de matière noire de masse $m_{DM} = 50\mathrm{GeV}$. Cela se traduit par une limite supérieure sur la section efficace d'annihilation de $< \sigma v > \sim 4 \times 10^{-25}\mathrm{cm^3 s^{-1}}$ pour un profil NFW décrit dans [134], soit plus d'un ordre de grandeur au-delà des sections efficaces attendues.

7.2.4.2 Le halo galactique

Dans l'analyse pour la recherche d'un signal de matière noire dans le halo, la définition du halo considéré avec le LAT correspond à l'ensemble du halo excepté des régions pour lesquelles le fond diffus et les erreurs systématiques associées à ce fond sont très importantes. Deux régions d'exclusions sont considérées : la première est une région de 10° autour du GC ; la seconde est une région de 10° de part et d'autre du plan galactique. Dans les deux cas, cela permet de s'affranchir du GC où les profils de distribution de densité de matière noire divergent les uns des autres. La taille de la région d'intégration du signal (autorisée par le très grand champ de vue de Fermi) compense en partie la perte attendue de statistique par rapport au GC causée par la plus faible densité de matière noire dans la partie externe du halo.

Les sources ponctuelles observées par le LAT [116] sont autant de composantes avec des spectres différents qui s'additionnent au spectre du fond diffus et augmentent la difficulté à extraire celui de la matière noire. Actuellement deux stratégies différentes sont envisagées, soit exclure des données des régions du ciel de tailles variant avec le seuil en énergie de l'analyse (reliées avec la PSF de Fermi qui dépend de l'énergie) centrées sur les positions des sources détectées par le Catalogue ; soit incorporer toutes les sources détectées par le groupe `CATALOG` au modèle de fond. La première méthode a pour inconvénient de diminuer la statistique. La seconde peut a priori sembler la meilleure, cependant les sources établies par le groupe `CATALOG` ne sont définies que comme des sources ponctuelles en loi de puissance simple. Les paramètres déterminés peuvent donc avoir tendance à sur ou sous-estimer certaines sources ou régions de sources si celles-ci sont étendues.

Cependant le bruit de fond le plus important pour la recherche de DM dans le halo reste dû à l'émission diffuse galactique. La concentration de matière noire dans le halo étant relativement basse, on s'attend à rechercher un signal d'une faible intensité. Pour que cette étude soit contraignante, il est impossible de s'affranchir des incertitudes liées au fond diffus. L'ensemble des composantes de ce fond (IC, HI, HII....) devront donc être bien comprises avant de pouvoir espérer détecter ou même contraindre la nature de la matière noire.

7.2.4.3 Le signal de matière noire sous forme de lignes

L'observation d'un signal gamma monochromatique, issu de processus à au moins une boucle, lors de l'annihilation ou de la désintégration de particules de matière noire serait une affirmation très grande de l'existence de nouvelles particules et permettrait de contraindre très fortement les modèles de physique des particules proposés. Le signal attendu pour ces processus non direct est très fortement supprimé. Il est donc impératif d'intégrer le signal sur des régions à fortes densités attendues de matière noire et/ou dans des régions très étendues spatialement afin de palier au manque de statistique. La recherche de signaux monochromatiques avec le LAT a été menée dans une gamme d'énergie s'étendant de 20 à 300 GeV, à partir des 11 premiers mois de données du LAT [135]. La gamme d'énergie, volontairement restreinte pour cette étude, permet de travailler avec une excellente résolution en énergie pour ce type d'expérience (-5% à $+10\%$) et de maximiser le rapport signal sur bruit, par rapport aux spectres d'émissions diffuses galactique et extragalactique et des sources conventionnelles qui diminuent rapidement en fonction de l'énergie.

La prise en compte des effets systématiques liés à la grande, mais non parfaite, homogénéité d'exposition du ciel et le développement d'outils d'analyses spécifiques à cette étude conduisent à des limites d'exclusions à 95% CL de l'ordre de $10^{-9}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ sur le flux dans le domaine d'énergie exploré, pour les deux régions d'intérêt considérées. Les contraintes sur les sections efficaces d'annihilation dans les processus $\gamma\gamma$ ou $Z\gamma$ se situent alors à un niveau de quelques $10^{-27}\mathrm{cm}^3\mathrm{s}^{-1}$ en fonction de l'énergie et du profil de matière noire, permettant de contraindre certains modèles invoqués pour expliquer les données obtenues par l'expérience Pamela discutées dans le chapitre 1. Les modèles de désintégration de particules de matière noire par le processus $\chi \rightarrow \gamma X$ possédant des temps de vie de l'ordre de $\sim 10^{29}$s sont eux aussi exclus par ces résultats.

7.2.4.4 Les galaxies naines sphéroïdes

Contrairement à la discussion de la partie précédente avec H.E.S.S., le LAT autorise la recherche de matière noire sur l'ensemble de la voûte céleste. Cela permet en particulier l'observation des nouvelles galaxies naines récemment détectées dans la cartographie, effectuée quasi-exclusivement dans l'hémisphère nord galactique, de l'expérience SDSS.

Nous le verrons plus tard, mais la détection ou la détermination de limites supérieures sur un flux gamma faible dépend très fortement de la faculté à reproduire les émissions observées dans les champs de vue centrés sur les galaxies naines. Ces régions d'extraction du signal sont obligatoirement grandes, $\sim 10°$, à cause de la résolution angulaire du LAT ($\sim$ quelques degrés à 100 MeV). La recherche menée doit donc tenir compte de la présence de sources ponctuelles dans le champ de vue et surtout de l'émission diffuse galactique particulièrement élevée à proximité du plan galactique. Dans ce mémoire, nous présenterons dans le chapitre 8 les études de sensibilités effectuées pour deux cas génériques possibles, la galaxie naine Draco, éloignée de plus de 30° du plan galactique et Sagittarius dSph, la galaxie la plus rapprochée ($b \sim -14°$). Ces études se basent sur la possibilité d'une très bonne description de l'émission diffuse galactique. Au terme de la première année de prise de données, d'importantes incertitudes subsistent pour la modélisation de cette émission, c'est pourquoi les résultats présentés dans les chapitres 9 et 10 excluent les galaxies naines situées à moins de 25° du plan de la Galaxie (Sagittarius dSph et Carina).

Le flux gamma issu de l'annihilation de WIMPs, à travers l'intégrale de la densité matière noire, est inversement proportionnel à la distance de l'objet. Pour cette raison, les galaxies naines situées à plus de $\sim$ 200 kpc ont aussi été exclues lors des analyses. Les contraintes obtenues pour ces objets seraient de toute façon moins pertinentes que celles des autres galaxies naines analysées. La liste des galaxies naines étudiées, ainsi que quelques unes de leurs caractéristiques, sont reportées dans le tableau 7.1.

Conclusion

Le satellite Fermi est actuellement en orbite depuis plus d'un an et fonctionne dans des conditions optimales. A son bord, deux expériences, le *Gamma-ray Burst Monitor* et le *Large Area Telescope*, dédiées à l'observation, sur l'ensemble de la voûte céleste, de sources d'émissions de hautes énergies, ont d'ores et déjà permis de révolutionner la vision du ciel entre 8 keV et 300 GeV. Les caractéristiques sans précédentes du LAT (résolutions angulaire et en énergie, surface de collection) permettent en particulier de dévoiler l'Univers au-delà de 10 GeV et autorisent, comme nous le verrons dans le prochain chapitre, la recherche de matière noire sur l'ensemble du ciel avec une sensibilité inégalée.

Nom	Distance (kpc)	année de découverte	$M_{1/2}/L_{1/2}$	l	b	Ref.
Segue 1	23± 3	2007	3500	220.48	50.42	1
Ursa Major II	30± 5	2006	4000	152.46	37.44	2,3
Segue 2	35	2009	650^{+1300}_{-380}	149.4	-38.01	4
Willman 1	38± 7	2004	770	158.57	56.78	2
Coma Berenices	44± 4	2006	1100	241.9	83.6	2,3
Bootes II	46	2007	??	353.69	68.87	7,8
Bootes I	62±3	2006	1700	358.08	69.62	7
Ursa Minor	66± 3	1954	290	104.95	44.80	5,6
Sculptor	79± 4	1937	18	287.15	-83.16	5,6
Draco	76± 5	1954	200	86.37	34.72	5,6
Sextans	86± 4	1990	120	243.4	42.2	5,6
Ursa Major I	97±4	2005	1800	159.43	54.41	7
Hercules	132±12	2006	1400	28.73	36.87	7
Fornax	138± 8	1938	8.7	237.1	-65.7	5,6
Leo IV	160±15	2006	260	265.44	56.51	7

Tab. 7.1: Propriétés des galaxies naines sphéroïdes utilisées dans cette étude. $M_{1/2}/L_{1/2}$ est le rapport de la masse totale calculée dans un demi-rayon lumineux à 3 dimensions de l'objet sur la luminosité stellaire établie pour le même rayon [136]. Références : (1) [137], (2) [138], (3) [139], (4) [140], (5) [141], (6) [142], (7) [143], (8) [144]

Chapitre 8

Prédictions de sensibilité

Sommaire

7.1 Le Gamma-ray Burst Monitor : GBM 153
7.1.1 Description de l'instrument 153
7.1.2 Les objectifs scientifiques du GBM 155
7.2 Le Large Area Telescope : LAT 156
7.2.1 Les instruments composant le LAT 157
7.2.2 Bruit de fond et déclenchement dans le LAT 161
7.2.3 Les objectifs scientifiques du LAT 166
7.2.4 Recherche de matière noire avec le LAT 170

La prédiction de sensibilité est une étape essentielle précédant la phase d'analyse des données. Elle permet notamment de tester les modèles utilisés que ce soit les modèles de fond diffus ou ceux des sources de matière noire ; ainsi que les outils de simulation et d'analyse.

Dans ce chapitre, nous présenterons les différentes étapes que nous avons suivies pour obtenir les sensibilités du Fermi-LAT à la détection d'un signal de matière noire dans les galaxies naines sphéroïdes. Nous discuterons la méthode du χ^2 et les résultats obtenus en l'appliquant dans la partie 8.2. Nous détaillerons ensuite une autre méthode, fondée sur un maximum de vraisemblance, permettant d'améliorer notablement la sensibilité du LAT. Cette méthode a été appliquée à deux exemples de galaxies naines sphéroïdes connues : Draco et Sagittarius dSph, permettant de couvrir une large gamme de profils et de fonds. Les résultats obtenus seront présentés et discutés en détail dans la partie 8.4. Enfin, un nouvel outil d'analyse spectrale, dédié à la recherche de spectres gamma issus de l'annihilation de particules de matière noire ayant été interfacé avec les outils d'analyse du LAT, nous présenterons les performances obtenues lors de la validation de cet outil, ainsi que les résultats sur le calcul de sensibilité obtenus.

8.1 Mise en oeuvre

Les prédictions de sensibilités que nous discuterons dans ce chapitre s'obtiennent à partir de simulations qui se doivent de reproduire le plus fidèlement possible les performances du détecteur. Les simulations et les analyses présentées utilisent les fonctions de réponses instrumentales établies à l'aide du code de simulation Monte-Carlo du LAT, `GLEAM` et les codes numériques d'analyses dédiés aux données du LAT, les `ScienceTools`.

`GLEAM` est un code numérique en C++, basé sur le code de simulation Monte-Carlo Geant4. Ce code fournit une simulation détaillée des processus physiques à l'intérieur du LAT, en utilisant une description précise de la géométrie du détecteur. De nombreux tests de validation de la simulation ont été effectués, notamment à partir de tests faisceaux au SLAC, au CERN et au laboratoire d'accélérateur d'ions lourds du GSI [108]. La campagne la plus importante a été effectuée au CERN en 2006, car les faisceaux du CERN ont permis de couvrir quasiment entièrement la gamme en énergie du LAT, de plus, la production d'importants flux hadroniques autorise la vérification de la modélisation des interactions du fond avec le détecteur.

Activement développés de façon conjointe entre les membres de la collaboration LAT et le Fermi Science Support Center, les `ScienceTools`[1], regroupant un ensemble d'outils astronomiques d'analyse, au même titre que ceux créés pour d'autres missions de hautes énergies (EGRET, Chandra, XMM), seront distribués à la communauté scientifique, afin de permettre à tous de procéder à leurs propres simulations ainsi qu'aux analyses des données, elles aussi distribuées de façon continu au terme de la première année d'observation.

L'un des outils les plus important pour les prédictions de sensibilité est appelé `gtobssim`. Il permet, à partir de fonctions de réponses de l'instrument, déterminées avec `GLEAM`, la génération de simulations rapides de différents types de sources, qu'elles soient ponctuelles ou étendues, avec un large panel de formes spectrales disponibles[2]. Il est aussi possible de fournir directement

[1] `http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/scitools/`

[2] Loi de puissance simple, brisée, avec une coupure exponentielle, Log Parabola, en fonction de Band pour

un fichier contenant les points en énergies et les flux correspondants. Quatre modèles spatiaux sont aussi disponibles :

- SkyDirFunction : décrivant une direction dans le ciel, utilisé pour les sources ponctuelles ;
- ConstantValue : utilisé pour les modèles d'émission isotrope ;
- SpatialMap : pour lequel l'utilisateur peut fournir directement la morphologie de la source, sous la forme d'une image FITS[3], obtenue par exemple à partir d'observations d'une source dans d'autres longueurs d'ondes ;
- enfin le dernier type, MapCubeFunction, est lui aussi adapté aux sources étendues qui ont de plus un spectre non-standard. Dans ce dernier type de modèle, l'utilisateur fournit directement les informations spatiales et spectrales, là encore sous forme de fichier FITS, mais cette fois avec trois coordonnées (deux d'espace et une en énergie).

Ce sont ces deux derniers que nous avons utilisés pour la simulation de sources étendues de matière noire. L'utilisation de `gtobssim` permet notamment de générer un fichier correspondant à l'orbite suivie par le satellite sur la période définie.

8.1.1 Fonction de réponse instrumentale

La fonction de réponse du LAT doit permettre de caractériser entièrement le détecteur. Elle tient compte de l'efficacité quantique de détection et de l'acceptance, ainsi que de la dispersion de la mesure d'énergie et de position. Elle définit la probabilité pour qu'un photon gamma d'énergie ϵ, issu de la direction d'incidence $\hat{p}$ soit détecté avec le couple (ϵ', $\hat{p}'$).

La fonction de réponse de l'instrument est typiquement décrite par une fonction à trois composantes :

$$R(\epsilon', p'; \epsilon, \hat{p}, t) = A(\epsilon, \hat{p}, t)P(\hat{p}'; \epsilon, \hat{p}, t)D(\epsilon'; \epsilon, \hat{p}, t), \tag{8.1}$$

où :

- ϵ' et $\hat{p}'$ correspondent respectivement à l'énergie et à la direction d'incidence mesurées ;
- A est "l'acceptance" du détecteur, c'est à dire la section efficace du LAT de détecter un gamma ayant un couple (ϵ, $\hat{p}$) au temps t ;
- P est la "PSF", c'est à dire la fonction d'étalement angulaire de l'instrument ;
- et D est la fonction correspondant à la dispersion en énergie causée par l'instrument.

La dépendance temporelle de chaque facteur est requise car $\hat{p}$ s'exprime en coordonnées de ciel et le pointé du LAT n'est pas fixe.

Les fonctions de réponses de l'instrument (IRFs[4]), déterminées à partir de `GLEAM` sont utilisées par le code de simulation `gtobssim` pour assigner aux évènements, générés selon le modèle de source prédéfinie, une énergie et une direction d'incidence mesurées, ainsi qu'une probabilité de détection (fonction de l'exposition par exemple).

Les IRFs, établies à partir des tests sur faisceaux et de simulations Monte-Carlo détaillées, incluent notamment la surface efficace de collection, la dispersion en énergie et la résolution

les GRBs, à valeur constante, gaussienne (pour les lignes de matière noire)...

[3] `http://fits.gsfc.nasa.gov/`

[4] Instrument Response Functions

angulaire que l'on peut voir sur la figure 8.1, obtenue pour la version P6_V3_DIFFUSE, correspondante à la version officielle pour l'analyse des données des sources stables pour la première année.

Sur les quatre schémas de la figure 8.1, les courbes rouges correspondent aux performances de l'instrument en fonction de l'énergie "vraie" des gamma dans le cas où les évènements ont été reconstruits dans la partie avant ("front") du trajectographe (comportant les 12 plans fins de tungstène définis dans le chapitre 7), tandis que les courbes bleues présentent les performances obtenues dans le cas d'évènements reconstruits dans la partie arrière ("back") (où se situe 4 plans de tungstène six fois plus épais). Les courbes noires présentent les performances obtenues pour l'ensemble des évènements.

- ◇ La partie *(a)* de la figure 8.1 présente la surface de collection (A_{eff}) du LAT pour des évènements d'incidence normale, c'est à dire avec un angle d'arrivée inférieure à $\sim 12°$ par rapport à la verticale.
- ◇ La partie *(b)* présente l'acceptance intrinsèque du LAT. C'est l'intégrale sur l'angle solide de la surface de collection *(a)*. L'acceptance effective peut être obtenue à partir de cette figure en appliquant un facteur d'échelle constant tenant compte du temps mort de l'instrument, de la non-observation lors du passage du satellite à travers la zone d'anomalie géomagnétique sud-atlantique et de la stratégie d'observation. Pour ce dernier point, selon les simulations actuelles, une diminution de 20% doit être prise en compte dans le cas d'une cartographie globale du ciel.
- ◇ Sur la figure *(c)* les courbes présentées correspondent à la dispersion relative en énergie pour des évènements d'incidence normale. Les courbes définissent les contours pour lesquels 68% des évènements reconstruits sont contenus. On observe que sur une plage d'énergie de 1 GeV à 20 GeV, tous les évènements sont reconstruits avec une incertitude inférieure à 10%.
- ◇ Enfin, la dernière figure *(d)* décrit les performances sur la résolution angulaire du LAT en fonction de l'énergie des évènements. On observe une diminution importante de l'incertitude sur la reconstruction de la direction d'incidence lorsque l'énergie du photon incident augmente, d'autant plus que pour cette figure, l'échelle des ordonnées est logarithmique. On passe ainsi d'un rayon angulaire contenant 68% des origines reconstruites des évènements "front" de 3.5° à 100 MeV, à 0.5° à 1 GeV pour atteindre 0.04° à 100 GeV.

Le tableau 8.1 résume les valeurs des fonctions de réponses totales (pour les évènements "front" et "back") à 100, 500, 1000, et 10000 MeV.

	Energie (MeV)			
Fonction de réponse	100	500	1000	10000
A_{eff} (cm^2)	900	5800	6800	8750
Acceptance ($cm^2 sr$)	1000	13500	16500	19000
$\Delta E/E$ (%)	14	12	9.5	8.5
PSF (°)	5	1.3	0.7	0.17

Tab. 8.1: Résumé des fonctions de réponses totales du LAT à 100, 500, 1000 et 10000 MeV.

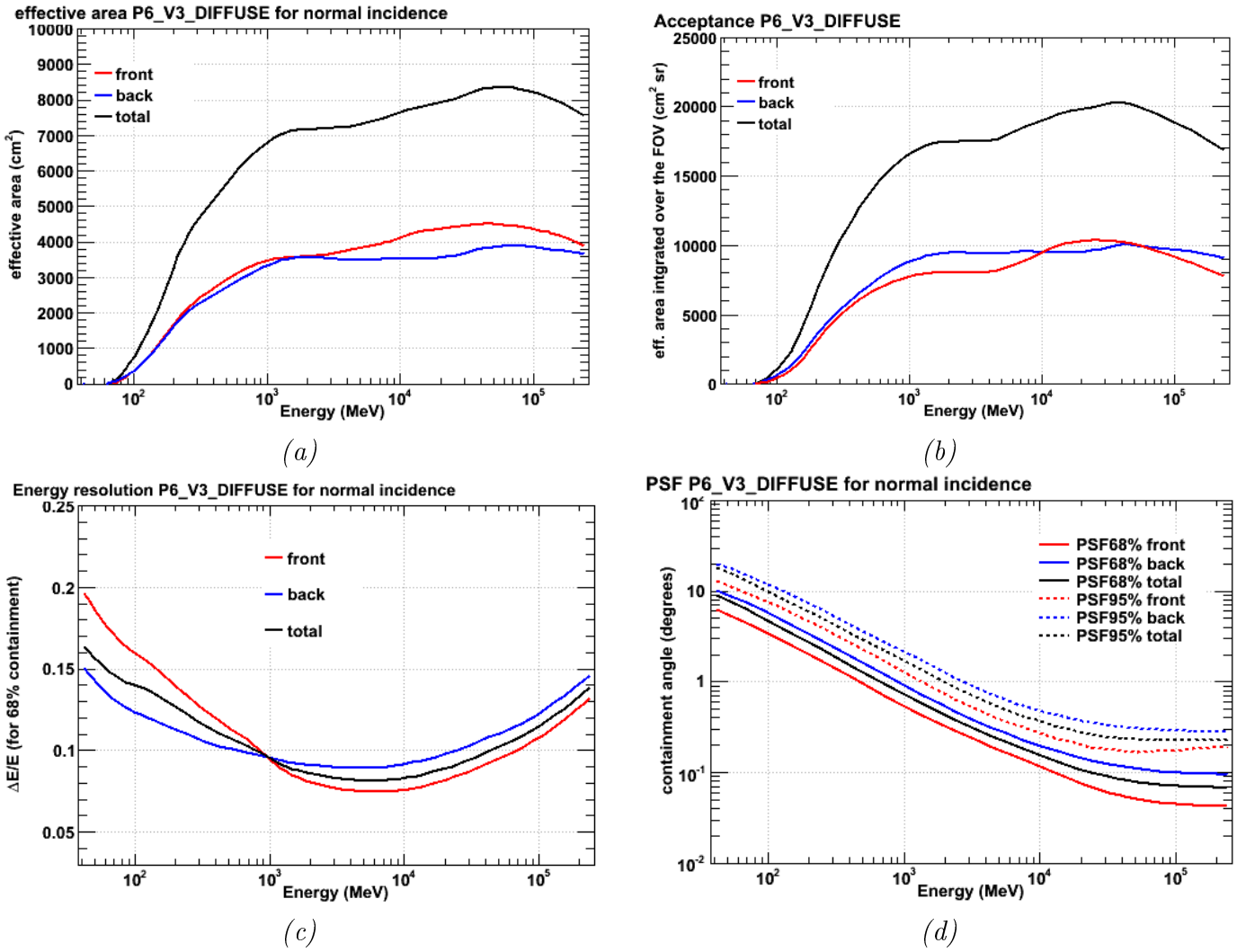


Fig. 8.1: *(a) :* Surface effective de collection pour des évènements d'incidence normale ($\cos(\theta) \geq 0.975$). *(b) :* Acceptance intrinsèque du LAT, définie comme l'intégrale sur l'angle solide de la surface effective de collection. Afin d'obtenir l'acceptance effective, il faudrait appliquer à la courbe un facteur d'échelle constant afin de tenir compte du temps mort de l'instrument, de l'anomalie sud-atlantique et de la stratégie d'observation. *(c) :* Résolution en énergie pour des photons d'incidence normale ($\cos(\theta) \geq 0.9$). 68% de "confinement" de l'énergie reconstruite du photon incident. *(d) :* Résolution angulaire (PSF) pour des photons d'incidence normale ($\cos(\theta) \geq 0.9$). Angles correspondant aux 68% et 95% de "confinement" de la direction reconstruite des photons incidents.

8.1.2 Sensibilité sur le long terme

La durée d'opération de Fermi est nominalement prévue pour 5 ans. Durant cette période, le ciel sera observé de façon uniforme. Comme on peut le voir sur la figure 8.2, le maximum de variation enregistré dans la carte d'exposition est de $\pm$ 15 %.

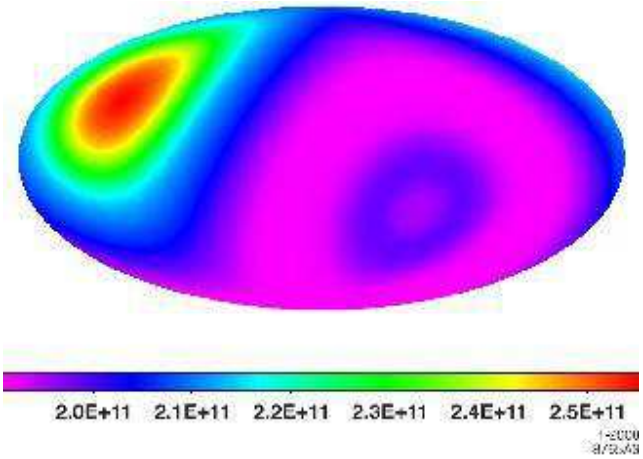


Fig. 8.2: Carte d'exposition du ciel pour cinq ans de prise de données du Fermi-LAT. La carte est calculée pour des photons de 100 GeV et l'arrêt de déclenchement du LAT lors du survol de l'anomalie sud-atlantique est prise en compte. La carte est exprimée en unités de $cm^2 s$ et présentée en coordonnées galactiques.

Cependant l'uniformité d'exposition sera obtenue beaucoup plus rapidement. L'orbite de Fermi a une période de précession d'environ 52.5 jours. Au terme de cette période, l'uniformité d'exposition du ciel, dans le cas où aucun long pointé dédié ne serait effectué, est meilleure que $\pm$ 20 %[5]. Ainsi toutes les simulations effectuées avec une durée plus importante auront une uniformité suffisante. Notammement, dans le cas de la recherche de signal de matière noire sous forme de raies, recherche pour laquelle aucun programme ne sera appliqué pour la correction du temps d'exposition en fonction de la position dans le ciel. Ainsi, si la mission se poursuit plus longtemps (10 ans), sans subir de pertes importantes d'efficacité, les sensibilités obtenues dès à présent pourront être mises à jour par un simple facteur $\sqrt{T_{tot}/T_{init}}$, où T_{init} correspond à la durée sur laquelle les prédictions ont été faites et T_{tot} est la durée totale sur laquelle on veut obtenir les sensibilités.

8.1.3 Ingrédients du modèle

Deux types de sources ont été incluses dans le modèle des simulations servant aux prédictions de sensibilité : une composante de fond diffus et une composante correspondante à la source de matière noire. Dans cette section nous les décrirons en détail.

8.1.3.1 Source de matière noire

Forme spectrale

Les sources de matière noire que nous avons incluses dans nos simulations ont toutes un spectre de gamma issus de l'annihilation de neutralinos exclusivement en $b\bar{b}$. Comme on peut le

[5]Il faut cependant noter que ceci ne correspond pas à une uniformité de sensibilité puisque le bruit de fond de ciel varie en fonction de la position.

voir sur la partie gauche de la figure 8.3, le spectre gamma des différents canaux d'annihilation est relativement identique à celui obtenu en $b\bar{b}$, hormis pour les canaux $\tau^+\tau^-$ et $\mu^+\mu^-$.

Travailler avec un spectre d'annihilation purement en $b\bar{b}$ permet donc de couvrir une large gamme de l'espace SUSY. Cela est aussi visible sur la figure droite 8.3. Cette figure montre les abondances des rapports d'embranchements d'annihilations en $b\bar{b}$, W^+W^-, $\tau^+\tau^-$ et $\mu^+\mu^-$ obtenus dans l'espace des paramètres pMSSM discuté dans le chapitre 6. On voit effectivement que les canaux de désintégration $b\bar{b}$ et W^+W^-, de forme spectrale similaire, prédominent pour beaucoup de ces modèles SUSY.

Composante spatiale

Deux types de sources de matière noire ont été envisagées pour cette étude. Dans un premier temps nous devons considérer le cas des sources ponctuelles. En tenant compte de la distance moyenne des dSphs, si leur halo peut être décrit par un profil NFW, et si de plus, on les décrit avec des paramètres structurels s'appuyant sur les données obtenues en optique (notamment leur rayon) décrivant la distribution de la matière baryonique, alors on s'attend à ce que la région, pour laquelle le signal de matière noire est le plus important pour ces dSphs, soit de quelques dizaines de minutes d'arc, ce qui est relativement peu étendu. En ajoutant à cela la résolution angulaire limitée, un grand nombre de ces dSphs peuvent alors être considérées comme ponctuelles pour le LAT, cf figure 8.1 *(d)*. Le diamètre apparent $\oslash_{app}$ d'une source de rayon r située à la distance D vaut $\oslash_{app} = 2 \times arctan\left(\frac{r}{D}\right)$. Il existe cependant des dSphs que nous savons, de fait, étendues, ne serait-ce que par les observations de leur composante stellaire. C'est le cas notamment de Sagittarius dSph. Si la position du coeur stellaire de cet objet semble être bien identifié et coïncide avec l'amas globulaire M54, son extension spatiale est moins claire. Selon certains auteurs [145], Sagittarius dSph serait passé de nombreuses fois au travers du plan de la Galaxie. Ceci semble être vérifié par les observations de SDSS. Dans le cas de Sagittarius dSph, l'extension stellaire correspondrait à une ellipse de 4° de demi-grand axe et 1.5° de demi-petit axe. En arguant le fait que la distribution de matière noire soit toujours suffisamment importante pour maintenir une certaine cohésion des étoiles dans cette galaxie, même après une dizaine de passages à travers le plan galactique, on peut facilement comprendre que l'on puisse avoir à faire à une source étendue.

Echantillonnages $m_\chi, < \sigma v >$

Si la modélisation du profil de matière noire des galaxies souffre de grandes incertitudes, il en va de même pour la section efficace d'annihilation des particules de matière noire, ainsi que la concentration ou de leur distance. Afin de rester le plus générique possible, nous avons effectué des échantillonnages sur des gammes en masse et en section efficace d'annihilation. La gamme de masses échantillonnées s'étend entre 10 et 1000 GeV. Selon [146], les masses des candidats SUSY pourraient, de façon naturelle, s'étendre jusqu'à quelques TeV. Pour des particules de matière noire appartenant à cette gamme de masse, en supposant un Univers contenant de la matière noire froide, la section efficace d'annihilation naturelle de ces particules, pondérée par leur vitesse, permettant d'expliquer la valeur de densité relique observée par WMAP, se situe aux alentours de $3 \times 10^{-26}\mathrm{cm}^3\mathrm{s}^{-1}$. Cependant, comme les sections efficaces d'annihilation

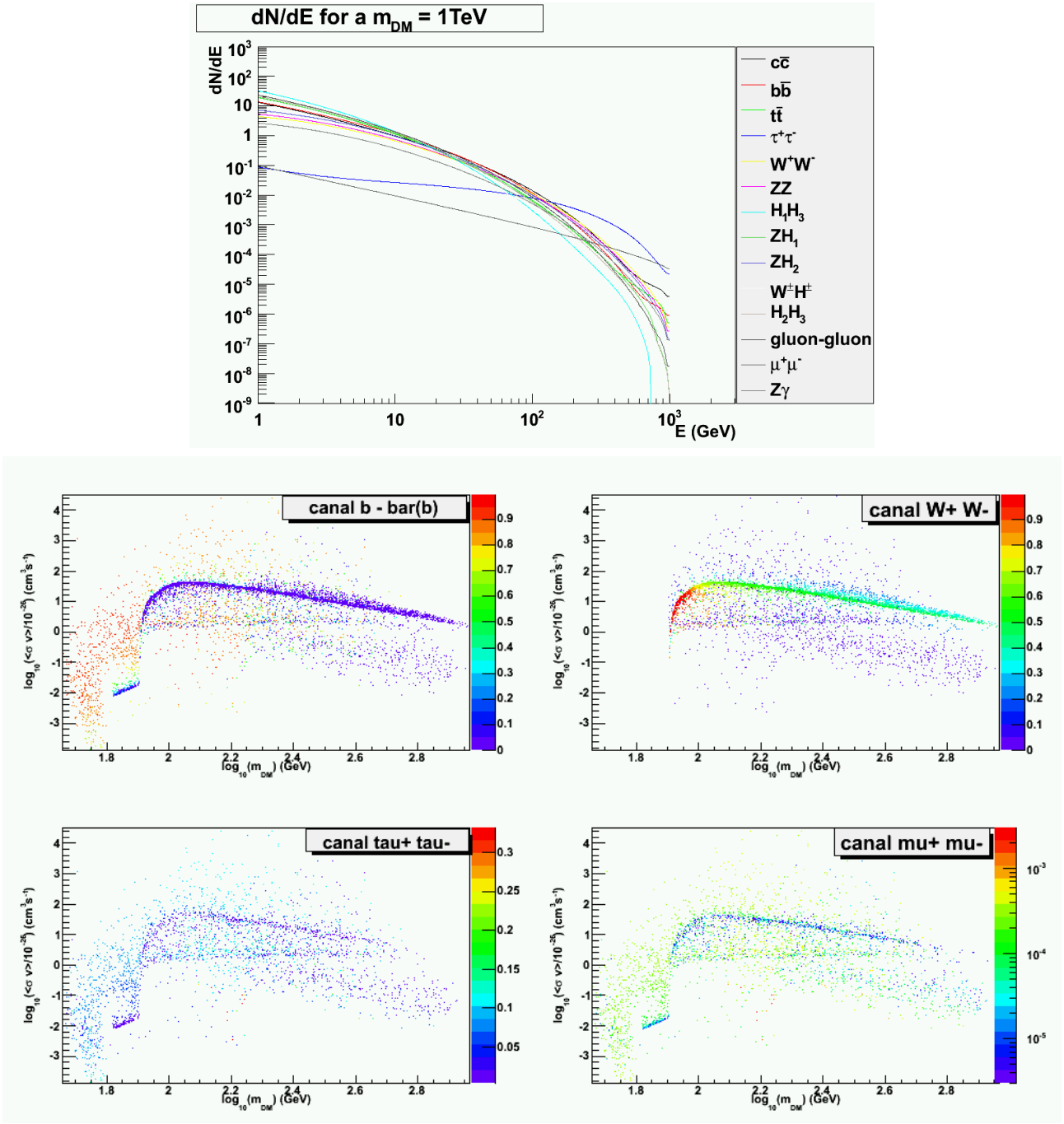


Fig. 8.3: *Haut* : Spectres de gamma issus de l'annihilation de neutralino en fonction de différents canaux d'annihilation. *Bas* : Abondances des rapports d'embranchement $b\bar{b}$, W^+W^-, $\tau^+\tau^-$ et $\mu^+\mu^-$ dans l'espace des paramètres pMSSM discuté dans le chapitre 6.

accessibles sont proportionnelles au carré de la masse de la particule, plus la masse sera grande, moins les observations du LAT seront contraignantes.

Comme il subsiste tout de même des incertitudes sur la section efficace d'annihilation et que le flux d'une source dépend tout à la fois de cette section efficace, de la concentration ainsi que de la distance, nous avons autorisé les valeurs de $< \sigma v >$ à fluctuer autour de $10^{-26}\mathrm{cm}^3\mathrm{s}^{-1}$ afin de donner un bon ordre de grandeur de la sensibilité de Fermi de détecter la matière noire.

8.1.3.2 Emissions diffuse

Les études de sensibilité à la recherche de matière noire avec le LAT dépendent de façon cruciale de notre faculté à estimer correctement les différents niveaux de différentes émissions, qui, dans notre recherche d'un signal de matière noire en provenance de galaxies naines, correspondent à des bruits de fonds : l'émission gamma diffuse de la Galaxie, l'émission diffuse extragalactique et la présence de particules chargées résiduelles dans l'instrument. Cette section est dévolue à la discussion de ces différentes contributions et à leur utilisation lors de l'estimation des sensibilités du LAT à détecter un signal de matière noire.

Nous discuterons plus loin dans ce chapitre les limitations de la méthode appliquée. Nous pouvons néanmoins d'ores et déjà souligner le fait que les modèles d'émissions diffuses employés lors des ajustements des données sont identiques à ceux ayant servi lors des simulations. Lors de ces ajustements, les paramètres de normalisations des différentes composantes sont elles aussi ajustées, introduisant une pseudo-liberté, cependant les distributions spectrales et spatiales sont elles fixées et correspondent à celles utilisées pour les simulations.

Si nous décidions d'inclure un traitement quantitatif des incertitudes systématiques liées aux modèles d'émissions diffuses, cela nous imposerait de travailler, lors des nos maximisation de vraisemblance pour la recherche de signaux de matière noire, dans des espaces de paramètres à dimensions multiples avec des dépendances non-linéaires. Bien qu'intéressante, l'évaluation des effets systématiques lié à la modélisation du fond diffus est au-delà des ambitions de l'étude effectuée.

Afin néanmoins d'avoir une idée approximative de l'importance de ces incertitudes systématiques liées au choix du modèle de fond diffus galactique, nous avons considéré deux modèles, obtenus avec le code `GALPROP`[6], qui, au moment de la réalisation de cette étude, étaient pertinents. Ces deux modèles, sont les modèles dits "`GALPROP` conventionnel"[147] et "`GALPROP` optimisé"[148]. Nous allons discuter ces modèles en détails. Cependant pour une description détaillée du code `GALPROP` le lecteur se référera à la page `http://galprop.stanford.edu`. De même, pour une revue sur la propagation des rayons cosmiques et de l'émission gamma diffuse, voir notamment [149, 150].

Fond diffus galactique

L'émission diffuse de la Voie Lactée domine le ciel gamma dans la gamme d'énergie du LAT. 80% de la luminosité de la Voie Lactée aux hautes énergies provient de processus dans le milieu interstellaire. L'émission gamma Galactique est le produit de l'interaction des RC avec le gaz du milieu interstellaire et avec les photons de basses énergies dans le champ de radiation

[6]Le code `GALPROP` est le code officiel de propagation des rayons cosmiques dans la collaboration Fermi-LAT.

interstellaire (ISRF[7]). C'est pourquoi son calcul requiert en premier lieu une estimation du spectre des RC à travers l'ensemble de la Galaxie.

Les composantes principales de l'émission diffuse sont :
- la désintégration de π^0 ;
- la diffusion Inverse Compton (IC) ;
- le bremsstrahlung des rayons cosmiques chargés.

Hunter et al. [59], ont été les premiers à fournir une analyse détaillée de l'émission gamma diffuse provenant des régions du plan Galactique ($|b| < 10°$). Le spectre gamma a été calculé sous l'hypothèse que les spectres des protons et des électrons dans la Galaxie sont semblables à ceux mesurés localement, révélant un excès au-delà de 1 GeV dans le spectre gamma observé par EGRET, appelé par la suite l'"excès au GeV". Strong et al. [147, 151] ont effectué une étude extensive de l'émission gamma diffuse Galactique dans le contexte de la propagation des RC, confirmant que ces modèles, basés sur les spectres des électrons et des nucléons mesurés localement et sur les contraintes synchrotron, permettent d'expliquer le spectre gamma entre 30 MeV et 500 MeV. Cependant, au-delà de cette gamme, des excès apparaissent de part et d'autre. Le modèle "conventionnel" que nous utiliserons est un modèle représentatif de cette classe de modèles. Il faut noter que l'excès au GeV observé par EGRET est visible quelque soit la direction d'observation (pas uniquement dans le plan) et ne peux pas être modélisé de façon simple uniquement en réévaluant certaines composantes (désintégration des π^0, ou IC)[8].

L'excès observé par EGRET a été longtemps un sujet de controverses puisqu'il a été admis que la calibration d'EGRET souffrait d'incertitudes [149, 152]. Si certains auteurs voient alors cet excès comme un artefact du détecteur, Baughman et al. [153] ont réalisé des simulations indiquant que la mauvaise calibration d'EGRET résulterait dans une sous-estimation du flux au GeV, et que l'excès serait en fait encore plus prononcé. Un autre type de modèles de diffusion des RC a été envisagé, pour lequel l'hypothèse que les spectres des électrons et des protons mesurés localement ont des flux représentatifs de ceux moyennés sur l'ensemble de la Galaxie est relâchée. Le choix a été fait dans cette étude de travailler aussi avec un type de modèle permettant de reproduire l'excès gamma observé par EGRET et s'est porté sur le modèle `GALPROP` "optimisé", afin d'avoir un second modèle de référence.[9]

Fond diffus isotrope (Extragalactique)

Le fond diffus modélisé dans la gamme d'énergie étudiée par Fermi tient compte de l'émission diffuse galactique induite par l'interaction des rayons cosmiques (protons et électrons) avec

[7] Interstellar Radiative Field.

[8] Notamment l'ajustement des données ne peut se faire grâce à un ajustement de la composante π^0 puisque le pic de l'excès se situe au-delà du pic du spectre des π^0.

[9] Il existe différentes raisons pour expliquer l'existance de fluctuations temporelles et spatiales de l'intensité des rayons cosmiques, comme l'explosion stochastique de supernova (SN). De même, le taux de SN est a priori plus important dans les bras spiraux de la Galaxie, or le système solaire se situe lui entre les bras spiraux. L'intensité des RC pourrait alors y être moins grande. Il existe encore d'autres sources pour ces fluctuations, telles que des anistropies de diffusion ou la convection par les vents Galactiques, fluctuations qui peuvent alors être plus marquées.

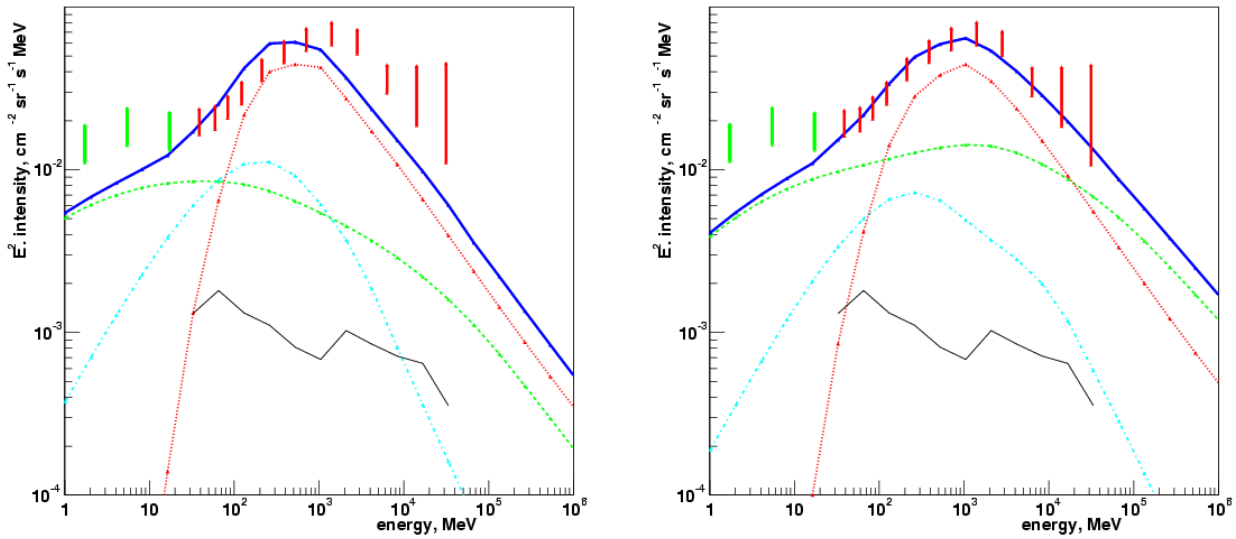


Fig. 8.4: Comparaison des spectres gamma du centre de la Galaxie ($300° < l < 30°$, $|b| < 5$) obtenus selon deux modèles (`GALPROP` "conventionnel" à *gauche* et `GALPROP` "optimisé" à *droite*) par rapport aux données EGRET (barres rouges) et COMPTEL (barres vertes). Les contributions des différentes composantes sont aussi montrées : désintégration des π^0 (ligne pointillée rouge), diffusion inverse Compton (ligne pointillée verte), bremsstrahlung (ligne pointillé cyan). La prédiction de la contribution de la composante de l'émission gamma diffuse extragalactique pour la gamme d'énergie d'EGRET est représentée par la ligne noire pleine. Figures tirées de [118]

le gaz interstellaire via désintégration de pions neutres et rayonnement de freinage, ainsi qu'avec le champ de radiation via la diffusion inverse Compton. Cette composante présente des structures marquées, avec notamment une luminosité beaucoup plus importante au niveau du plan Galactique. Même si cette composante domine le bruit de fond de ciel quelle que soit la région de ciel que l'on observe, il existe une autre composante de fond, isotrope, qu'il faut prendre en compte dans les descriptions de nos régions d'intérêt.

Cette nouvelle composante isotrope a été découverte dans un premier temps par l'expérience satellite SAS-2 [154], puis confirmée par l'expérience EGRET [117].

Le fond galactique domine l'émission gamma diffuse extragalactique (EGRB[10]), y compris aux pôles galactiques, où son flux est comparable à la contribution de la diffusion inverse Compton des électrons présents dans les rayons cosmiques sur le fond diffus gamma du plan galactique et des photons peu énergétiques du CMB.

L'isotropie de ce rayonnement semble indiquer que son origine serait extragalactique, il n'y a cependant pas encore de preuves formelles qui pourraient l'établir. Actuellement, l'émission gamma diffuse extragalactique est considérée comme la somme des sources extragalactiques non résolues et d'une véritable émission diffuse extragalactique. Cette composante a plusieurs

[10]Extragalactique Gamma Ray Background

origines envisagées, comme l'annihilation de particules de matière noire à l'échelle cosmologique notamment ou peut aussi être vue comme une possible signature de structure à grande échelle.

La diffusion Compton des photons solaires par les électrons induit une émission largement distribuée avec un maximum de brillance en direction du Soleil, dont le flux, moyenné sur l'ensemble du ciel est d'environ $10^{-6}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{sr}^{-1}$ au-delà de 100 MeV. Cela correspond à environ 10% de l'émission EGRB déterminée à partir des données d'EGRET. Par ailleurs, au niveau de l'écliptique, une nouvelle composante gamma peut aussi apparaître, due à l'albédo sur les petits objets (astéroïdes) du système solaire, qui peut être responsable d'une nouvelle composante de fond, y compris aux hautes latitudes galactiques.

La détermination de la composante EGRB, puisque non dominante, est dépendante du modèle envisagé et est influencée principalement par :

- la taille du halo de la galaxie ;
- les paramètres du spectre des électrons ;
- les paramètres du spectre des photons de basse énergie du fond.

Dans cette étude, la composante EGRB a été modélisée de façon simple par une loi de puissance d'indice spectrale $\Gamma = -2.1$, distribuée de façon uniforme sur l'ensemble du ciel. Cette modélisation est compatible avec les données, y compris avec celles obtenues par EGRET que Strong et al. [151] ont ré-analysées avec le modèle de fond galactique "`GALPROP` optimisé", lorsque l'on considère des incertitudes systématiques d'EGRET de l'ordre de 15%. Avec ce modèle, le flux intégré au-delà de 100 MeV est de $(1.11 \pm 0.01) \times 10^{-5}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{sr}^{-1}$ [155].

8.2 Sensibilité par la méthode des moindres carrés (χ^2)

Pour cette méthode, la sensibilité de Fermi à détecter un signal de matière noire en provenance de galaxies naines sphéroïdes a été déterminée à partir de simulations établies pour une période de 5 ans d'observation. En particulier, des simulations du bruit de fond de ciel attendu dans la région de Sagittarius dSph ont été effectuées en utilisant un modèle de fond extragalactique et deux modèles différents d'émission diffuse galactique.

L'espace des paramètres décrivant la masse du neutralino en fonction de la section efficace d'annihilation a été échantillonné en construisant des simulations pour chaque couple $(m_\chi, < \sigma v >)$ sur une grille 30×30 pour une gamme de masse allant de 50 GeV à 3 TeV et des sections efficaces d'annihilation comprises entre 10^{-27} et 10^{-24} $\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$. Comme nous l'avons dit précédemment, le spectre de gamma issus de l'annihilation de matière noire correspond à celui obtenu par une annihilation exclusive en $b\bar{b}$.

Présentation de la méthode

La méthode employée est relativement simpliste et non optimale, mais a constitué un prérequis important pour les études effectuées par la suite. La première étape consiste à définir la région d'intérêt dans notre recherche de signal. En appliquant une coupure en énergie sur les

évènements à 1 GeV et en considérant la taille de la PSF à cette énergie, la région d'intérêt choisie a un rayon de 0.5°.

La méthode appliquée dans cette étude pour la recherche d'un signal de matière noire est la méthode des moindres carrés. Elle est la conséquence de la maximisation de vraisemblance appliquée dans le cas où les fonctions de distributions aléatoires des variables que l'on cherche à mesurer sont des gaussiennes, centrées sur les quantités vraies λ_i. La fonction de densité de probabilité totale s'écrit alors comme le produit de N gaussiennes :

$$g(y_1, ..., y_N; \lambda_1, ..., \lambda_N, \sigma_1^2, ..., \sigma_N^2) = \prod_{i=1}^{N} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_i^2}} \exp\left(\frac{-(y_i - \lambda_i)^2}{2\sigma_i^2}\right), \tag{8.2}$$

où

- y_i correspondent aux valeurs mesurées ;
- λ_i correspondent aux valeurs vraies ;
- σ_i correspondent aux variances mesurées.

Dans notre cas, nous ne connaissons pas les valeurs des quantités vraies, mais uniquement leur distribution en fonction de différents paramètres (énergie, direction d'incidence...), $\lambda = \lambda(x, \theta)$ où $\theta = (\theta_1, ..., \theta_m)$ sont des paramètres inconnus.

La méthode des moindres carrés permet d'évaluer de façon simple la qualité de l'ajustement du modèle supposé en fonction des données. Le logarithme de la fonction 8.2 s'écrit alors :

$$logL(\theta) = \frac{-1}{2} \sum_{i=1}^{N} \frac{(y_i - \lambda(x_i; \theta))^2}{\sigma_i^2}. \tag{8.3}$$

L'équation 8.3 est maximisée en trouvant les valeurs des paramètres θ, variables du modèle, qui minimisent la quantité :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{nb} \frac{(y_i - \lambda(x_i; \theta))^2}{\sigma_i^2}. \tag{8.4}$$

Dans notre cas, le test des moindres carrés est effectué sur l'ensemble des évènements contenus dans la région de 0.5°, centrée sur la position de la dSph, en calculant la somme suivante :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{nb} \frac{\left(N_i^{Tot} - N_i^{Bckg}\right)^2}{\left(\sqrt{N_i^{Bckg}}\right)^2}. \tag{8.5}$$

N_i^{Bckg} est le nombre d'évènements de bruit de fond prédits dans la région d'intérêt pour la durée d'observation dans chacun des nb intervalles en énergies et N_i^{Tot} correspond au nombre d'évènements observés dans chacun des intervalles.

Résultats

La méthode des moindres carrés employée nous permet de déterminer quels sont les couples $(m_\chi, < \sigma v >)$ pour lesquels le modèle de fonds utilisé est inadapté pour reproduire les données simulées.

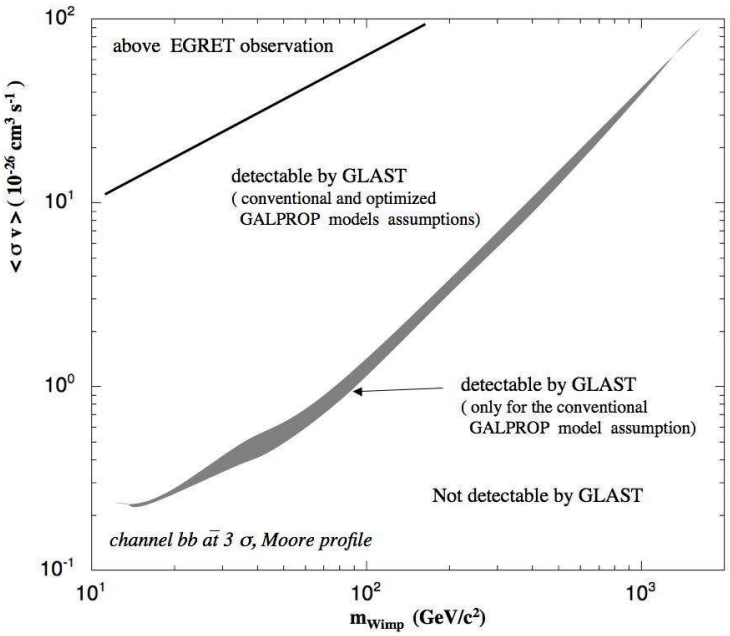


Fig. 8.5: Sensibilité à un signal de matière noire en provenance de Sagittarius dSph pour 5 ans de prise de données du Fermi-LAT dans l'hypothèse d'un profil de Moore [95]. La région dénommée au-dessus des observations d'EGRET a été calculée par rapport à la carte de limites supérieures fournie dans [156].

Les résultats obtenus par cette méthode sont présentés sur la figure 8.5. L'espace des paramètres compris entre le cadre et la ligne fine du coin supérieur gauche de la figure correspond aux couples qui sont déjà exclus par les observations d'EGRET. Ces contraintes ont été obtenues en extrapolant le flux observé dans cette région au-delà de 100 MeV [156] ($\Phi(E_\gamma > 100MeV) < 4 \times 10^{-8} cm^{-2} s^{-1}$).

La seconde courbe grisée correspond à la limite de sensibilité de Fermi à détecter un signal de matière noire à 3 σ en 5 ans en provenance de Sagittarius dSph dans l'hypothèse d'un profil de Moore ($J^{Moore} = 75 \times 10^{19} \mathrm{GeV}^2\mathrm{cm}^{-5}$ (pour $\Delta\Omega = 0.054\mathrm{sr}$)) correspondant à un profil plutôt optimiste.

Les modèles situés entre les deux courbes sont accessibles par Fermi-LAT en utilisant aussi bien le modèle "`GALPROP` conventionnel" que le modèle "optimisé". La largeur de la courbe grisée correspond aux couples qui sont accessibles uniquement dans le cas où le fond diffus galactique correspondrait au modèle "`GALPROP` conventionnel".

Le profil de coeur/Moore a été envisagé dans cette étude afin d'avoir suffisamment de statistique lors de l'analyse des simulations. Dans le cas où le profil de matière noire de Sagittarius dSph est décrit par un profil NFW, $J^{NFW} = 15 \times 10^{19} \mathrm{GeV}^2\mathrm{cm}^{-5}$ (pour $\Delta\Omega = 0.054\mathrm{sr}$), les courbes de sensibilités s'obtiennent simplement en ré-échellonnant vers le haut les courbes d'un facteur 5.

Limitation, pourquoi et comment aller plus loin

Il existe trois facteurs essentiels qui limitent les résultats de cette étude :
- cette analyse permet uniquement d'estimer les couples $(m_\chi, < \sigma v >)$ pour lesquels le modèle de fond ne permet pas de reproduire les simulations. Elle ne permet pas de savoir si l'ajout d'une composante de matière noire améliore la qualité de l'ajustement ;
- lors de cette analyse, la fonction de réponse de l'instrument n'est prise en compte que lors de la simulation des sources, et non lors de l'ajustement des variables du modèle ;
- par ailleurs, nous travaillons avec des faibles statistiques pour lesquelles l'approximation d'une distribution gaussienne des évènements dans les intervalles en énergie n'est pas valable.

Pour ces différentes raisons, une nouvelle analyse a été développée afin de rendre compte d'une sensibilité du Fermi-LAT plus réaliste avec les performances réelles du détecteur.

8.3 Présentation du maximum de vraisemblance utilisé dans Fermi

De façon générale dans le maximum de vraisemblance utilisé dans Fermi-LAT, le modèle décrivant les sources est la somme des contributions de chacune des sources ponctuelles et étendues présentes dans la région d'intérêt pour notre étude. Cette région d'intérêt est centrée sur la source que nous cherchons à étudier est doit être d'une taille largement supérieure au rayon de la PSF à l'énergie seuil que l'on considère afin de prendre en compte tous les évènements pouvant être associés à notre source. Le modèle doit donc inclure toutes les sources présentes dans le champ de vue, ponctuelles ou étendues, ainsi que des sources se situant à proximité. Un traitement probabiliste que des évènements d'une source située hors de la région d'intérêt mais reconstruits à l'intérieur de celle-ci à cause de la fonction d'étalement soient associés aux bonnes sources, est en effet opéré.

La fonction source S, dépendante de l'énergie vraie du photon ϵ et de sa véritable direction d'incidence dans le ciel $\hat{p}$, s'écrit comme la somme des fonctions décrivant l'ensemble des sources S_i présentes dans la région d'intérêt :

$$S(\epsilon, \hat{p}) = \sum_i S_i(\epsilon, \hat{p}). \tag{8.6}$$

Dans l'hypothèse où les facteurs spatiaux et spectraux des sources sont constants dans le temps, il est possible de séparer ces deux composantes :

$$S_i(\epsilon, \hat{p}) = s_i(\epsilon)\tilde{S}_i(\hat{p}). \tag{8.7}$$

Pour une source ponctuelle on a :

$$S_i(\epsilon, \hat{p}) = s_i(\epsilon)\delta(\hat{p} - \hat{p}_i). \tag{8.8}$$

Lors de l'ajustement, par maximisation de vraisemblance, des paramètres des modèles par rapport aux évènements observés, seule la partie spectrale est ajustée. La localisation des sources

s'effectue soit dans une étape antérieure au moyen d'autres outils dédiés ou la position de la source est supposée par avance. Cela pourrait s'effectuer durant la même étape mais cette dissociation permet de limiter les temps de calculs et d'éviter les problèmes de non convergences apparaîssant lors des balayages d'espaces de paramètres à multiples dimensions pour des nombres d'itérations fixés.

8.3.1 Analyse échantillonée ou évènement par évènement

La distribution attendue du nombre de coups détectés s'exprime comme l'intégrale, sur l'énergie et la direction vraies sur l'ensemble de la "région source". En principe, elle doit couvrir l'ensemble du ciel et toutes les énergies, de la convolution de la fonction décrivant la source avec la fonction de réponse de l'instrument :

$$M(\epsilon', \hat{p}', t) = \int_{SR} d\epsilon d\hat{p} S(\epsilon, \hat{p}) R(\epsilon', \hat{p}'; \epsilon, \hat{p}, t). \tag{8.9}$$

Ceci peut s'écrire comme la somme de l'ensemble des sources présentes dans la région source définie, de l'intégrale de la convolution de la fonction décrivant la source avec la fonction de réponse de l'instrument :

$$\begin{aligned} M(\epsilon', \hat{p}', t) &= \sum_i \left[\int_{SR} d\epsilon d\hat{p} S_i(\epsilon, \hat{p}) R(\epsilon', \hat{p}'; \epsilon, \hat{p}, t) \right] \\ &= \sum_i M_i(\epsilon', \hat{p}', t). \end{aligned} \tag{8.10}$$

Comme le nombre d'évènements attendus est faible, la distribution des évènements est Poissonienne lors du découpage en énergie et en coordonnées spatiales (ϵ', $\hat{p}'$) des données. Le maximum de vraisemblance s'écrit alors :

$$L = \Pi_j \frac{\theta_j^{n_j} e^{-\theta_j}}{n_j!}, \tag{8.11}$$

où n_j est le nombre d'évènements dans l'intervalle j et θ_j est le nombre d'évènements prédits dans cet intervalle j.

θ_j est donné par l'intégrale sur la durée d'observation Δt pour l'intervalle j de la distribution attendue des coups détectés :

$$\theta_j = \int_{\Delta t} dt \int_j d\epsilon' d\hat{p}' M(\epsilon', \hat{p}', t). \tag{8.12}$$

En prenant le logarithme de l'équation 8.11, on obtient :

$$\begin{aligned} logL &= \sum_j [(n_j log\theta_j - \theta_j) - \cancel{logn_j!}] \\ &= \sum_j n_j log\theta_j - N_{pred}. \end{aligned} \tag{8.13}$$

Puisque le nombre d'évènements prédits, N_{pred}, s'exprime, par construction comme :

$$N_{pred} = \int_{\Delta t} dt \int_{\epsilon_{min}}^{\epsilon_{max}} d\epsilon' \int_{ROI} d\hat{p}' M(\epsilon', \hat{p}', t) = \sum_j \theta_j. \tag{8.14}$$

Dans la limite où les intervalles ont une largeur suffisament réduite, zéro ou un évènement sera compris dans chacun des intervalles. On a donc :

$$\theta_j = \delta\epsilon' \delta\hat{p}' \delta t M(\epsilon'_j, \hat{p}'_j, t_j) \tag{8.15}$$

où j correspond ici à chacun des évènements détectés.

On obtient ainsi l'expression du maximum de vraisemblance non-échantillonné, où chaque évènement est traité individuellement :

$$logL \;=\; \sum_j logM(\epsilon'_j, \hat{p}'_j, t_j) - \cancel{N_{obs} log(\delta\epsilon', \delta\hat{p}', \delta t)} - N_{pred}. \tag{8.16}$$

8.3.2 Test d'hypothèse - Test Statistic - Significativité

Nous venons d'établir les expressions des fonctions de maximum de vraisemblance appliquées aux données traitées de façon échantillonnées ou évènement par évènement. L'intérêt principal du maximum de vraisemblance est d'utiliser les informations contenues dans les données afin d'estimer les valeurs des paramètres intervenant dans la formulation de notre fonction de densité de probabilité. Il est aussi possible d'utiliser ces informations afin d'effectuer des tests, comme vérifier ou réfuter une théorie ou une hypothèse, ou encore aider à la décision entre des hypothèses alternatives. Il existe en statistique différents tests permettant de comparer deux hypothèses H_0 et H_1. Dans notre cas, l'hypothèse H_0 correspondra à l'hypothèse de base, la plus simple pouvant être formulée pour décrire les données observées dans une région d'intérêt définie. H_0 est définie comme la fonction de densité de probabilité (PDF[11].) d'observer un nombre d'évènements N_0. Elle est obtenue sur un modèle constitué uniquement de l'émission de fond (émission diffuse galactique et émission diffuse extragalactique[12]) :

$$H_0 = PDF_{bckg}.$$

L'hypothèse H_1 que nous considèrerons correspondra à l'ajout d'une source de matière noire à notre modèle de fond H_0. Ainsi pour l'hypothèse H_1 la fonction de densité de probabilité d'observer un nombre d'évènements liés au modèle de fond et un nombre d'évènements liés à la source de matière noire est :

$$H_1 = PDF_{bckg+source_{DM}}.$$

Il existe une fonction de vraisemblance associée à chacune des deux hypothèses, $L_0(\vec{x}|H_0)$ et $L_1(\vec{x}|H_1)$, où $\vec{x}$ correspond aux vecteurs d'informations associées aux données (énergie, direction

[11] En anglais : *probability density function*

[12] Dans ce chapitre nous ne considérons aucunes sources ponctuelles dans notre modèle de fond.

d'incidence, temps d'arrivée, etc, pour chacun des photons contenus dans notre région d'intérêt). Le test statistique (TS) utilisé ici pour distinguer la meilleure hypothèse correspond au rapport des maximums de vraisemblance[13] :

$$TS' = \frac{L_0(\vec{x}|H_0)}{L_1(\vec{x}|H_1)}. \tag{8.17}$$

Le test du rapport des vraisemblances est devenu encore plus puissant après les travaux de Wilks en 1938 [158]. Le théorème de Wilks permet de montrer que le logarithme du rapport des vraisemblances se distribue (asympototiquement) comme un χ^2_n à n degrés de liberté (n étant le nombre de degré de liberté supplémentaires de l'hypothèse H_1 par rapport à l'hypothèse de base H_0). Ainsi la définition du test statistique utilisé dans Fermi s'exprime sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} TS &= -2 \times \ln\left(\frac{L_1(\vec{x}|H_1)}{L_0(\vec{x}|H_0)}\right) \\ &= -2 \times (\ln(L_0(\vec{x}|H_0)) - \ln(L_1(\vec{x}|H_1))) \end{aligned} \tag{8.18}$$

Le théorème de Wilks suppose cependant que l'espace des paramètres de θ soit non borné. Cela n'est pas le cas lorsque l'on cherche à déterminer la normalisation d'une forme spectrale, auquel cas on se cantonne à un espace de paramètre ayant un sens physique, i.e uniquement pour des valeurs positives ou nulles de ce paramètres de normalisation. Cette difficulté a déjà été rencontrée dans l'expérience EGRET. L'utilisation extensive de simulations Monte-Carlo a alors pu établir que dans le cas d'un espace de paramètres où les flux sont bornés à être positifs ou nuls, ce rapport se comportait en réalité comme $\chi^2_1/2$ (dans le cas où le paramètre de normalisation était le seul nouveau degré de liberté) [159].

La sensibilité du LAT lors de la recherche d'une source définie dans le cas de l'hypothèse H_1 par rapport au cas de l'hypothèse de base du bruit de fond H_0 est donnée par $\sigma = \sqrt{TS}$.

8.4 Sensibilités obtenues avec le maximum de vraisemblance

La méthode de maximisation de la vraisemblance pour l'étude des sensibilités de détection de la matière noire dans les galaxies naines sphéroïdes a été appliquée sur deux sources particulières : Draco et Sagittarius dSph.

Les résultats que nous allons présenter par la suite ont été obtenus pour des analyses avec un seuil en énergie pour la sélection des évènements fixé à 1 GeV. Dans ce cas, la résolution angulaire est inférieure à 1° pour des évènements d'incidence normal. Ainsi, pour être assuré que tous les évènements de matière noire simulés en provenance de la galaxie naine soient gardés, et afin de déterminer la normalisation des deux fonds (diffus galactique et diffus extragalactique), nous avons aussi appliqué un critère de sélection sur la zone d'arrivée des photons par rapport à la position centrale de notre région d'intérêt de 5° de rayon.

[13] L'utilisation du rapport des maximum de vraisemblance pour contraindre différentes hypothèses a été introduite en 1928 par Neyman et Pearson [157]

Dans cette section et la suivante, les sensibilités calculées sont établies pour une période d'observation de **1 an** et non 5 ans comme dans la section 8.2.

8.4.1 Environnement de type Draco

Sur les deux galaxies étudiées, le cas de Draco est sans aucun doute le plus simple, que ce soit au niveau de la modélisation du profil de distribution de matière noire ou au niveau de la modélisation du bruit de fond dans cette région.

8.4.1.1 Profil de matière noire

Dans le cas où comme pour Draco, la galaxie naine se situe à une distance d'environ 80 kpc du centre de la galaxie, pour un rayon d'échelle 0.14 kpc, la taille angulaire de la région pour laquelle le signal gamma est attendu, est de 0.1 degré. Pour la résolution angulaire de Fermi à 100 MeV, Draco, ou toute source similaire, peut alors être considérée comme une source ponctuelle quel que soit le profil de densité utilisé. Nous avons là encore adopté dans la suite de cette étude un profil de type Moore pour décrire le contenu en matière noire à l'intérieur de la galaxie naine Draco car le rapport des intégrales le long de la ligne de visée dans le cas d'un profil de type Moore sur un profil NFW permet d'augmenter la force du signal ($J^{Moore}_{Draco}/J^{NFW}_{Draco} \sim 6$). Et l'obtention des sensibilités dans le cas d'un profil NFW s'effectue par un simple facteur de normalisation.

8.4.1.2 Bruit de fond

Dans une région de plusieurs degrés, centrée sur la position de Draco, ou à des latitudes égales ou supérieures, le bruit de fond est relativement homogène. On se situe en effet suffisamment loin du plan de la Galaxie (l = 86.37°, b = 34.72°) et la taille réduite de la zone observée pourrait nous permettre de négliger la variation du fond diffus galactique. Nous avons néanmoins utilisé la description du bruit de fond galactique sous forme de fichier MapCube, i.e. avec un flux défini pour un jeu de trois coordonnées (une en énergie et deux d'espaces), à la fois lors des simulations et lors des procédures d'ajustement des données. L'homogénéité du bruit de fond sur l'ensemble du champ de vue est cependant un atout permettant de mettre plus facilement en évidence une source faible, comme les sources de matière noire.

8.4.1.3 Résultats

La figure 8.6 présente les résultats de la méthode de maximisation de vraisemblance utilisée pour la recherche d'un signal de matière noire dans le cas d'une source ponctuelle située dans une région éloignée du plan de la Galaxie. Les résultats sont établis pour une durée d'observation de 1 an en mode de cartographie de l'ensemble du ciel. Les résultats ont été obtenus pour des

analyses échantillonnées effectuées avec les IRFs P6_V1_SOURCE[14] ainsi qu'avec les IRFs P6_V1_DIFFUSE. L'analyse non-échantillonnée donne des résultats similaires.

Les résultats de la figure 8.6 traduisent que dans le cas de Draco ($J^{Moore} = 6.9{\times}10^{19}\mathrm{GeV}^2\mathrm{cm}^{-5}$ pour $\Delta\Omega = 8.6\ 10^{-3}$sr), cette méthode doit permettre de détecter un signal de matière noire avec une signification de 3 déviations standard pour une valeur minimale de la section efficace d'annihilation pondérée par la vitesse des neutralinos de l'ordre de quelques unités de $10^{-26}\mathrm{cm}^3\mathrm{s}^{-1}$ pour des masses allant de 50 à 100 GeV.

Le domaine d'intégration de la forme spectrale pour des particules plus massives étant plus étendu, le nombre de gamma issus de l'annihilation d'une particule de matière noire augmente avec la masse. Cependant, le flux de gamma est aussi inversement proportionnel à la masse de la particule s'annihilant. Ce second facteur induit une décroissance plus importante dans le flux de gamma attendu, on obtient un flux gamma proportionnel à $\propto 1/m_{DM}$, expliquant pourquoi lorsque la masse de la particule augmente, la sensibilité du LAT devient moins importante.

Les résultats obtenus dans le cas des fonctions de réponses du LAT établies pour la recherche de sources stables et d'intensités relativement élevées (P6_V1_SOURCE) permettent, d'atteindre des sections efficaces (et donc des flux) relativement plus faibles (facteur ~ 3) que dans le cas de l'analyse avec les IRFs P6_V1_DIFFUSE. Cette classe n'a cependant pas été retenue lors de l'analyse des données réelles que nous présenterons aux chapitres 9 et 10 car une contamination résiduelle des rayons cosmiques chargés demeure pour l'instant trop importante.

8.4.2 Environnement de type Sagittarius dSph

8.4.2.1 Profil de matière noire

Dans le cas de Sagittarius dSph, vu la proximité de la source et ses paramètres intrinsèques et comme la fonction de réponse de l'instrument ne nous permet pas de tester l'hypothèse d'un profil de coeur discutée dans le chapitre 5, nous avons décidé de modéliser la galaxie naine par une source étendue en utilisant un MapCube (i.e : un cube à trois dimensions : une dimension spectrale correspondante au spectre de matière noire pour la masse et le rapport de branchement considérés ; et deux dimensions de coordonnées spatiales).

Pour des profils de Moore ou NFW standards, la galaxie Sagittarius dSph apparaît intrinsèquement étendue, comme le montre la figure 8.7 où les rayons contenant 95 et 99% de la densité de matière noire sont présentés.

8.4.2.2 Bruit de fond

Dans le cas d'une source se situant, comme Sagittarius dSph (l = 5.6°, b = −14.0°), à proximité du plan Galactique, une connaissance précise de l'émission diffuse Galactique sera primordiale. Lors de l'analyse de ce type de région, l'anisotropie de l'émission diffuse émise par le plan Galactique est observable dans la région d'intérêt définie pour analyser la source.

[14] Comme nous l'avons déjà mentionné, il existe différents jeux de coupures pour analyser les données du LAT, dénommés TRANSIENT, SOURCE et DIFFUSE. En fonction de la source que l'on souhaite analyser, des critères de sélections différents peuvent être appliqués. Cela permet en particulier une réjection plus ou moins stricte du bruit de fond, ainsi qu'une perte plus ou moins importante du nombre de gamma retenus.

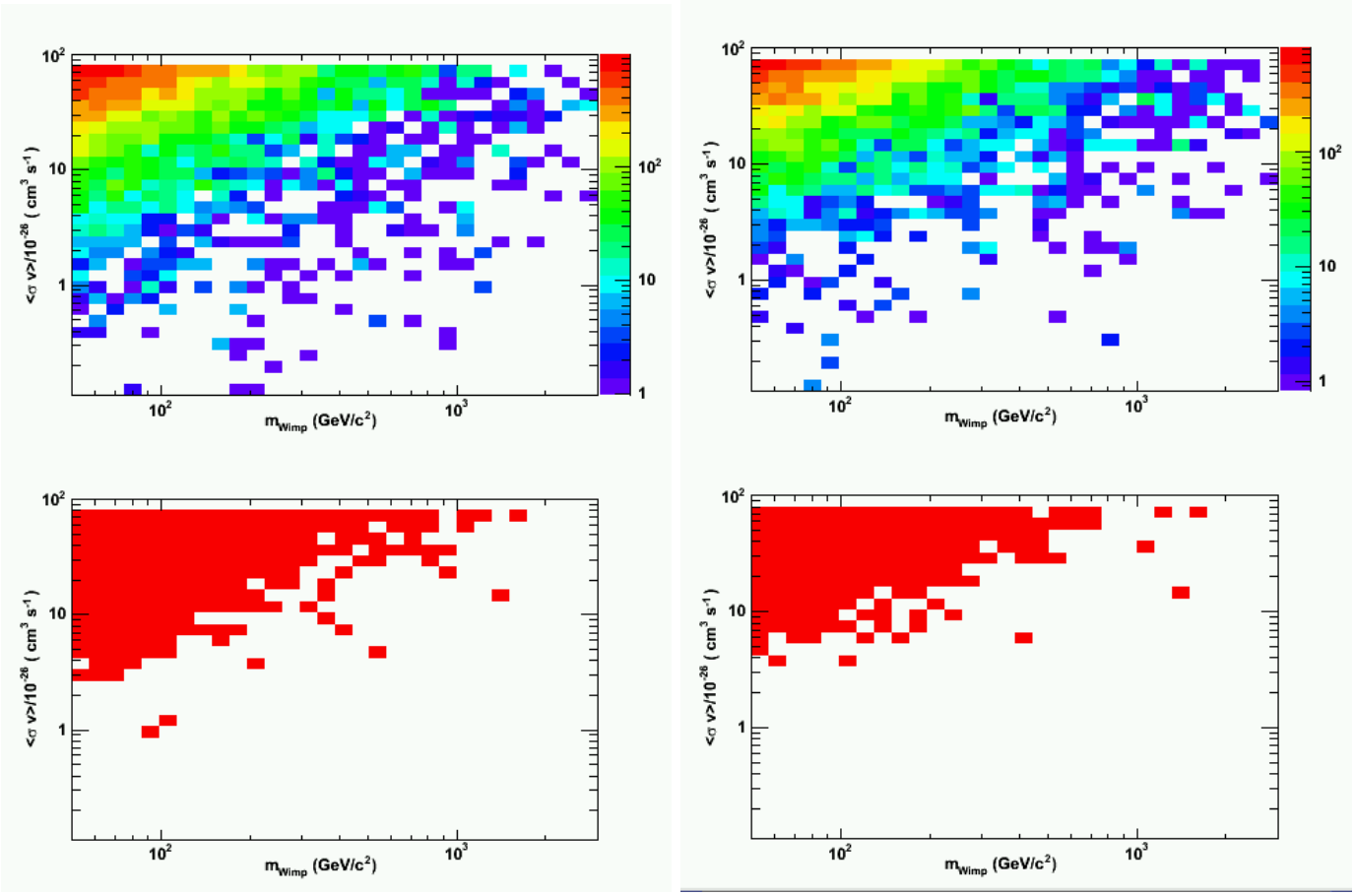


Fig. 8.6: Sensibilité à un an du Fermi-LAT à la recherche de matière noire dans une région semblable à Draco. *Haut :* valeur des tests statistiques pour chacune des simulations en fonction du couple (masse de neutralino, section efficace d'annihilation) (m_χ, $< \sigma v >$). *Bas :* modèles détectables par le LAT à plus de 3 σ. ***Gauche :*** résultats obtenus en utilisant les IRFs P6_V1_SOURCE. ***Droite :*** résultats obtenus en utilisant les IRFs P6_V1_DIFFUSE.

La recherche d'un signal étendu de matière noire à proximité du plan galactique est rendue complexe par la possibilité qu'une surdensité de matière et/ou une surdensité de la valeur du champ magnétique, soit présente dans une de ces régions proches du plan de la Galaxie. Si le modèle d'émission diffuse utilisé ne la prend pas en compte, il est possible qu'une partie de l'émission du plan Galactique soit attribuée de façon erronnée à une source.

Dans notre étude, nous avons choisi comme cadre d'étude une source de forte intensité (forte densité de matière noire et proche de nous) et étendue, afin de couvrir, avec le cas des galaxies naines du type de Draco, un spèctre de possibilité aussi large que possible.

8.4.2.3 Résultats

La figure 8.8 présente les résultats obtenus lors du calcul de la sensibilité du Fermi-LAT pour la recherche d'un signal de matière noire dans le cas d'une source étendue se situant à

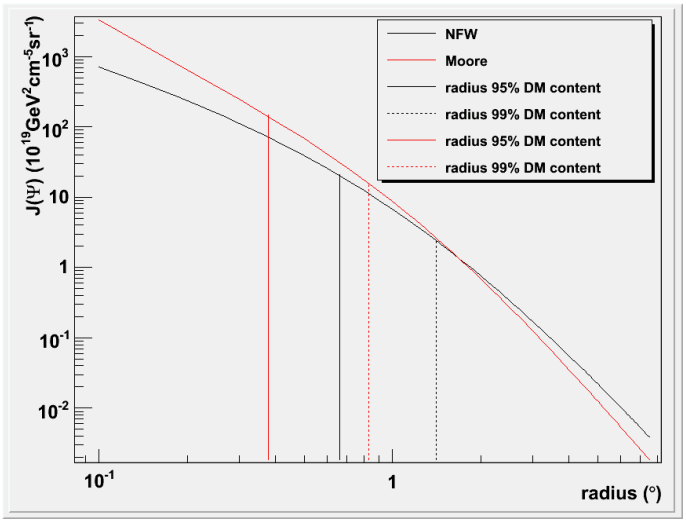


Fig. 8.7: Intégrale sur la ligne de visée de la distribution de matière noire dans Sagittarius dSph en fonction du rayon d'intégration du signal. Deux modèles sont présentés : *ligne noire :* profil NFW, *ligne rouge :* profil de Moore.

proximité du plan galactique.

Les résultats présentés correspondent à un profil de matière noire pour Sagittarius dSph de type Moore discuté dans la section 8.2.

Encore une fois, dans cette étude, les fonds utilisés pour les simulations et les maximisations de vraisemblance étaient connus, ce qui n'est pas le cas pour les véritables données, au moins au terme de la première année. Les limites supérieures établies doivent donc être prises comme des limites plutôt optimistes et c'est pourquoi elles sont comparables à celles de Draco, malgré la proximité du plan galactique. Pour la configuration d'analyse utilisée (seuil en énergie au dessus de 1 GeV, région circulaire de 5° de rayon centrée à $-14°$ du plan galactique), les résultats sont sensiblement équivalents, que le modèle de fond tienne compte de l'excès au GeV observé par EGRET ou non. On remarque cependant que dans le cas où le modèle `GALPROP` "conventionnel" est utilisé pour simuler le fond diffus galactique, des couples $(m_\chi, < \sigma v >)$ de plus faible section efficace peuvent être détectés. Ces deux effets sont dus à l'utilisation d'un seuil en énergie élevé (1 GeV) lors de l'analyse.

La figure 8.9 présente le résultat de l'analyse pour laquelle le fond galactique utilisé lors de la simulation et lors de l'analyse a été échangé (resp. "conventionnel" et "optimisé"). Dans ce cas, on peut voir que les résultats obtenus sont encore une fois très semblables à ceux présentés sur les figures 8.8. Ce type d'étude permet de prévoir quel serait l'impact de l'utilisation d'un modèle possédant une erreur systématique dans une zone proche du plan galactique où la détermination du fond sera probablement difficile à cause du grand nombre de sources ponctuelles qui seront présentes, sur le traitement des données dans le cadre d'un recherche de signal de matière noire. On peut observer sur la partie droite de 8.9, la différence relative des résultats dans le cas de l'utilisation du modèle `GALPROP` "conventionnel" lors de l'ajustement (modèle utilisé lors de la

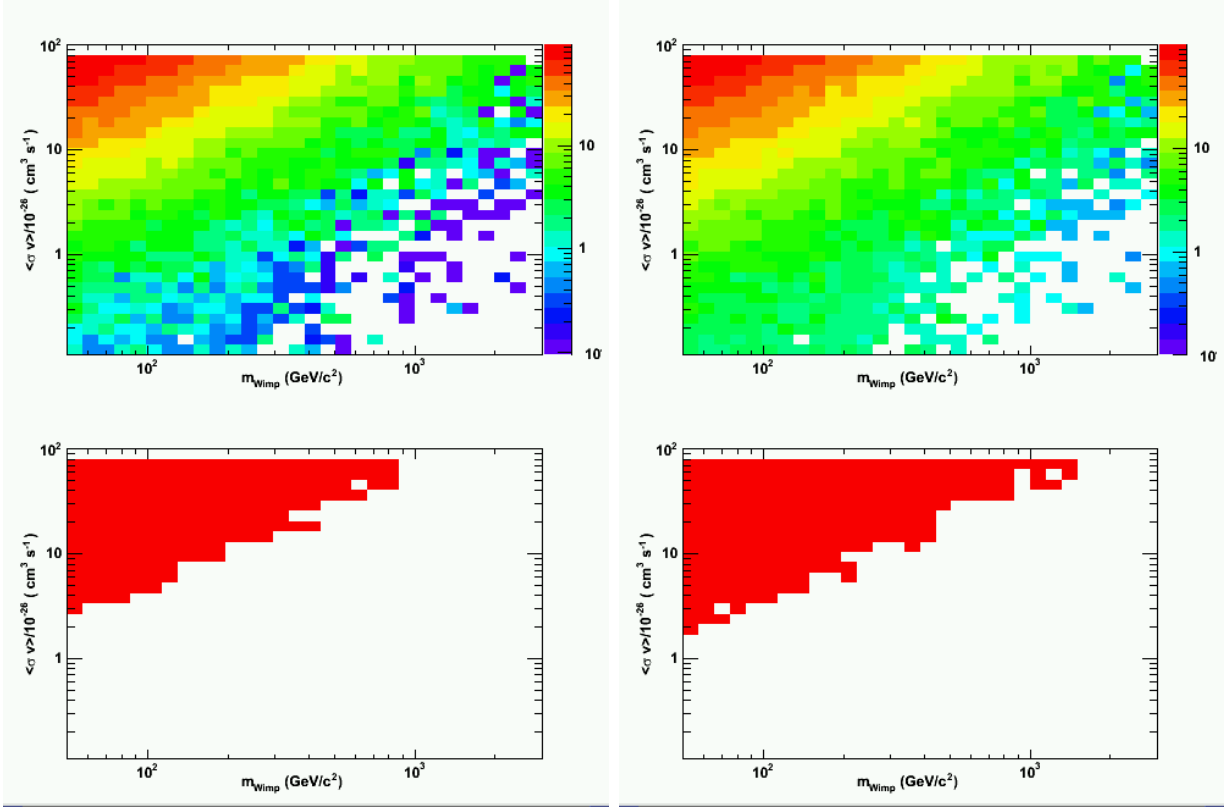


Fig. 8.8: Sensibilité à un an du Fermi-LAT à la recherche de matière noire dans une source étendue située à proximité du plan de la Galaxie pour des évènements d'énergie supérieure à 1 GeV. *Haut :* valeur des tests statistiques pour chacune des simulations en fonction du couple (masse de neutralino, section efficace d'annihilation) (m_χ, $< \sigma v >$). *Bas :* modèles détectables par le LAT à plus de 3 σ. *Gauche :* le fond galactique simulé correspond à la version "optimisé". *Droite :* le fond galactique simulé correspond à la version "conventionnel".

génération des simulations) ou de l'utilisation du modèle `GALPROP` "optimisé". La partie basse présente les modèles pour lesquels la différence est supérieure à 20%.

8.4.3 Limitations de la méthode

La méthode est en fait relativement optimiste, principalement pour deux raisons. La première est que l'on considère le bruit de fond parfaitement connu. En effet, dans la méthode le bruit de fond ajustant les données est identique à celui ayant servi lors de la simulation, sauf lors du dernier test. Cependant, dans ce cas de figure aussi les modèles utilisés présentent des caractéristiques spatiales identiques. De plus, encore une fois on considère qu'aucune source ponctuelle n'est présente dans le champ de vue. Cela n'a aucune raison d'être pour les vraies données. Le catalogue établi sur la première année de prise de données du Fermi-LAT a déjà permis de détecter plus de 1000 sources dont $\sim 40\%$ se situent à des latitudes $\mid b \mid > 30°$, et distribuées de façon relativement uniforme. Ceci rend la probabilité de n'avoir aucune source

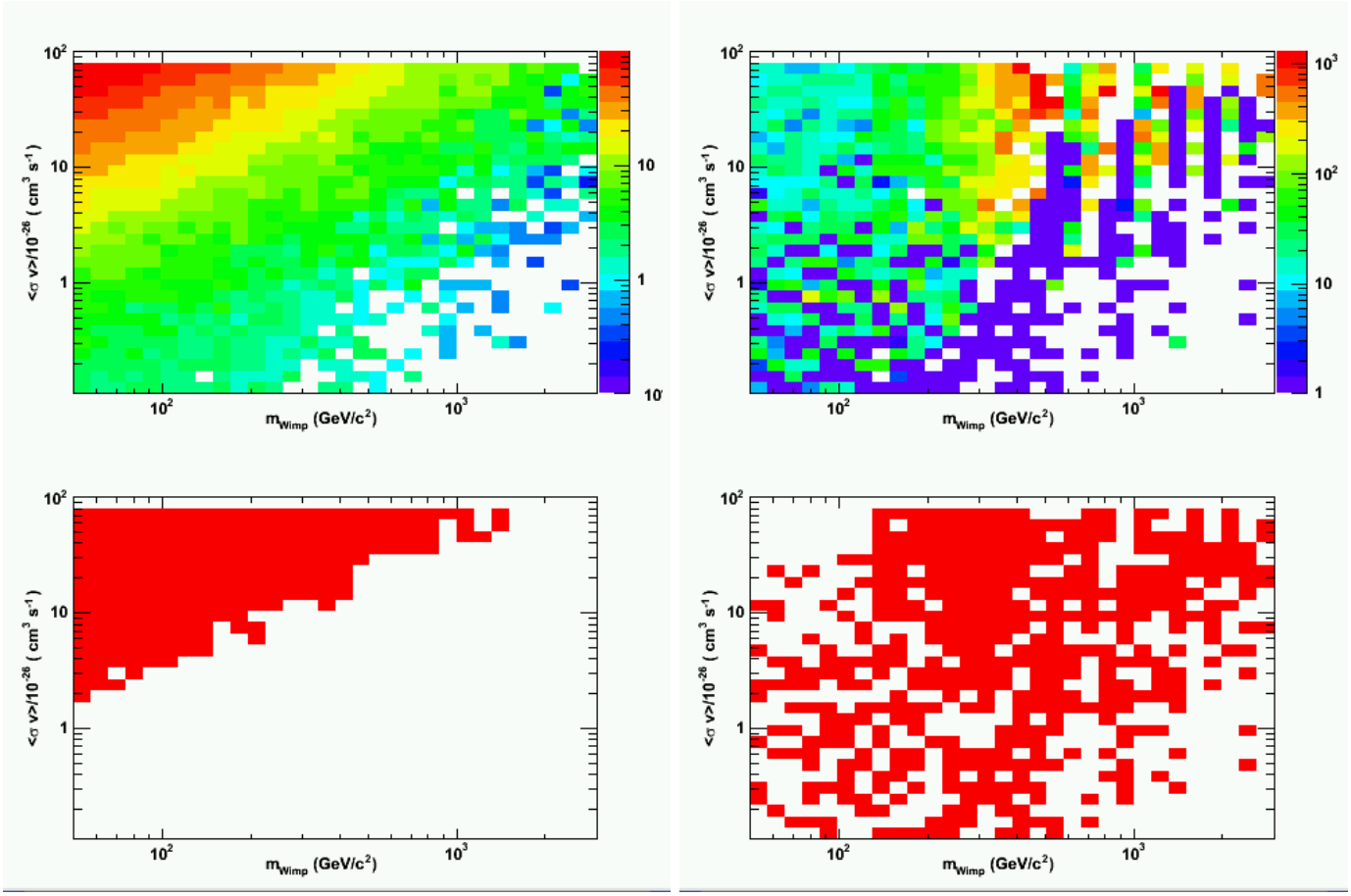


Fig. 8.9: Impact du modèle de fond utilisé sur la sensibilité à un an du Fermi-LAT à la recherche de matière noire dans une source étendue située à proximité du plan de la Galaxie. **Gauche :** *Haut :* valeur des tests statistiques pour chacune des simulations en fonction du couple (masse de neutralino, section efficace d'annihilation) (m_χ, $< \sigma v >$). *Bas :* modèles détectables par le LAT à plus de 3 σ. **Droite :** *Haut :* différences relatives (%) entre les résultats des analyses avec le bon modèle de fond et avec le modèle de fond échangé $(\mathrm{TS_{conv}} - \mathrm{TS_{opti}})/\mathrm{TS_{opti}}$. *Bas :* modèles dont la différence relative excède 20%.

dans un champ de vue de plusieurs degrés faible. Dans le cas où l'une de ces sources se situerait à proximité d'une dSph, une difficulté supplémentaire dans le calcul des limites supérieures viendrait de la difficulté à associer de façon certaine les photons observés avec la source, le fond diffus ou la galaxie naine.

La seconde raison est liée à la méthode employée lors de la procédure d'ajustement des données avec le modèle de matière noire. Dans cette partie, nous connaissions la masse de la particule de matière noire utilisée lors de la simulation de la dSph. La même masse a été utilisée pour créer le modèle servant à l'ajustement des données. Ceci introduit un biais certain, optimiste, dans le calcul des sensibilités car il y a a priori aucune chance que l'on connaisse

au préalable la masse de la particule de matière noire avec une erreur suffisamment petite. Cependant, dans le cas où le Large Hadron Collider fournirait un candidat potentiel à la matière noire, sous forme d'une nouvelle particule de masse relativement bien identifiée, les prédictions obtenues garderaient alors toute leur cohérence.

Jusqu'à présent la recherche de signal en provenance de l'annihilation de particules de matière noire, et surtout la différence spectrale existant entre des sources astrophysiques dites standards et celles de la matière noire, n'était pas véritablement mise à profit dans les outils existants. Dans les études précédentes, la procédure d'ajustement spectral utilisait un certain nombre de fichiers, tabulés en fonction de la masse de la particule. Ce nombre pouvait être augmenté afin d'essayer d'améliorer la précision sur la valeur de la masse reconstruite mais cela restait tout de même une analyse discrète sur la valeur de la masse.

Nous allons maintenant nous intéresser à un nouvel outil d'analyse, élaboré pour la recherche de signaux de gamma issus de l'annihilations de particules de matière noire, DMFit[160].

8.5 Validation de l'outil DMFit

Deux membres du groupe DM&NP ont, dans un contexte relativement similaire, développé un code d'analyse (Profumo & Jeltema [160]) dédié aux formes spectrales de gamma issus de l'annihilation de particules de matière noire selon certains canaux définis. Ce code a été repris dans le contexte de l'analyse des données du LAT.

8.5.1 Présentation de DMFit

DMFit est un outil d'analyse calculant le flux de gamma, issus de l'annihilation d'une paire de WIMPs génériques. En effet, l'utilisateur pourvoit la masse de la particule de matière noire et ses rapports d'embranchement dans les canaux finaux du Modèle Standard. Le programme se base sur les jeux de simulations pour l'hadronisation et la désintégration des produits d'annihilation utilisés dans DarkSUSY [134]. Ils ont été obtenus à partir du générateur Monte-Carlo Pythia 6.154 [161]. Un total de 18 masses de neutralino, comprises entre 10 et 5000 GeV, ont été échantillonnées. Pour chacune d'entre elles, huit états finaux "fondamentaux" du Modèle Standard sont accessibles :

- trois paires de quark-antiquark : $c\bar{c}$, $b\bar{b}$ et $t\bar{t}$;
- deux paires lepton-antilepton : $\mu^+\mu^-$ et $\tau^+\tau^-$;
- deux paires de bosons de jauge : W^+W^- et ZZ ;
- et les paires de gluons : gg.

Les informations concernant les flux différentiels à des énergies fixées et les flux intégrés au-delà de ces énergies pour l'ensemble des masses et des canaux d'annihilations sont répertoriées dans deux tables de données.

Le programme procède ensuite à une interpolation (dont le type peut être défini par l'utilisateur) des résultats de ces fichiers afin de déterminer le couple (masse de WIMPs, rapports d'embranchement) permettant d'ajuster le plus précisément les données.

Un autre canal d'annihilation non disponible dans DarkSUSY est implanté dans DMFit. Il correspond au canal d'annihilation en paire électron-positron e^-e^+, pour lequel des gamma sont rayonnés par bremsstrahlung. Pour divers modèles de WIMPs, et notamment dans le cas de particules de Kaluza-Klein envisagées dans les théories de dimensions supplémentaires, ce canal est particulièrement pertinent. Pour ce canal, l'approximation analytique du nombre différentiel de photons dans le cas $\chi\chi \rightarrow e^+e^-\gamma$, fournit dans [162], a été utilisée :

$$\frac{dN}{dx} = \frac{\alpha}{\pi}\frac{x^2 - 2x + 2}{x} \ln\left(\frac{m_\chi^2}{m_e^2}(1-x)\right) \tag{8.19}$$

où $x = E/m_\chi$.

8.5.2 Présentation des résultats de validation : stabilité et performances

Un ensemble de (30 × 10) couples de particules de masses variant entre 50 GeV et 3 TeV et des flux fixés entre $5 \times 10^{-10}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ et $10^{-8}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ont été simulés. Les figures 8.10 et 8.11 présentent les résultats obtenus sur la validation de l'intégration de DMFit dans les outils d'analyses du LAT pour la recherche de spectre de matière noire.

Les simulations ont été effectuées pour 8 mois d'observations du ciel par le LAT. Pour les flux et les masses considérées, cela correspond à un nombre d'évènements gamma issus de la source de matière noire compris entre 10 et 250 pour une sélection d'évènements dans une région de 10° autour de la position de simulation de la source et ayant une énergie supérieure à 200 MeV. Dans le cas des fonds simulés, fond diffus galactique et fond diffus isotrope, les nombres d'évènements respectifs pour des critères de sélection identiques sont respectivements d'environ 13600 et 11600.

La partie haute de la figure 8.10 correspond au nombre de déviation standard entre les flux reconstruits et les flux simulés. Le plan $(m_{DM}^{SIMU}, \Phi^{SIMU})$ est relativement uniforme, quasiment centré sur des valeurs nulles ce qui peut être dû à une bonne reconstruction du flux ou à des erreurs importantes. C'est pourquoi sur la partie basse, on peut voir les erreurs commises sur la reconstruction des flux. Elles sont importantes pour les faibles flux ($\Phi^{SIMU} < 3 \times 10^{-8}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) quelle que soit la masse de la particule de matière noire. De même pour des masses inférieures à 70 GeV, l'erreur commise sur le flux reconstruit est du même ordre que ce dernier, ne permettant pas d'envisager d'ajuster les données dans cette gamme de flux simulés.

La figure 8.11 présente des informations similaires mais dans le cas de la reconstruction de la masse de la particule de matière noire. La situation est quelque peu différente dans ce cas. De façon générale, on observe que les masses reconstruites sont généralement sous estimées par rapport aux véritables valeurs des masses utilisées dans les simulations. On observe en effet qu'outre la mauvaise reconstruction des masses aux faibles flux, elles sont aussi piètrement reconstruites à grandes masses. Ceci provient probablement d'une mauvaise interpolation de l'algorithme, due au fait que dans le code, les plus grandes valeurs de masses disponibles sont de 5 TeV.

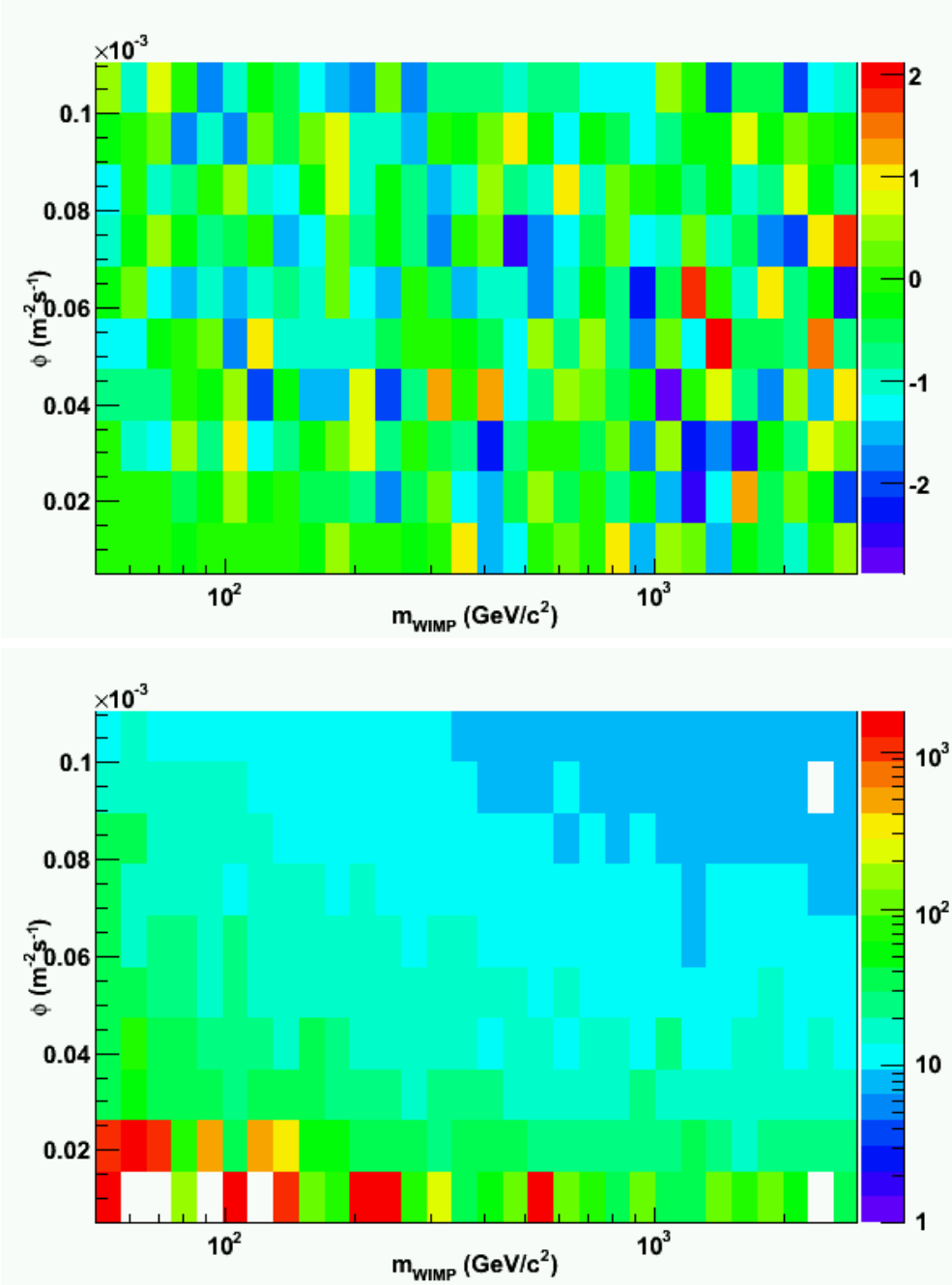


Fig. 8.10: *Haut* : Significativité (en σ) de l'écart du flux reconstruit par rapport à l'erreur commise. *Bas* : Erreur relative sur le flux reconstruit pour chacun des couples $(m_{DM}^{SIMU}, \Phi^{SIMU})$ étudiés.

8.5.2.1 Résultats

Dans cette section, nous avons utilisé ce nouvel outil, DMFit, pour tester le potentiel de découverte d'un signal de matière noire sur les deux types d'environnements, source du type

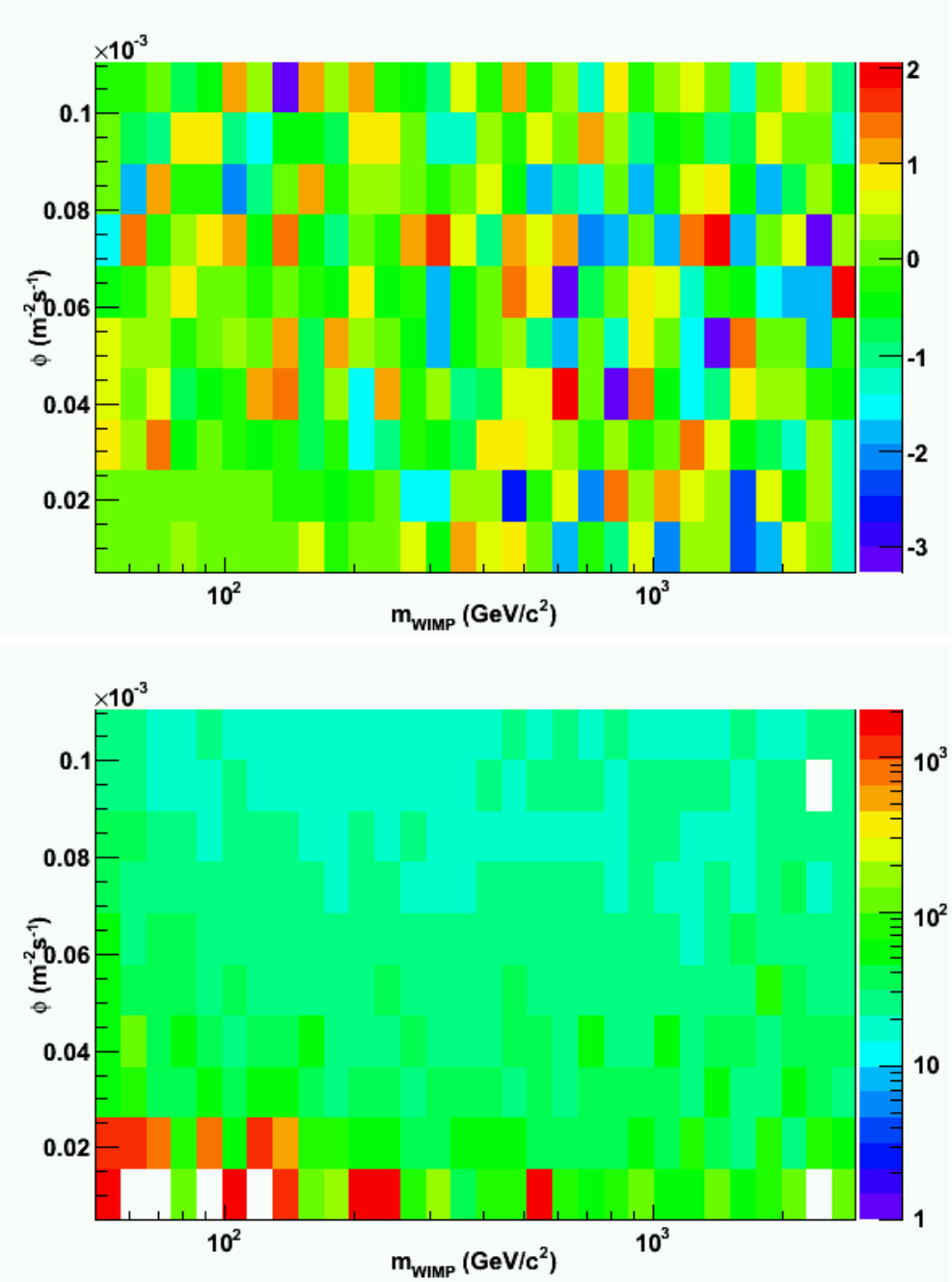


Fig. 8.11: *Haut* : Significativité (en σ) de l'écart sur la masse reconstruite par rapport à l'erreur commise. *Bas* : Erreur relative sur la masse de la particule de matière noire reconstruite pour chacun des couples $(m_{DM}^{SIMU}, \Phi^{SIMU})$ étudiés.

Draco et source du type Sagittarius, du Fermi-LAT dans une analyse plus générale, encore une fois sur des simulations d'un an. En effet, dans cette étude, la masse de la particule de matière noire n'est pas connue et donc, contrairement aux résultats présentés dans les sections 8.4.1 et

8.4.2, la maximisation de la vraisemblance est effectuée sur quatre paramètres libres : le facteur normalisation de la composante diffuse galactique, la normalisation de la loi de puissance du fond diffus isotrope, la normalisation de la composante spectrale de matière noire et aussi, dans ce cas, la valeur de la masse de la particule de matière noire.

Dans cette partie, un seul type de fond diffus galactique a été étudié, correspondant au modèle `GALPROP` "conventionnel". Les résultats obtenus dans les deux configurations spatiales sont présentés sur la figure 8.12. On retrouve les structures identiques (sensibilité $\propto 1/m_{DM}$) à celles obtenues précédemment (cf sections 8.4.1.3 et 8.4.1.3), même si la sensiblité dans le cas de Draco est moindre que dans les cas précédents.

Ces résultats sont cependant extrêmement encourageants car ils représentent le potentiel de découverte de la matière noire par le LAT dans une optique d'analyse où la masse de la particule de la matière noire est inconnue.

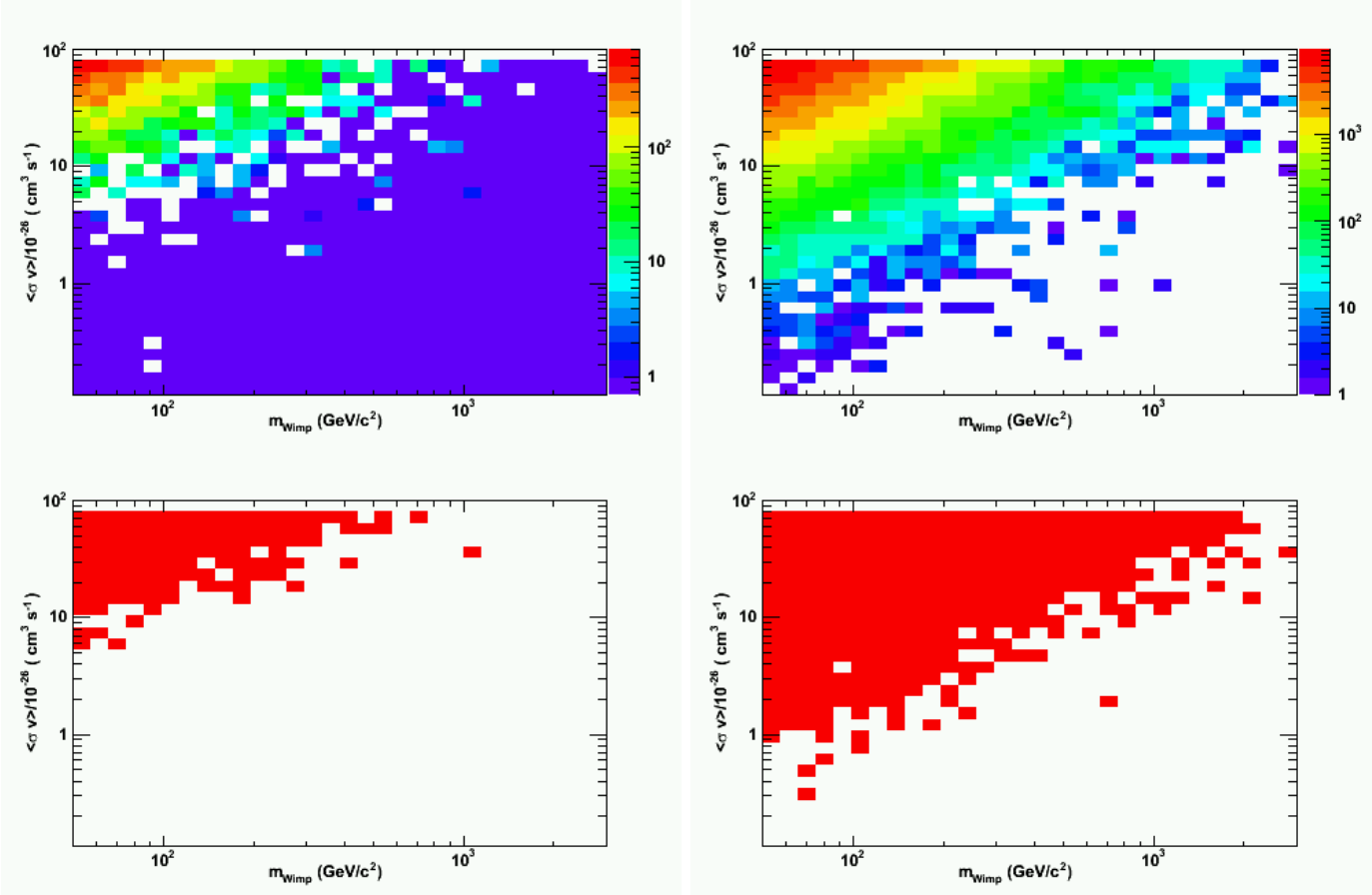


Fig. 8.12: Potentiel de découverte de la matière noire avec le Fermi-LAT dans Draco (*gauche*) et Sagittarius (*droite*) dSph en utilisant DMFit.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté la procédure suivie pour l'établissement de la sensibilité du Fermi-LAT à la recherche d'un signal gamma continu, issu de l'annihilation de particules de matière noire, en provenance de galaxies naines sphéroïdes.

Différents outils et méthodes ont été discutés dans le cas de deux galaxies naines englobant un large panel de candidat. Les limites établies en utilisant les fonctions de maximum de vraisemblance permettent de tirer avantage de la description de l'instrument à travers la connaissance des fonctions de réponses du détecteur. Ainsi les contraintes calculées pour 1 an d'observation dans ces nouvelles méthodes sont meilleures que celles déterminées pour 5 ans d'observation avec la méthode des moindres carrés. Les limitations de ces méthodes ont aussi été établies.

L'utilisation d'un nouvel outil d'analyse, DMFit, a été validé et testé sur ces galaxies naines. Les résultats obtenus sont relativement semblables à ceux établis pour les autres méthodes et sont particulièrement encourageants puiqu'ils ne supposent pas la connaissance préalable des caratéristiques de la matière noire.

Cet outil a été appliqué pour l'analyse des vraies données, discutée dans le chapitre 10. Le prochain chapitre présente la démarche du traitement des données et l'analyse spectrale des galaxies naines dans le cas de sources astrophysiques conventionnelles.

Chapitre 9

Analyse des galaxies naines avec Fermi - Résultats

Sommaire

8.1 Mise en oeuvre 176
8.1.1 Fonction de réponse instrumentale 177
8.1.2 Sensibilité sur le long terme 179
8.1.3 Ingrédients du modèle 180
8.2 Sensibilité par la méthode des moindres carrés (χ^2) 186
8.3 Présentation du maximum de vraisemblance utilisé dans Fermi . . 189
8.3.1 Analyse échantillonée ou évènement par évènement 190
8.3.2 Test d'hypothèse - Test Statistic - Significativité 191
8.4 Sensibilités obtenues avec le maximum de vraisemblance 192
8.4.1 Environnement de type Draco 193
8.4.2 Environnement de type Sagittarius dSph 194
8.4.3 Limitations de la méthode 197
8.5 Validation de l'outil DMFit 199
8.5.1 Présentation de DMFit 199
8.5.2 Présentation des résultats de validation : stabilité et performances . . 200

Le Fermi-LAT a observé l'ensemble du ciel de façon uniforme durant sa première année de fonctionnement. Il a donc été possible d'étudier un grand nombre de galaxies naines sphéroïdes. L'objet de ce chapitre est de présenter les différentes étapes de l'analyse des données des galaxies naines du catalogue établi dans le chapitre 7. Nous ne traiterons cependant dans ce chapitre que de l'analyse selon des formes spectrales conventionnelles en loi de puissance. Le chapitre suivant sera consacré à l'établissement des résultats dans le cadre de gamma issus de l'annihilation de particules de matière noire. Les cartes de ciel et les cartes de significativité seront aussi présentées dans la section 9.2 de ce chapitre.

9.1 Analyse des données

Deux étapes de traitement des données sont nécessaires lors de l'analyse au sol pour arriver aux résultats finaux que sont les études spectrales et les études morphologiques.

En effet, les données de télémétrie du satellite ne sont pas dans un format permettant une utilisation directe pour des analyses astrophysiques. Des équipes du LAT (et du GBM) traitent les données brutes de l'instrument, produisant des listes des photons détectés, en reportant les meilleures estimations des caractéristiques de ces photons. Pour le LAT, cela nécessite de débuter avec les signaux obtenus dans les différents détecteurs du LAT provenant de l'interaction des particules chargées. Il s'agit notamment de reconstruire le chemin suivi par les paires d'électrons et de positrons produites lorsqu'un photon gamma a interagi avec un atome de tungstène du calorimètre, de calculer le temps d'arrivée, l'énergie incidente et l'origine de ces gamma.

La quasi-totalité des fichiers d'entrée ou de sortie des `ScienceTools` sont sous la forme de fichiers FITS[1]

Une analyse astrophysique des données du LAT avec les `ScienceTools` consiste à traiter une liste de coups ayant été identifiés comme le résultat de photons astrophysiques. L'analyse requiert différentes informations sur le LAT : position de pointé lors de l'enregistrement de l'évènement et efficacité de collection lors de l'observation. Ces informations sont indispensables pour établir la fonction de réponse de l'instrument. Il est donc nécessaire de traiter deux types de fichiers FITS, le fichier d'évènements et le fichier d'informations du satellite. Les extensions respectives attribuées à ces deux fichiers sont ft1 et ft2.

Pour obtenir ces fichiers, un traitement sur environ 200 variables a été effectué. Les spectres de la figure 7.9 du chapitre 7 nous indiquent que la majorité des évènements observés par le LAT ne sont pas des gamma. La plupart de ces variables ne sont pas pertinentes pour l'analyse avec les `ScienceTools`, néanmoins l'ensemble de ces paramètres seront aussi disponibles pour les utilisateurs voulant examiner l'ensemble de ces paramètres.

[1]Flexible Image Transport System, `http://fits.gsfc.nasa.gov/`. Ces fichiers FITS consistent en série d'"en-tête et unités de données" ("Header and Data Units" (HDUs)), contenant une en-tête ASCII suivie par une table binaire regroupant les différentes informations. L'en-tête ASCII décrit le contenu de la table binaire (i.e le nom des colonnes et leurs unités), permettant ainsi de retrouver les informations ayant servi lors de la création des fichiers lorsque ceux-ci sont partagés entre différents utilisateurs. En plus des `ScienceTools`, il existe un nombre important d'outils déjà utilisés par la communauté d'astrophysiciens permettant de traiter ces fichiers FITS, semblables à ceux utilisés dans d'autres expériences de rayons X et gamma.

Classification des évènements

Lors de la reconstruction des évènements ayant interagi avec le LAT, différentes coupures permettent de les classer en fonction de leur probabilité de provenir de photons et de la qualité de leur reconstruction. Ces lots d'évènements, séparés en différentes classes, possèdent des fonctions de réponses de l'instrument propres à celles-ci. Dans la suite, nous nous intéresserons uniquement aux évènements de la classe "diffuse" pour nos analyses. Cette classe correspond aux évènements ayant la plus petite fonction d'étalement et inclut la plus faible fraction d'évènements de fond. Les critères de sélection appliqués étant les plus sévères, la surface de collection associée aux évènements de cette classe est la plus petite.

Contenus des fichiers d'évènements et des fichiers satellites

Pour chacun des évènements associés à un gamma, les fichiers ft1 contiennent au moins les informations suivantes :

- E, l'énergie reconstruite de l'évènement (MeV) ;
- RA, l'ascension droite (J2000) de l'origine reconstruite (degré) ;
- Dec, sa déclinaison (J2000) (degré) ;
- l, sa longitude galactique (degré) ;
- b, sa latitude galactique (degré) ;
- Theta, l'angle d'inclinaison, i.e l'angle entre la normale au LAT et la direction d'origine du photon (degré) ;
- Phi, l'angle azimutal, i.e l'angle entre la direction d'origine autour de la normale du LAT (degré) ;
- l'angle zénithal, i.e l'angle entre la direction d'origine du photon et le vecteur Terre-satellite (degré) ;
- la date d'arrivée du photon par rapport à la date de début de la mission (seconde) ;
- la classe de l'évènement.

De nouvelles informations peuvent cependant être ajoutées lors de l'utilisation des `ScienceTools`. Celles-ci apparaîtront dans de nouvelles colonnes.

Le fichier du satellite (ft2) contient, pour des intervalles de temps de 30 secondes, les informations suivantes :

- Start Time et Stop Time, les temps de début et de fin de l'intervalle, exprimés par rapport à la date de début de la mission (seconde) ;
- Positions, la position et l'orientation du satellite et du LAT ;
- les paramètres McIlwain, deux paramètres correspondant à la force et au gradient du champ magnétique terrestre au niveau du satellite ;
- une balise SAA, indiquant que l'analyse des données est suspendue lorsque le satellite survole l'anomalie géomagnétique sud atlantique ;
- LAT Mode, le mode de fonctionnement du LAT (cartographie générale ou pointé spécifique par exemple) ;
- Livetime, la durée de l'acquisition dans l'intervalle.

Toutes ces informations (exceptée Stop Time) sont données pour le début de l'intervalle de temps.

9.1.1 Sélection des données

La sélection des données consiste à extraire les listes d'évènements du LAT à partir de la base des données de Fermi[2]. Pour cela, l'utilisateur va fournir les coordonnées centrales de la région à analyser. Pour des régions situées à proximité du plan galactique, l'extraction de la liste d'évènements dans une région d'environ 20 degrés est recommandée du fait de la largeur de la fonction d'étalement pour les basses énergies du LAT et afin de pouvoir ajuster correctement l'émission diffuse galactique. Pour des régions plus éloignées, une région d'extraction de 10 degrés est suffisante.

Il sera donc nécessaire d'analyser non seulement la source que l'on cherche à étudier mais aussi les différentes autres sources présentes dans le champ de vue, comme cela sera discuté dans la section 9.1.2.

Lors de l'extraction des données, la date de début et de fin de la période d'observation sont requises. Il est aussi possible d'appliquer des critères de sélection sur la classe d'évènements. Dans le cas de l'analyse des évènements de la classe "diffuse", les coupures en énergies recommandées actuellement sont une énergie minimum de 100 MeV et une énergie maximum de 100 GeV. Ces coupures permettent de s'affranchir des problèmes résiduels de la calibration en-deçà et au-delà de ces énergies. Le pourtour de la Terre se situant à un angle zénithal de 113 degrés pour le LAT, une coupure à 105 degrés est recommandée afin d'éviter la contamination du champ de vue par les gamma d'albédo terrestre.

9.1.2 Modèle de fond (diffus)

L'importante valeur moyenne de la fonction d'étalement aux basses énergies implique une sélection des données dans une région ayant un rayon plus important que la taille de la source que l'on cherche à explorer. Afin de décrire correctement la région de ciel que l'on cherche à caractériser, il convient alors d'inclure dans notre modèle toutes les sources présentes dans le champ de vue ainsi que celles se situant à proximité. Le groupe `CATALOG` du LAT analyse l'ensemble du ciel afin d'établir un catalogue contenant la liste des sources observées par le LAT au-delà d'une certaine significativité avec leur position, leur significativité et leurs paramètres spectraux. Il est important de noter que ce groupe effectue sa recherche de sources uniquement dans l'hypothèse où celles-ci sont des sources ponctuelles ayant pour forme spectrale une simple loi de puissance. Il est donc possible que pour certaines d'entre elles les différents paramètres déterminés (position, significativité et paramètres spectraux) ne soient pas les mieux adaptés à décrire les observations du LAT. Le catalogue établi fournit cependant une base solide des sources, se trouvant à l'intérieur ou à proximité de la région d'intérêt, à inclure dans le modèle définit par l'utilisateur.

[2]Base de données disponibles au FSSC `http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/`

Comme nous l'avons vu lors de l'établissement des calculs de sensibilité (chapitre 8), il existera toujours au moins deux composantes à prendre en compte lors de l'analyse de sources stables : l'émission diffuse galactique et l'émission diffuse isotrope.

Le modèle utilisé pour rendre compte de l'émission diffuse isotrope observée par le LAT est un modèle ad hoc, consistant en un fichier de valeurs tabulées des flux intégrés dans différentes gammes d'énergie, variant en fonction de la latitude d'observation. Une analyse spécifique sur l'émission diffuse isotrope est actuellement menée au sein de la collaboration [163]. Les résultats de cette analyse semblent indiquer une importante différence avec ceux établis précédemment par SAS-2[3] [164] et EGRET [117]. L'analyse des données EGRET avait abouti à une modélisation du fond diffus isotrope sous la forme d'une loi de puissance d'indice spectral $\Gamma = -2.10 \pm 0.03$, et un flux intégré au-delà de 100 MeV de $(1.45 \pm 0.05) \times 10^{-5}\mathrm{cm}^{-2-1}\mathrm{sr}^{-1}$.

L'analyse dédiée à l'établissement de l'émission diffuse extragalactique, à partir des données du LAT, aboutit quant à elle à un spectre en loi de puissance d'indice spectral $\Gamma = -2.41 \pm 0.05$ entre 200 MeV et 100 GeV. Le flux intégré au-delà de 100 MeV est $F_{100} = (1.03 \pm 0.17)\ 10^{-5}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{sr}^{-1}$. On peut noter que les résultats de SAS-2 sont pleinement en accord avec les nouvelles mesures du LAT. Une des raisons principales permettant d'expliquer pourquoi le niveau de l'émission diffuse extragalactique dans Fermi est inférieur à celui obtenu par EGRET, est due à la résolution d'une partie de cette émission en sources ponctuelles, pour lesquelles la sensibilité d'EGRET n'était pas suffisante. Cette analyse a utilisé une nouvelle classe d'évènements, plus sévère que la classe "diffuse", afin de rejeter un maximum de rayons cosmiques[4]. Une discussion plus détaillée sur la modélisation et l'interprétation du fond diffus extragalactique peut être trouvée dans [163]. Il est évident que du point de vue de l'interprétation physique des données, une modélisation par une loi de puissance est bien plus concevable. Nous avons cependant conservé la modélisation ad hoc dans cette présente étude car c'est elle qui décrit le mieux les données à l'heure actuelle.

L'émission diffuse gamma est due à l'interaction des électrons et des protons présents dans les rayons cosmiques avec les nucléons et les photons du milieu interstellaire. Ce dernier est composé à 99% par du gaz, dont 90% est sous forme atomique H I ou de molécules d'hydrogène H_2. La présence de gaz H I est directement tracée par sa raie de radiation observable dans les longueurs d'ondes radio à 21-cm. La présence de molécules d'hydrogène, qui ne possèdent pas de dipôles permanents, ne peut en revanche pas être observée de façon fiable. On recourt donc à l'observation d'autres molécules pour déterminer la présence de H_2, notamment la raie d'émission du CO à 2.6 mm. En effet, l'état d'excitation rotationnel du CO est dû à des collisions avec les molécules de H_2.

La modélisation de l'émission diffuse galactique se base donc principalement sur la carto-

[3] L'analyse finale [154] aboutit à $\Gamma = -2.35^{+0.4}_{-0.3}$ pour l'indice spectral et $(1.3 \pm 0.5) \times 10^{-5}\mathrm{cm}^{-2-1}\mathrm{sr}^{-1}$ pour le flux intégré au-delà de 100 MeV.

[4] Cette nouvelle classe est cependant aussi très discriminante envers les candidats gamma, avec une perte d'acceptance variant de 10% à 40% par rapport à la classe "diffuse". Les évènements retenus pour cette analyse se situent à des latitudes supérieures à $\mid b \mid > 10°$, durant les 11 premiers mois de prise de données du LAT. Ainsi le nombre d'évènements conservés dans cette analyse n'est pas véritablement une difficulté. Cependant ces coupures n'ont pas pu être utilisées dans notre cas car les erreurs statistiques étaient alors trop importantes.

graphie en H I de [165] et les intensités de CO obtenues par [166]. Aucun facteur de conversion H_2 à CO n'est supposé, il est obtenu directement à partir de l'ajustement des données LAT.

La procédure d'ajustement est faite sur 6 anneaux galactocentriques de 0 à 50 kpc, obtenus à partir de [167]. Les densités de gaz permettent d'obtenir une trame pour les émissions gamma issues de la désintégration des pions neutres et de l'émission bremsstrahlung. La modélisation de l'émission Compton inverse repose elle sur des simulations numériques, effectuées avec le code GALPROP, qui permet d'obtenir les spectres et les intensités des électrons et positrons primaires et secondaires à travers la Galaxie. Les résultats rapportés par le LAT sur les flux d'électrons et de positrons [49] sont inclus dans l'analyse.

9.1.3 Présentation des étapes de l'analyse des données du Fermi-LAT

Les différents outils nécessaires à l'analyse des données et leur utilité sont présentés dans l'annexe A. Voici en quelques lignes les principales étapes permettant de conduire une étude spectrale.

La première étape consiste à sélectionner les données dans une région centrée sur la source que l'on cherche à analyser et suffisamment étendue afin de prendre en compte l'étalement lié à la PSF de l'instrument. Il convient ensuite de calculer le temps effectif d'observation de la région d'intérêt, fonction notamment de la position du LAT lors de la détection de l'évènement. Selon le mode d'analyse choisi (évènement par évènement ou échantillonnage en énergie du lot d'évènements observés), les outils permettant d'effectuer l'analyse spectrale diffèrent quelque peu. Cependant dans les deux cas, il est nécessaire de définir un fichier de modélisation de la région d'intérêt analysée et d'effectuer un calcul préliminaire de la fonction de réponse de l'instrument sur les sources étendues présentes dans ce modèle (au moins les émissions diffuses galactique et extragalactique). On procède ensuite à la maximisation de la fonction de vraisemblance en ajustant les paramètres libres de notre modèle par rapport aux données. Cette dernière étape est l'aboutissement qui nous permet de déterminer les paramètres spectraux de nos différentes sources.

9.2 Présentation des résultats

Les données analysées correspondent aux 11 premiers mois d'acquisition du LAT (DATE-OBS= '2008-08-04T15 :43 :36.4941', DATE-END= '2009-07-04T16 :01 :04.5999' UTC). Les évènements conservés appartiennent à la classe "diffuse" et se situent à des angles zénithaux $\theta_z \leq 105°$. Une coupure sur l'angle d'inclinaison maximum du satellite de 43 degrés a été appliquée comme protection supplémentaire contre l'albédo terrestre. L'étude des régions de ciel vu par le LAT, centrées sur les positions des galaxies naines sphéroïdes a été menée sur trois gammes d'énergies différentes : une première gamme de 100 MeV à 50 GeV, une seconde gamme de 500 MeV à 50 GeV et enfin une dernière gamme incluant uniquement les photons d'énergie comprise entre 1 et 50 GeV. Etant donnée la fonction d'étalement des sources ponctuelles du LAT, les régions d'intérêt définies dans la première gamme d'énergie ont des tailles angulaires

de 10 degrés de rayons, tandis que pour les deux gammes suivantes, les tailles angulaires sont de 5 degrés de rayons.

Le catalogue préliminaire de sources ponctuelles établi sur le même lot de données est utilisé pour inclure dans l'analyse les sources ponctuelles présentes dans le champ de vue.

9.2.1 Cartes du ciel

Les images présentées sur la figure 9.1 correspondent aux cartes de ciel obtenues à partir de l'outil gtbin-CMAP présenté dans l'annexe A, pour l'analyse ayant un seuil en énergie à 100 MeV pour l'ensemble des galaxies naines étudiées. Ces cartes ont été agrandies afin de

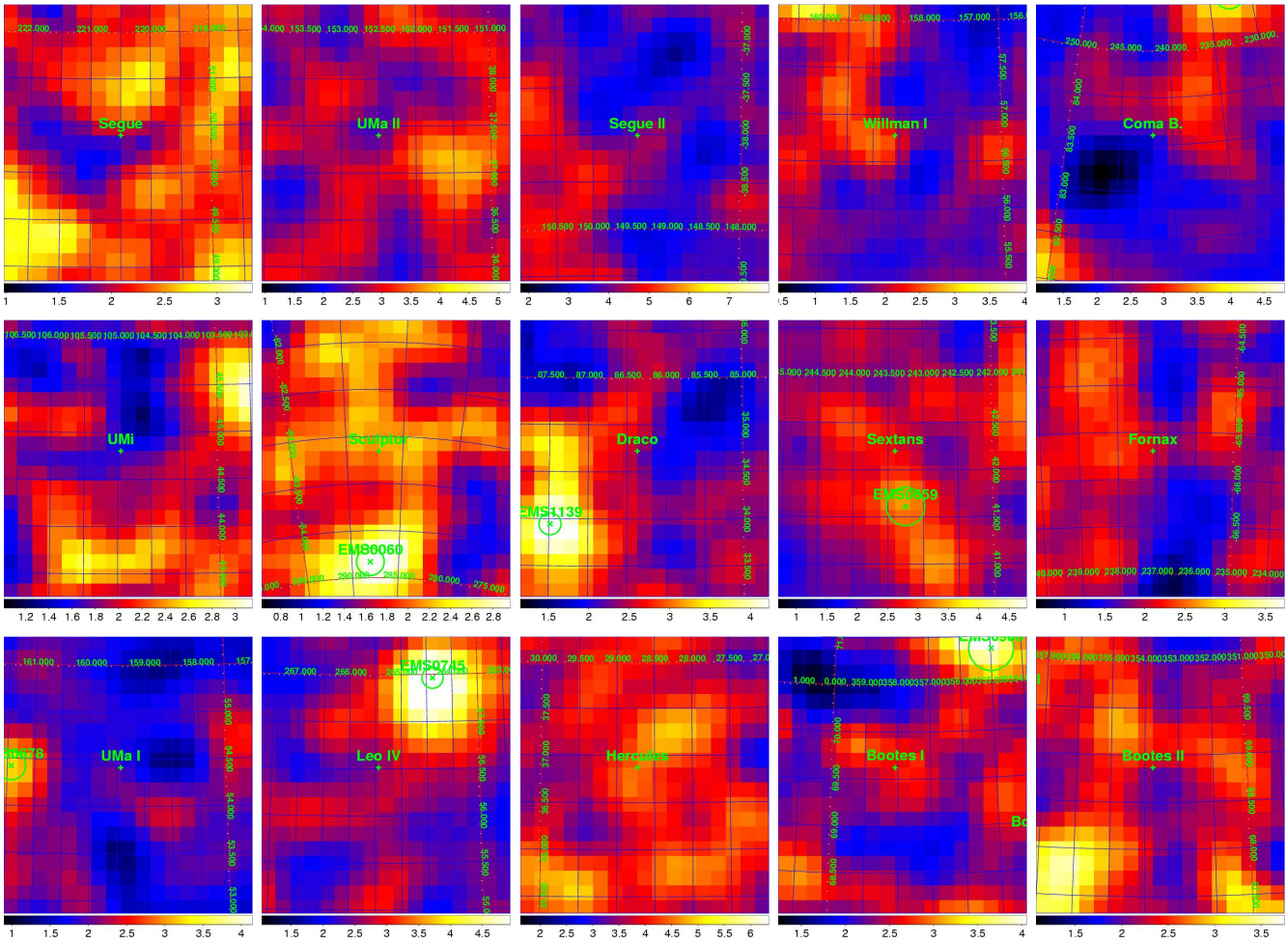


Fig. 9.1: Cartes du ciel en coordonnées galactiques, centrées sur les galaxies naines sphéroïdes analysées, tel qu'observé par le LAT au-delà de 100 MeV pour les 11 premiers mois de prises de données. Les positions des galaxies naines ainsi que les sources ponctuelles détectées par le groupe `CATALOG` sont aussi indiquées.

présenter des dimensions angulaires d'environ $3.5° \times 3.5°$. La projection stéréographique[5] (STG) utilisée induit cependant des cartes beaucoup plus larges à proximité des pôles, comme on peut le voir sur les représentations de Sculptor ou Coma Berenices par exemple. Ces cartes ont été lissées avec une fonction gaussienne ayant un écart type d'environ 0.23°.

Un certain nombre de sources ponctuelles apparaissent dans les champs de vues présentés. Leur dénomination (EMSXXXX) correspond à celle utilisée dans le catalogue à 11 mois (EMS ≡ Eleven Months Source). Nous allons présenter ici que les 5 sources les plus proches des galaxies naines, se situant à moins de 1.25 degrés de celles-ci.

- La source EMS0060 dans le champ de vue de Sculptor est détectée avec un test statistique (TS) d'environ 70 ($\sigma \sim 8.3$). Elle est associée avec un blazar[6]. La modélisation obtenue par le `CATALOG` est une loi de puissance d'indice spectral $\Gamma = -2.4 \pm 0.15$, avec un flux intégré au-delà de 100 MeV $F_{100} = (2.1 \pm 0.5) \times 10^{-8}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$. Pour cette modélisation, l'incertitude à 68% de degré de confiance sur sa position est de $\delta_{pos}^{68\%CL} = 0.08°$. Etant située à $\sim 1.17°$ de la position de Sculptor dSph, soit 1.61 ± 0.19 kpc, son association avec la galaxie naine est cependant fort peu probable.

- Dans le cas de Draco, la source EMS1139 se situe à $\sim 1.21°$. Elle est détectée avec une TS ~ 100 ($\sigma \sim 10$). Elle est modélisée par une loi de puissance d'indice $\Gamma = -2.3 \pm 0.14$ et possède un flux intégré $F_{100} = (2.4 \pm 0.6) \times 10^{-8}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$. L'incertitude sur sa position est $\delta_{pos}^{68\%CL} = 0.06°$, elle peut être associée avec un blazar[7] et est trop éloignée (1.60 ± 0.19 kpc) pour être associée avec Draco

- La source EMS0659 dans le champ de vue de Sextans est une source relativement faible (TS ~ 35, $\sigma \sim 6$). L'incertitude sur sa position est assez importante, $\delta_{pos}^{68\%CL} = 0.1°$. Cette source ne possède actuellement aucune contrepartie dans d'autres longueurs d'ondes. Elle est située à 0.589° de Sextans ((0.88 ± 0.19) kpc) et ces paramètres spectraux sont encore relativement mal connus : $\Gamma = -2.2 \pm 0.16$, $F_{100} = (1.17 \pm 0.4) \times 10^{-8}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$. EMS0659 est donc un candidat intéressant pour une association avec Sextans dSph. Cependant, une étude du profil radial de la valeur du maximum de vraisemblance obtenue en fonction de la distance séparant EMS0659 de Sextans dSph montre une évolution défavorable lorsque cette distance diminue, figure 9.2. Dans cette étude, une modélisation de EMS0659 en loi de puissance avec une normalisation libre et un indice spectral libre ou fixé ont été supposés. L'analyse a été réalisée sur les évènements d'énergie supérieure à 1 GeV afin de diminuer l'incertitude sur la position de la source EMS0659. Vu le nombre de gamma retenus restreint, la maximisation de la fonction de vraisemblance a été effectuée évènement par évènement. Dans chacun des cas, les normalisations des émissions diffuses, galactique et isotrope, sont ajustées lors de la maximisation de la vraisemblance. La position du minimum, à la position déterminée par le `CATALOG` est clairement visible sur

[5]La projection stéréographique est une projection possible pour représenter une sphère sur un plan et qui conserve les angles. En revanche le rapport des aires et le rapport des distances ne seront pas conservés.

[6]GRaBS J0058-3234, CRATES J005802-323435.

[7]BL Lac GB6 J17255+5851, BZCAT BZBJ1725+5851.

les deux images.

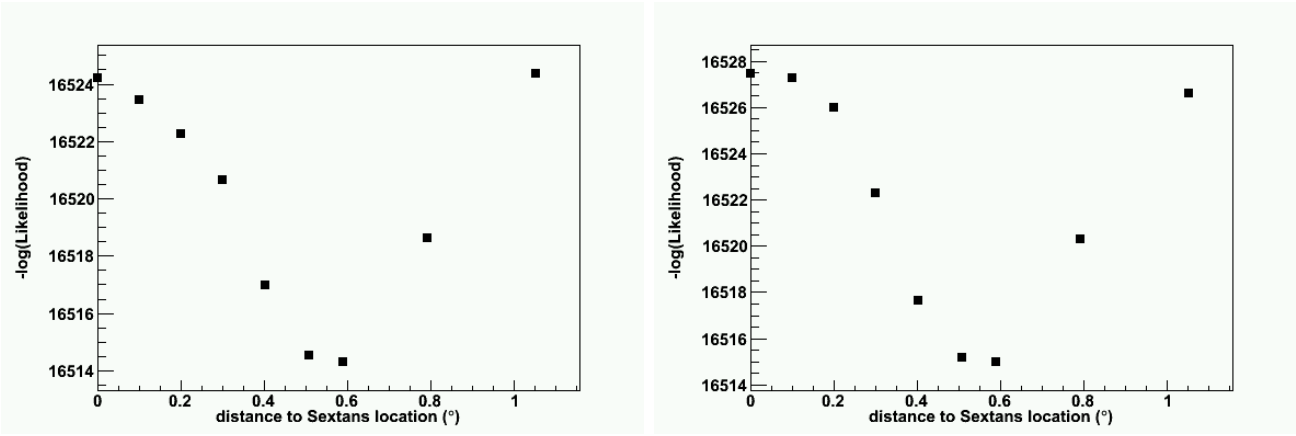


Fig. 9.2: Evolution du maximum de vraisemblance en fonction de la distance séparant la source EMS0659 de Sextans dSph. *Gauche* : la normalisation et l'indice spectral de la source sont des paramètres libres. *Droite* : la valeur de l'indice spectral est fixée à celle obtenue par le `CATALOG`. L'unique paramètre libre de la loi de puissance est la normalisation. Les analyses ont été effectuées évènement par évènement sur les photons d'énergie reconstruite supérieure à 1 GeV. Dans chacun des cas, les normalisations des émissions diffuses (galactique et isotrope) sont ajustées lors de la maximisation de la vraisemblance.

- La source EMS0678 dans le champ de vue d'Ursa Major I (UMaI) se situe à une distance de 1.16°. L'erreur sur sa position est de $\delta_{pos}^{68\%CL} = 0.08°$. Pour la distance de UMaI (97 ± 4 kpc), la distance séparant cette source de UMaI est de 2.0 ± 0.2 kpc, rendant l'association entre ces deux objets fort peu probable. D'autant plus que EMS0678 est elle aussi associée à un blazar[8].

- Enfin, la dernière source à proximité de la galaxie naine Leo IV est EMS0745. La distance entre ces deux objets est cependant de 1.11° avec une incertitude sur la position de 0.06°. La galaxie Leo IV est la galaxie naine la plus éloignée retenue dans notre catalogue. La distance entre ces deux objets est alors au minimum de 3.1 ± 0.5 kpc. Cette source possède une contrepartie dans le 3^{eme} catalogue d'EGRET (3EG J1133+0033) et est associée à un blazar[9].

9.2.2 Spectres astrophysiques conventionnels

Les régions de ciel, centrées sur les différentes galaxies naines sphéroïdes, ont été modélisées en tenant compte de la présence des sources ponctuelles détectées aux positions établies par le

[8]BL Lac 1ES 1028+511, BZCAT BZBJ1031+5053
[9]BL Lac PKS 1130+008, CGRaBS J1133+0040, BZCAT BZBJ1132+0034

`CATALOG` sur l'ensemble du champ de vue, ainsi que des émissions diffuses galactique et isotrope. Les résultats des modélisations de ce fond, entre 100 MeV et 50 GeV, sont visibles sur l'ensemble des spectres de la figure 9.3.

L'importance de la modélisation du fond diffus est visible dans le tableau 9.1. Pour chacune des régions étudiées, le nombre d'évènements observés pour une analyse à 100 MeV est reporté, ainsi que les nombres d'évènements prédits pour les composantes diffuses isotrope et galactique, et leur contribution relative[10]. Dans la majorité des cas (9/15), l'émission diffuse présente dans la région est supérieure 90% de l'ensemble des émissions observées.

- ◇ **Segue 1 :** Dans la région de Segue 1 analysée, cinq sources ponctuelles ont été incluses dans la modélisation. La source la plus proche, EMS0642, se situant à 4.5°, est une source modérément puissante (TS $\sim$ 34) possédant un indice spectral ($\Gamma = -2.4 \pm 0.2$) proche de ceux des émissions diffuses, ce qui se traduit par une erreur importante sur la détermination de son flux intégré, $F_{100} = (14 \pm 5) \times 10^{-9}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$. Les quatre autres sources (EMS0649, EMS0661, EMS0640, EMS0658) sont de moindre importance pour la modélisation de la région puisqu'elles se situent toutes à plus de 7.5°
- ◇ **Ursa Major II (UMaII) :** 13 sources du catalogue sont contenues dans la région d'intérêt de 10° centrée autour de la position d'UMaII. EMS0587, EMS0620, EMS0548, EMS0576[11] se situent respectivement à 3.1 et 3.5, 4.3, 4.3 degrés de la position d'UMaII. Les autres sources, situées à des distances de plus de 5°, ont une contribution moindre sur le nombre d'évènements prédits à la position de UMaII.
- ◇ **Segue 2 :** 9 sources du `CATALOG` sont contenues dans la région d'intérêt de 10° de Segue 2. La seule source à moins de 5° est la source EMS0135[12]. Cette région contient aussi la source EMS0157, source clairement établie (TS $\sim$ 9600), à une distance de $\sim$ 5.9°. Cette source est associée à un blazar[13] et est donc une source ponctuelle. Elle possède un flux très élevé $F_{100} = 4.3 \pm 0.11 \times 10^{-7}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ et contamine donc une partie du champ de vue, démontrant l'importance à accorder à la fonction d'étalement du LAT aux basses énergies.
- ◇ **Willman I :** 8 sources sont détectées dans cette région dont 6 avec des TS $>$ 300 et 5 d'entre elles ont des flux de l'ordre de $10^{-8} - 10^{-7}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$. Ces sources contaminent en partie le champ de vue expliquant une proportion du fond diffus de seulement $\sim$ 83%.
- ◇ **Coma Berenices :** Dans la région de 10° autour de Coma Berenices, 11 sources du catalogue sont présentes. Sur celles-ci, 3 sont situées à une distance angulaire inférieure à 5°, dont notamment EMS0812 et EMS0803, respectivement à 1.7 et 2.6 degrés, qui sont

[10] La contribution relative de l'émission diffuse est définie comme suit :

$$\left(N_{pred}^{iso.} + N_{pred}^{gal.diff.}\right)/N_{obs}$$

[11] EMS0587, EMS0548 et EMS0576 sont actuellement des sources non-identifiées mais leur distance exclue une association avec UMaII. EMS0620 est quant à elle associée avec le blazar BL Lac Ton 1015, BZCAT BZBJ0910+3329, CRATES J091036+332933.

[12] EMS0135 est actuellement une source non-identifée.

[13] EMS0157 est associée au blazar 3EG J0237+1635, CGRaBS J0238+1636, AGN Q 0235+164, BZCAT BZBJ0238+1636, QSO AO 0235+164, CRATES J023838+163704

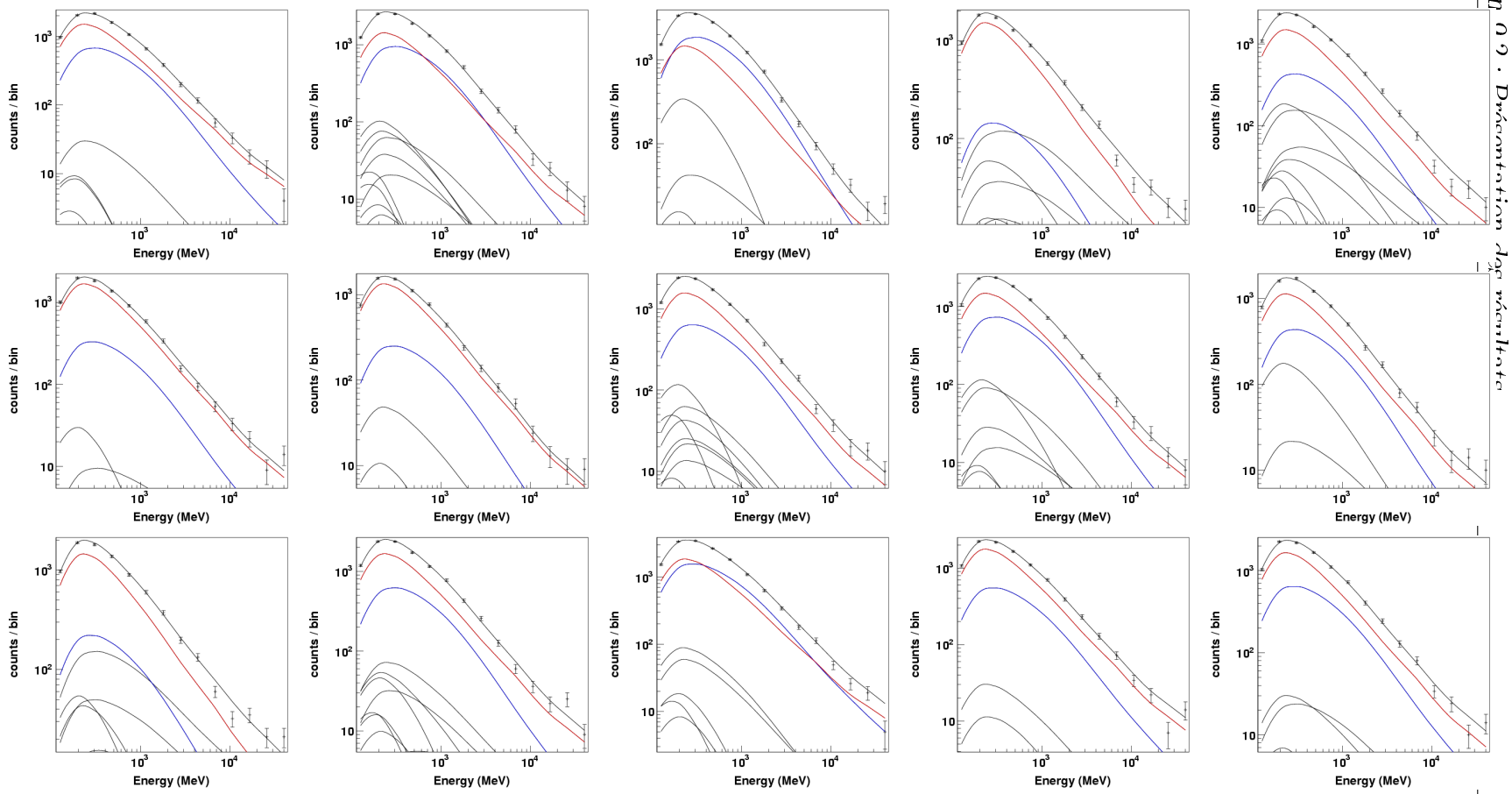


Fig. 9.3: Spectres obtenus sur les différentes régions de ciel centrées sur les galaxies naines sphéroïdes. Le modèle décrivant l'émission de gamma contient les composantes d'émissions diffuses : galactique et isotrope (resp. lignes *bleue* et *rouge*) ainsi que les sources ponctuelles déjà détectées. 1^{re} *ligne :* Segue, UMa II, Segue 2, Willman I, Coma Berenice 2^{me} *ligne :* UMi, Sculptor, Draco, Sextans, Fornax 3^{me} *ligne :* UMa I, Leo IV, Hercules, Bootes I, Bootes II

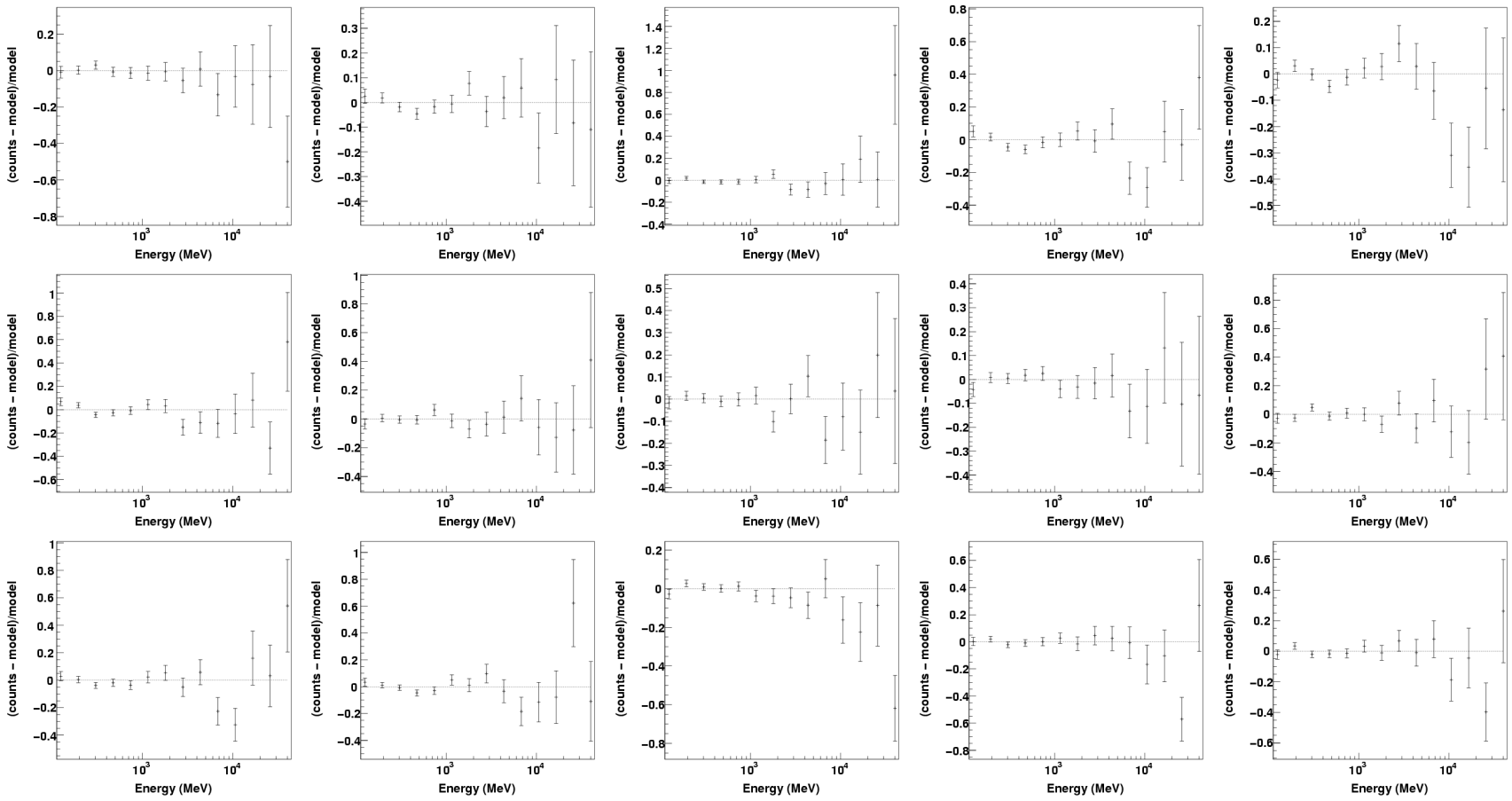


Fig. 9.4: Résidus correspondant aux spectres présentés sur la figure 9.3. 1^{re} *ligne :* Segue, UMa II, Segue 2, Willman I, Coma Berenice 2^{me} *ligne :* UMi, Sculptor, Draco, Sextans, Fornax 3^{me} *ligne :* UMa I, Leo IV, Hercules, Bootes I, Bootes II

des sources relativement puissantes ($F_{100} = (15 \pm 4) \times 10^{-9}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ et $F_{100} = (78 \pm 7) \times 10^{-9}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$. Sur les 11 sources présentes, 7 ont des TS supérieures à 300. Ces sources sont donc clairement établies, avec des flux importants, c'est pourquoi l'importance relative de l'émission diffuse dans cette région est plus faible $\sim 78\%$.

- ◇ **Ursa Minor (UMi) :** 3 sources détectées par le groupe `CATALOG` sont situées dans la région de 10° autour d'UMi. La seule source à moins de 5° est EMS0985 (séparation angulaire $\sim 2°$), qui est une source dure ($\Gamma = -1.8 \pm 0.3$) mais dont le flux reste mal déterminé $F_{100} = (4 \pm 6) \times 10^{-9}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ malgré une TS à 41. L'émission diffuse a une très grande importance dans la modélisation de cette région (>98%), laissant peu de liberté à la présence d'une nouvelle source comme nous le verrons dans la section suivante.
- ◇ **Sculptor :** Sur les 6 sources présentes dans la région de Sculptor, seule EMS0060, déjà discutée dans la section précédente, se trouve à moins de 5°.
- ◇ **Draco :** Sur les 11 sources dans la région de Draco, 4 ont des TS supérieures à 100, notamment le pulsar PSRJ1836+5925 (TS $\sim$ 37235) qui, bien que situé à près de 10°, contamine une partie du champ de vue à cause d'un flux très important ($F_{100} = (836 \pm 11) \times 10^{-9}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$).
- ◇ **Sextans :** Nous avons déjà discuté dans la section précédente du cas de la source EMS0659, une des sept sources à l'intérieur de la région d'intérêt de Sextans. La source EMS0664[14], qui est une source puissante ($F_{100} = (127 \pm 8) \times 10^{-9}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$) contaminant une partie du champ de vue et explique pourquoi l'importance relative de l'émission diffuse n'atteint que 90%.
- ◇ **Fornax :** Actuellement quatre sources sont détectées à l'intérieur de la région d'intérêt de Fornax. La source la plus proche, EMS0155 (distance angulaire $\sim 1.6°$) est une source très dure ($\Gamma = -1.2 \pm 0.3$), associée à un blazar[15].
- ◇ **Ursa Major I (UMaI) :** A l'intérieur de la région d'intérêt de UMaI, 10 sources ont été détectées par le `CATALOG`, dont 5 avec des TS > 300 (3 avec des TS > 1100), expliquant pourquoi le poids de l'émission diffuse n'est que de $\sim$ 80%. La source la plus proche (EMS0678) a déjà été discutée précédemment.
- ◇ **Bootes I :** 5 sources de faibles intensités ont été détectées dans le champ de vue de Bootes I et aucune très proche de la galaxie naine. Par rapport à l'ensemble de l'émission observée, leur contribution cumulée ne correspond qu'à 2%.
- ◇ **Bootes II :** 6 sources, dont aucune à moins de 2° de Bootes II, sont observées dans cette région. D'intensités moyennes pour la plupart (quelques $10^{-9}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$), elles ne contribuent qu'à hauteur de 3% dans le nombre de photons détectés sur l'ensemble de la région d'intérêt.
- ◇ **Hercules :** 6 sources ponctuelles sont observées dans cette région et les plus brillantes se situent en bord de champ de vue. La contamination est alors relativement réduite et le poids des émissions diffuses est élevé ($\sim$ 96%).
- ◇ **Leo IV :** La présence de la source la plus proche de la galaxie naine Leo IV a déjà été discutée précédemment. Dans l'ensemble du champ de vue, 13 sources ponctuelles

[14] EMS0664 est une source actuellement non-identifiée mais trop éloignée ($\sim 7°$) et trop puissante pour être associée à Sextans.

[15] EMS0155 est associée à BL Lac RXS J02375-3603, BZCAT BZBJ0237-3603

sont observées, dont certaine possédant un flux intégré au delà de 100 MeV supérieur à $10^{-7}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$. La contribution de l'ensemble de ces sources équivaut alors à environ 10% de l'émission observée dans ce champ de vue.

dSph	N_{obs}	Gal. Diff		Iso.		Contr. rel.
		Pref.	N_{pred}	Pref.	N_{pred}	de l'ED (%)
Segue	9290	1.08 ± 0.12	3097.4	1.07 ± 0.06	6018.1	98.12
UMaII	11332	0.89 ± 0.07	4370.1	0.97 ± 0.06	5714.5	88.99
Segue 2	15803	1.01 ± 0.04	8544.7	1.03 ± 0.06	5878.5	91.27
WillmanI	8119	0.45 ± 0.25	659.2	1.07 ± 0.07	6101.8	83.27
ComaBerenice	10143	0.90 ± 0.15	1973.8	1.06 ± 0.06	5983.5	78.45
UMi	8443	0.50 ± 0.11	1528.0	1.13 ± 0.06	6775.9	98.35
Sculptor	6705	0.53 ± 0.15	1146.1	1.03 ± 0.06	5336.9	96.69
Draco	10418	0.70 ± 0.09	2939.9	1.08 ± 0.06	6310.9	88.80
Sextans	10348	1.00 ± 0.10	3357.6	1.09 ± 0.06	5975.8	90.20
Fornax	7233	1.01 ± 0.16	1988.0	0.86 ± 0.06	4490.1	89.56
UMaI	8384	0.71 ± 0.27	1013.2	1.02 ± 0.07	5809.4	81.38
Bootes I	9817	0.80 ± 0.13	2542.6	1.26 ± 0.08	7075.9	97.98
Bootes II	9878	0.96 ± 0.14	2963.3	1.19 ± 0.08	6626.0	97.08
Hercules	15250	0.91 ± 0.07	7185.8	1.32 ± 0.09	7403.6	95.67
LeoIV	10490	0.94 ± 0.11	2844.6	1.23 ± 0.06	6693.0	90.92

Tab. 9.1: Nombre d'évènements observés et prédits dans les régions d'intérêt centrées sur dSph, pour les 11 premiers mois avec une analyse ayant un seuil à 100 MeV et les coupures sur la sélection des données discutées dans le texte. La dernière colonne retranscrit la contribution relative de l'émission diffuse (isotrope et galactique) par rapport aux nombres d'évènements observés dans la région d'intérêt.

Les spectres et les résidus correspondant aux modèles discutés ci-dessus sont présentés sur les figures 9.3 et 9.4. Les composantes des émissions diffuses galactique et isotrope sont respectivement représentées par des lignes bleue et rouge sur les spectres de la figure 9.3. Les résidus présentés (figure 9.4) pour les différentes régions nous renseignent sur la qualité des modélisations spectrales utilisées pour décrire les différentes régions des galaxies naines sphéroïdes étudiées. On remarque que pour la quasi-totalité des régions étudiées, les erreurs relatives sont stables et inférieures à 20%, au moins pour une gamme en énergie comprise entre 100 MeV et 10 GeV, où la statistique est suffisamment importante. Pour les plus hautes énergies, les erreurs statistiques deviennent trop importantes pour pouvoir être une preuve claire de la mauvaise qualité de l'ajustement des données par le modèle.

La qualité de l'ajustement spatial par le modèle utilisé pour les différentes régions est présentée sur les images de la figure 9.5. Ces cartes de ciel présentent la significativité (exprimée en TS) obtenue pour chacune des positions de la région analysée. Ces cartes ont été générées avec

l'outil gttsmap (cf Annexe A), sur un sous-lot des données utilisées pour l'analyse à 100 MeV. En effet, l'outil gttsmap effectue une analyse en établissant une maximisation de la vraisemblance des paramètres du modèle évènement par évènement sur l'ensemble des évènements sélectionnés. Pour une analyse à 100 MeV, le nombre d'évènements retenus dans une région de 10° autour de la position des galaxies naines est trop important pour les temps de calcul disponible au Centre de Calcul de l'IN2P3 à Lyon. C'est pourquoi les champs de vue présentés sur ces figures correspondent uniquement à des cartes de $5 \times 5°$. Dans ce cas, une nouvelle sélection des données a été nécessaire pour obtenir ces cartes, contrairement aux cartes de ciel présentées plus haut, qui sont établies sur des régions d'intérêt de 10° puis agrandies pour une meilleure visibilité.

Les différentes composantes présentes dans le modèle décrivant la région doivent permettre d'expliquer l'émission observée. Il existe deux raisons fondamentales pour observer des fluctuations élevées dans ces cartes. La première est due à une mauvaise modélisation d'une composante, soit parce que le flux n'est pas fixé à la bonne valeur, soit parce que la modélisation par une source ponctuelle de la source n'est pas adaptée. Cette seconde possibilité étant la plus vraisemblable puisque les sources ponctuelles observées ont toutes été modélisées par des sources ponctuelles suivant la modélisation adoptée par le groupe `CATALOG`. La seconde raison, ne peut expliquer que les fluctuations positives, et est due à la présence de source de moindre intensité que la soustraction des autres sources a mis en relief. Pour la plupart des régions de ciel, le maximum de significativité enregistré est de l'ordre de $TS \sim 20$, soit $\sigma < 5$, nécessitant plus de données pour confirmer la présence de nouvelles sources. Ces cartes permettent d'avoir une indication sur la position de nouvelles sources potentielles à rechercher lors de l'accumulation des données futures. Cependant une analyse dédiée de la position de la source avec l'outil gtfindsrc ainsi qu'une analyse spectrale avec gtlike seront nécessaires avant de pouvoir établir leur existence.

9.2.3 Limites supérieures sur les flux en loi de puissance

En considérant que les modélisations obtenues dans la section précédente permettent d'expliquer les émissions observées dans les régions de ciel analysées, aucune source coïncidente avec la position d'une galaxie naine n'a pu être mise en évidence. Des contraintes sur la présence de sources ponctuelles astrophysiques conventionnelles ont alors été calculées. Pour cela, nous avons modélisé ces nouvelles sources sous la forme de loi de puissance simple avec différents indices spectraux, à la position exacte des galaxies naines étudiées. Les limites sur les flux ont été calculées par la méthode du profil likelihood[16] pour quatre indices spectraux : $\Gamma = -1.8, -2.0, -2.2$ et -2.4 représentant un large panel d'objets émettant dans le domaine d'énergie du LAT. Lors du calcul des limites supérieures sur le flux intégré, l'indice spectral

[16]La méthode du profil likelihood consiste à faire varier le(s) paramètre(s) libre(s) du modèle à partir de la (leurs) valeur(s) établie(s) au maximum de la vraisemblance. Tant que le rapport entre l'hypothèse H_0 (ici H_0 correspond aux paramètres maximisant la vraisemblance) et l'hypothèse H_1 (correspond à la fonction de vraisemblance avec les paramètres variés) est inférieur à $2.71/2$, les paramètres déterminés se situent dans l'intervalle de confiance établi à 90% C.L. La valeur 2.71 correspond au quantille d'une distribution de χ^2 qui est la distribution suivie asymptotiquement par la TS.

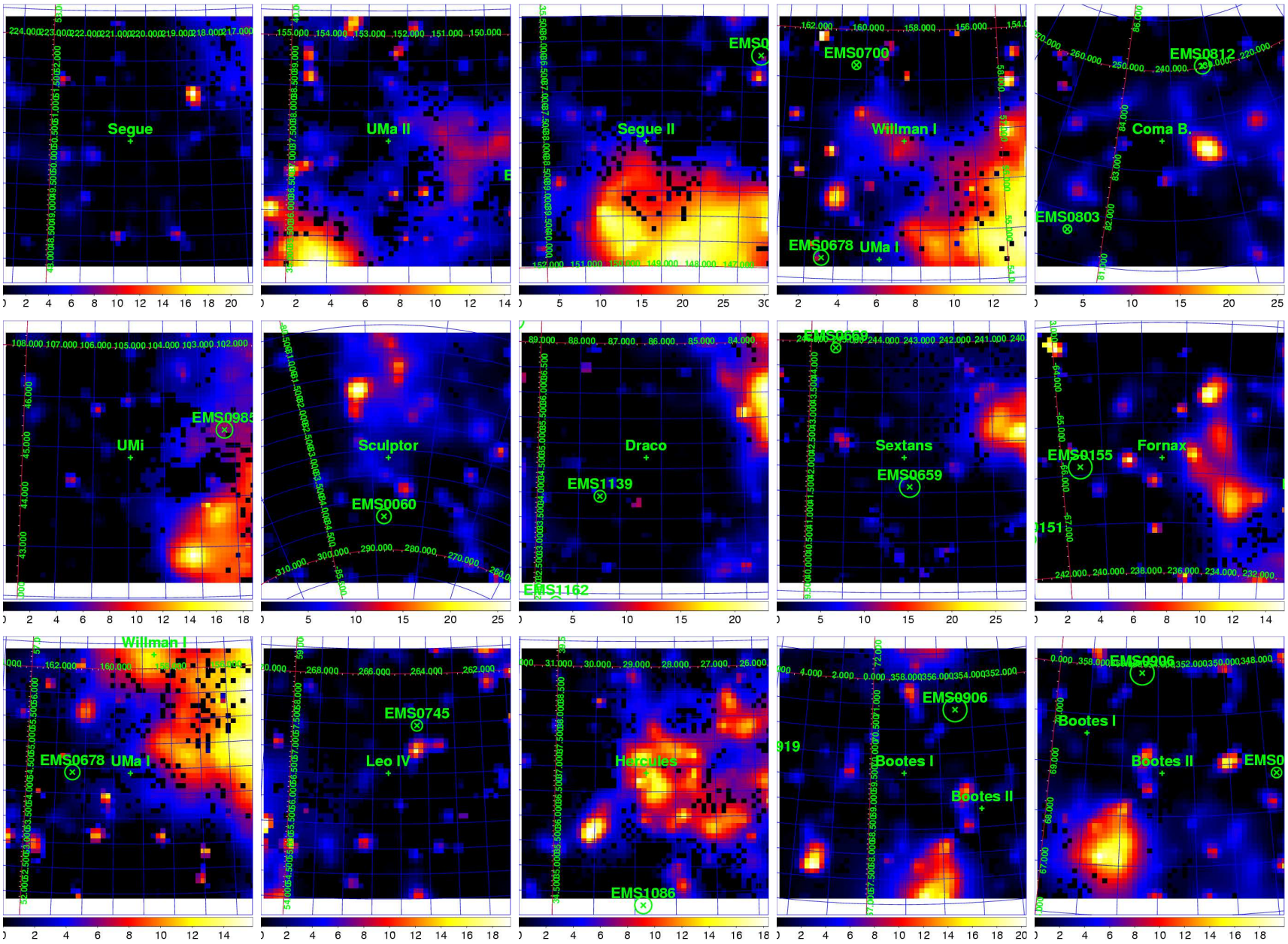


Fig. 9.5: Cartes de significativité de ciel (coordonnées galactiques), centrées sur les galaxies naines sphéroïdes discutées dans le texte. Le modèle décrivant l'émission de gamma contient les composantes d'émissions diffuses (galactique et isotrope) ainsi que les sources ponctuelles déjà détectées.

n'a pu être laissé libre dans un domaine de variation important ($-5 \geq \Gamma \geq 0$), car les limites étaient systématiquement établies avec des flux relativement importants pour des indices spectraux $\Gamma = -5$. En effet, le poids dans le spectre total pour de telles sources est alors essentiellement limité aux basses énergies, où le nombre de photons observés est le plus important et où les incertitudes sont les plus importantes. Ces limites ne seraient alors que des limitations de l'instrument et de l'analyse.

	Limites sup. $95\%^{C.L.}$ flux (10^{-9}cm^{-2}s^{-1})							
dSph	$E > 100$ MeV				$E > 1$ GeV			
Indice spectral Γ	-1.8	-2.0	-2.2	-2.4	-1.8	-2.0	-2.2	-2.4
Segue 1	0.95	1.51	2.23	3.06	0.25	0.28	0.31	0.33
Ursa Major II	1.30	2.16	3.41	4.57	0.27	0.31	0.34	0.38
Segue 2	0.80	1.36	2.39	4.26	0.21	0.23	0.24	0.26
Willman 1	1.63	3.03	5.23	8.40	0.34	0.40	0.44	0.47
Coma Berenices	0.53	0.79	1.20	1.82	0.17	0.18	0.18	0.19
Bootes II	0.84	1.26	1.84	2.60	0.21	0.22	0.22	0.23
Bootes I	1.08	1.76	2.74	3.99	0.27	0.30	0.33	0.34
Ursa Minor	0.49	0.69	0.98	1.35	0.17	0.18	0.19	0.20
Sculptor	2.43	3.88	5.71	7.76	0.34	0.39	0.44	0.48
Draco	0.67	1.02	1.48	2.01	0.21	0.23	0.26	0.29
Sextans	0.66	1.06	1.70	2.63	0.20	0.22	0.24	0.27
Ursa Major I	0.57	0.86	1.31	1.98	0.19	0.20	0.21	0.22
Hercules	3.58	6.25	10.20	15.4	0.44	0.47	0.49	0.50
Fornax	1.01	1.77	3.08	5.04	0.21	0.22	0.23	0.24
Leo IV	1.02	1.64	2.52	3.69	0.26	0.30	0.34	0.37

Tab. 9.2: Limites supérieures à $95\%^{C.L.}$ sur les flux intégrés pour des modélisations des dSph en sources ponctuelles et loi de puissance d'indice variant entre -1.8 et -2.4. Deux énergies seuil, et donc deux domaines d'intégration en énergie, ont été considérées E_{seuil} : 100 MeV et 1 GeV.

Les limites obtenues pour les différentes galaxies naines sont différentes malgré un temps d'exposition équivalent. Cela est dû à des positions dans le ciel différentes, ainsi qu'à la présence des sources ponctuelles détectées par le groupe `CATALOG` qui différent d'une région à l'autre. Les limites supérieures établies sont cependant toutes du même ordre de grandeurs ($\sim 10^{-9}$cm^{-2}s^{-1}), avec une augmentation quasi-linéaire en fonction de la valeur absolue de l'indice spectral, comme attendu.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différentes étapes d'analyses qu'il est nécessaire d'effectuer pour pouvoir mener une étude spectrale des données du Fermi-LAT. Les modèles ren-

dant compte des émissions diffuses galactique et extragalactique très importantes dans l'analyse des données LAT ont aussi été discutés.

L'application des étapes d'analyses sur l'ensemble des galaxies naines définies dans le catalogue discuté au chapitre 7 a été présentée dans la deuxième partie de ce chapitre, où nous avons en particulier caractérisé l'importance des émissions diffuses pour chacune des régions et présenté les sources présentant les plus importantes associations possibles avec les galaxies naines sphéroïdes.

Aucun signal significatif n'ayant été détecté à la position des galaxies naines, des contraintes sur des émissions gamma issues de sources astrophysiques conventionnelles, de l'ordre de $\sim 10^{-9}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$, ont été établies dans la section 9.2.3. Aucune hypothèse d'un signal de matière noire n'a été présentée ici, cette étude est l'objet du prochain chapitre.

Chapitre 10

Contraintes sur quelques modèles de matière noire

Sommaire

9.1 Analyse des données 206
9.1.1 Sélection des données 208
9.1.2 Modèle de fond (diffus) 208
9.1.3 Présentation des étapes de l'analyse des données du Fermi-LAT 210
9.2 Présentation des résultats 210
9.2.1 Cartes du ciel 211
9.2.2 Spectres astrophysiques conventionnels 213
9.2.3 Limites supérieures sur les flux en loi de puissance 219

Dans le chapitre précédent nous avons présenté la procédure d'analyse des données issues du satellite Fermi. Les limites supérieures établies pour des spectres en loi de puissance avec différents indices spectraux ont été reportées, établissant des contraintes sur la présence de sources astrophysiques conventionnelles à la position des galaxies naines étudiées. Dans ce chapitre, nous nous concentrerons sur une interprétation de ces données dans le cadre de signaux gamma issus de l'annihilation de particules de matière noire froide. Nous discuterons dans un premier temps les limites sur les flux, calculées pour différents canaux d'annihilation. Dans un second temps nous présenterons la modélisation commune adoptée pour les profils de densité de matière noire des différentes galaxies, avec laquelle, lorsque les données cinématiques des étoiles de galaxies naines existent, le calcul de l'intégrale sur la ligne de visée de la distribution de matière noire a pu être réalisé. A partir de ce facteur astrophysique, déterminé pour une majorité des galaxies naines étudiées, les contraintes sur la section efficace d'annihilation pondérée par la vitesse des particules ont été dérivées. La partie 10.3 sera consacrée à la comparaison de ces contraintes avec certains types particuliers de modèles de matière noire que nous avons déjà présentés dans cette étude.

10.1 Limites supérieures sur les flux issus de la matière noire

Nous allons voir que les limites sur les flux de rayons gamma, d'énergies comprises entre 100 MeV et 50 GeV, issus de l'annihilation de particules de matière noire, dépendent à la fois de l'environnement dans lequel la galaxie naine se situe et de la forme spectrale adoptée.

10.1.1 Flux issus de différents modèles

A partir de tables spectrales issues du simulateur Monte-Carlo Pythia, le module DMFit (chapitre 8) modélise le nombre de gamma produits par radiation des particules présentes dans l'état final d'annihilation des WIMPs, à une énergie donnée. DMFit, intégré aux outils standards d'analyse des données du Fermi-LAT, permet d'ajuster les caractéristiques du modèle, rapports d'embranchements et masse de la particule, en tenant compte de la fonction de réponse du détecteur. Les limites supérieures sur les flux, obtenues pour différents rapports d'embranchement, tiennent donc compte de la fonction de réponse de l'instrument. Les résultats que nous présentons ont été établis sur les mêmes lots de données que ceux discutés au chapitre précédent. Dans ce chapitre, le maximum de vraisemblance est aussi utilisé sur les données échantillonnées.

Six rapports d'embranchements ont été étudiés. Quatre correspondent à des canaux d'annihilations exclusifs

- 100% $b\bar{b}$,
- 100% W^+W^-,
- 100% $\tau^+\tau^-$ et
- 100% $\mu^+\mu^-$;

les deux derniers correspondent à des états mélangés

- 80% $b\bar{b}$ + 20% $\tau^+\tau^-$ et
- un mélange correspondant aux rapports d'embranchements du premier état excité du boson d'hypercharge, $B^{(1)}$ de modèles UED, similaires à ceux établis dans [39].

Les spectres gamma de l'annihilation de WIMPs évoluent en fonction de la masse de la particule considérée. Les limites supérieures sur le flux, calculées à 95% de degrés de confiance, sont présentées sur la figure 10.1, pour des masses de WIMPs comprises entre 10 GeV et 1 TeV dans les cas $b\bar{b}$, $\tau^+\tau^-$ et $\mu^+\mu^-$ et 100 GeV à 1 TeV dans le cas du canal W^+W^-, ce dernier n'étant accessible qu'à partir de $m_{WIMP} \sim m_W$. Les limites similaires, dans le cas des états finaux mélangés, sont présentées sur la figure 10.2, là encore entre 10 GeV et 1 TeV pour 80% $b\bar{b} + 20\%$ $\tau^+\tau^-$. Pour le boson d'hypercharge $B^{(1)}$, l'espace des masses couvert, basé sur les contraintes expérimentales et théoriques [168], s'étend de 200 GeV à 10 TeV.

Les limites supérieures sur le flux de l'ensemble des 15 galaxies sont également présentées sur les figures 10.1 et 10.2. La hiérachie de sensibilités des contraintes des galaxies naines pour les différentes formes spectrales étudiées dans ce chapitre est similaire à celle obtenue dans le chapitre précédent pour les spectres en loi de puissance. Elle dépend principalement de la présence de sources dans le champ de vue et de la force de l'émission du fond diffus galactique.

Pour l'ensemble des galaxies naines, les limites les plus contraignantes sont obtenues pour des particules plus massives car le nombre de gamma attendus aux hautes énergies, où la fonction de réponse globale de l'instrument est la meilleure[1], devient plus important.

Les limites calculées se situent de façon générale entre $10^{-9}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ et $10^{-10}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ et sont compatibles avec les sensibilités établies à 1 an, bien que celles-ci aient été calculées pour une loi de puissance d'indice $\Gamma = -2$ [108]. Le canal exclusif $b\bar{b}$ et celui mélangé 80% $b\bar{b}+20\%$ $\tau^+\tau^-$ mènent à des contraintes très semblables. Les canaux exclusifs $\mu^+\mu^-$ et $\tau^+\tau^-$ conduisent à des spectres gamma durs, très différents des spectres modélisant les émissions diffuses galactiques et extragalactiques. Ainsi, les limites supérieures calculées pour ces formes spectrales sont les plus contraignantes parmi les formes spectrales que nous avons considérées. Dans les différentes courbes de limites supérieures sur le flux, on note un changement de pente lorsque la masse de la particule de matière noire augmente, particulièrement prononcé pour les spectres $\mu^+\mu^-$ et $\tau^+\tau^-$. Cela s'explique par l'allure du spectre des gamma produits par radiation des particules dans l'état final, la fonction de réponse, et aussi par la sélection des données que nous avons effectuée. Il faut en effet rappeler que les évènements dont l'énergie reconstruite est supérieure à 50 GeV ont été écartés de l'analyse car il subsiste une contamination des rayons cosmiques chargés aux hautes énergies. Les fonctions de réponses du détecteur à ces énergies sont affectées par ce fond résiduel. Lorsque ces effets systématiques auront été résolus, une première amélioration des contraintes pour les masses élevées sera envisageable en élargissant la gamme en énergie des photons gamma retenus pour l'analyse.

Au terme des 11 premiers mois de prises de données, les limites supérieures calculées avec LAT pour la galaxie naine sphéroïde Draco sont déjà du même ordre de grandeur que celles dérivées de l'analyse de l'ensemble des 9 années de prise de données d'EGRET [169].

[1] Voir les images (c) et (d) de la figure 8.1 chapitre 8, respectivement : la résolution relative en énergie, pour l'ensemble des évènements, se stabilise à environ 9% ; la résolution angulaire s'améliore, lorsque l'énergie augmente, sur l'ensemble de la gamme 100 MeV - 50 GeV que l'on considère pour cette analyse.

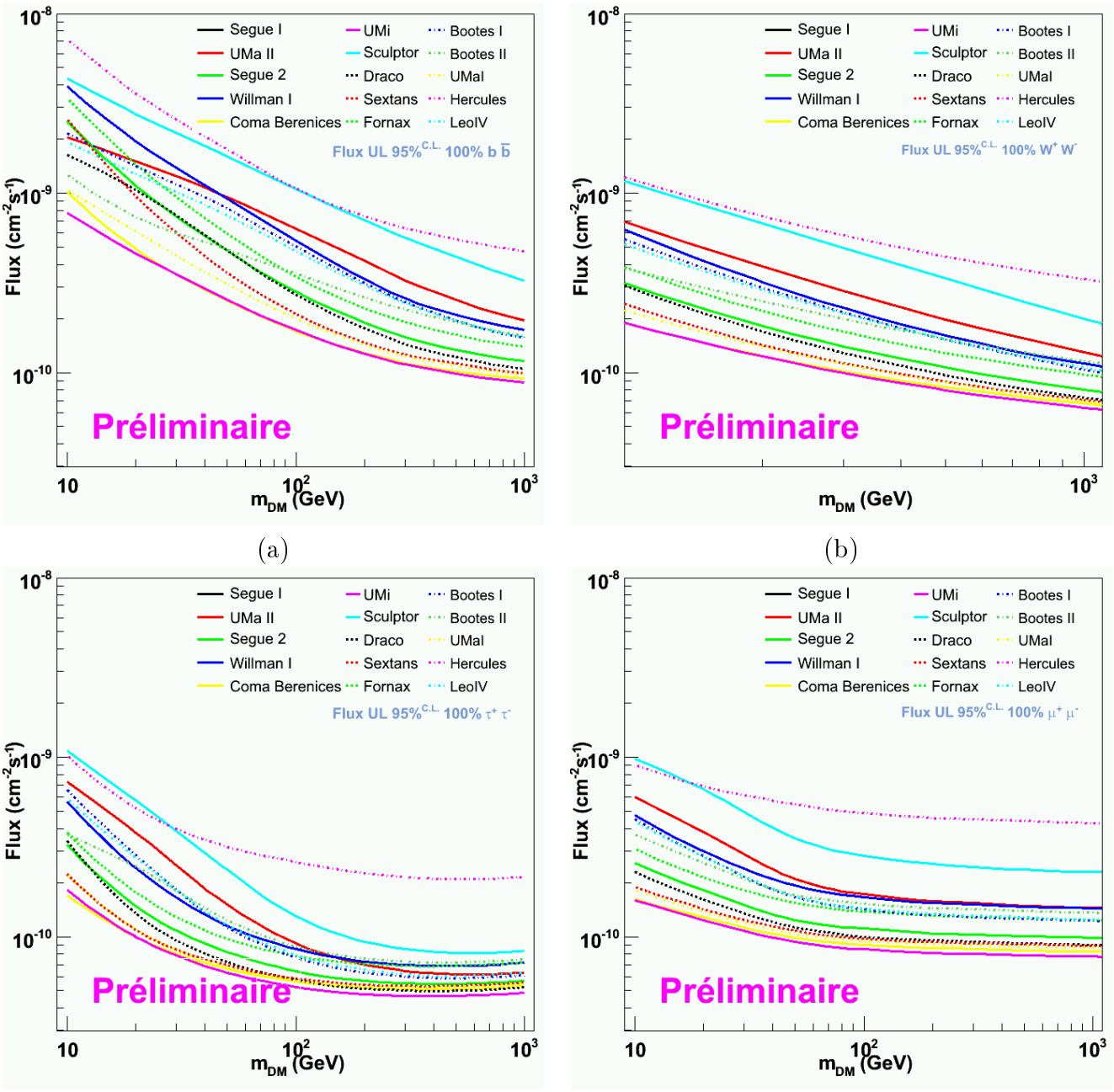
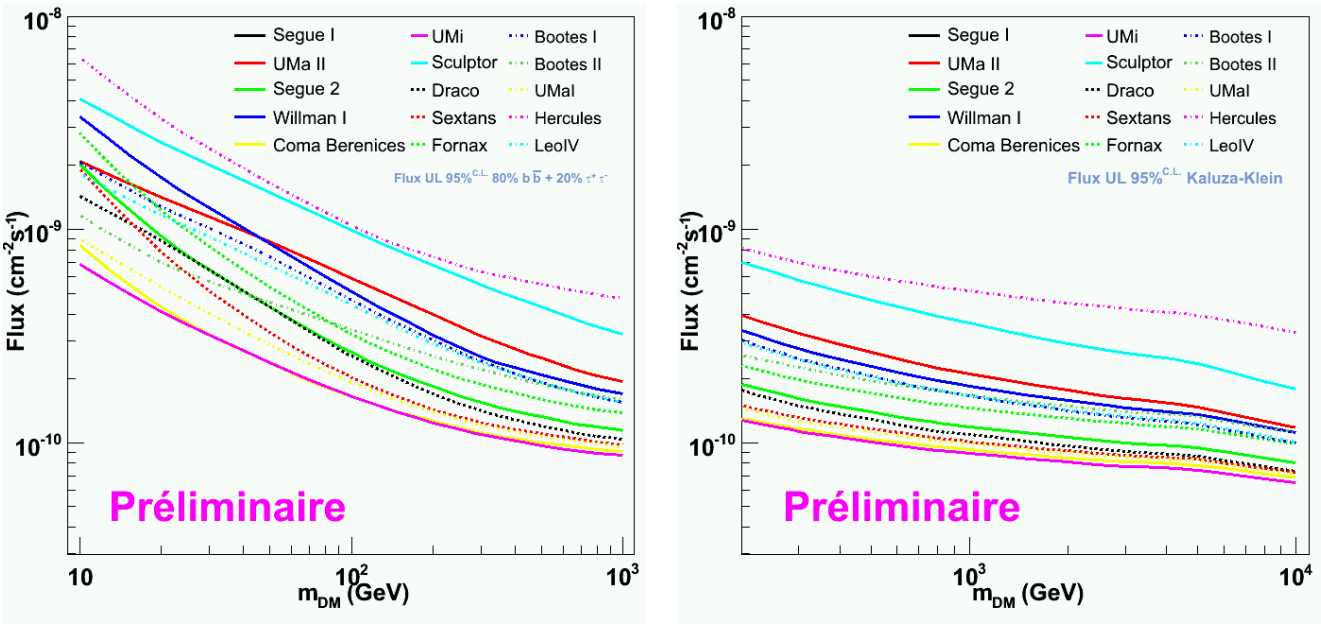


Fig. 10.1: Limites supérieures à 95%C.L. des flux gamma issus de l'annihilation de WIMPs en canaux exclusifs : $b\bar{b}$ (a), W^+W^- (b), $\tau^+\tau^-$ (c) et $\mu^+\mu^-$ (d).

10.1.2 Limites individuelles

Pour le cas particulier de Segue I, le comportement des limites supérieures sur le flux des différents canaux examinés est reporté sur la partie gauche de la figure 10.3. L'évolution des limites supérieures sur les flux (intégrés dans la gamme d'énergie considérée) en fonction de



(a) (b)

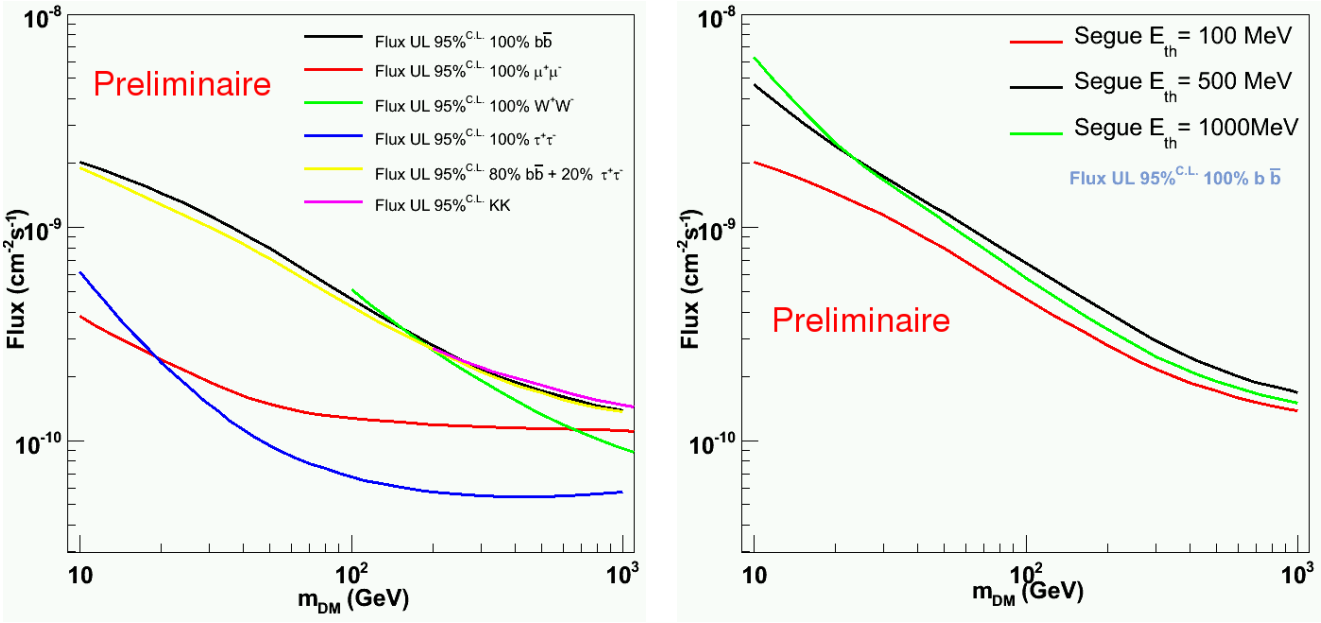
Fig. 10.2: Limites supérieures à 95%C.L. des flux gamma issus de l'annihilation de WIMPs dans des états mélangés : 80% $b\bar{b}$ + 20% $\tau^+\tau^-$ et du premier état excité du boson d'hypercharge, $B^{(1)}$.

l'énergie seuil considérée lors de l'analyse est montrée sur la partie droite de la figure 10.3, pour cette même galaxie et uniquement pour le canal $b\bar{b}$. L'ensemble des conclusions obtenues sur les figures 10.1 et 10.2, s'appliquent notamment à Segue I.

Les variations observées des contraintes sur les flux intégrés entre 100 MeV et 50 GeV, donc extrapolés pour les analyses ayant des seuils en énergies de 500 MeV et 1 GeV, sont consistantes avec les prédictions que l'on peut établir. Aux faibles masses, les différences sont importantes car de nombreux gamma sont attendus aux basses énergies. Pour une analyse entre 100 MeV et 50 GeV, le nombre d'évènements dans le début de la gamme d'énergie est très important et les paramètres du modèle sont fortement contraints par des incertitudes systématiques faibles. L'augmentation du seuil en énergie permet de soustraire une part importante des émissions diffuses (spectres en loi de puissance d'indice $\sim$ -2) mais les erreurs statistiques prennent un poids plus important. Pour des masses élevées, quel que soit le seuil en énergie, les évènements attendus sont peu nombreux et les erreurs systématiques associées sont faibles, c'est pourquoi les différences sont moins marquées (quasiment absentes) entre l'analyse à 100 MeV et l'analyse à 1 GeV (500 MeV). En intégrant sur une gamme d'énergie identique (de 1000 MeV à 50000 MeV) pour un WIMP de 1 TeV, la différence est seulement de 8%, alors que pour une masse de 10 GeV, la différence est supérieure à 200%.

Les limites supérieures sur les flux intégrés entre 100 MeV et 50 GeV et calculées pour les analyses avec un seuil en énergie à 100 MeV sont les plus fiables (aucune extrapolation) et les plus contraignantes. Ce sont ces limites qui seront utilisées pour calculer les contraintes sur les

sections efficaces d'annihilation.



(a) (b)

Fig. 10.3: Comportement des limites supérieures sur le flux en fonction des différents canaux discutés (a) et évolution des contraintes en fonction du seuil en énergie de l'analyse (b) dans le cas de Segue I.

10.2 Modélisations des profils de densité de galaxies naines

Nous avons adopté une modélisation commune pour la distribution de matière noire dans l'ensemble des galaxies naines sphéroïdes pour lesquelles des données cinématiques d'étoiles individuelles ont été obtenues. Le profil radial de densité adopté est un profil NFW tronqué, consistant avec les résultats obtenus par les simulations à N-corps sur les sous-halos de matière noire présents dans un halo plus important, comme celui de la Voie Lactée [170, 171] :

$$\rho(r) = \begin{cases} \frac{\rho_s r_s^3}{r(r_s+r)^2} & \text{for} \quad \mathrm{r} < \mathrm{r_t} \\ 0 & \text{for} \quad \mathrm{r} \geq \mathrm{r_t} \end{cases} , \tag{10.1}$$

où ρ_s est la densité caractéristique, r_s est le rayon d'échelle et où r_t est le rayon de dislocation[2] qui a été calculé pour chaque couple (ρ_s, r_s) dans l'hypothèse d'un profil de densité de la Voie Lactée donnée par [172].

Bien que l'hypothèse d'une modélisation commune par un modèle NFW soit forte, elle est compatible avec l'ensemble des mesures existantes sur les galaxies naines sphéroïdes. La

[2]"Tidal radius" en anglais.

démarche suivie pour le calcul de l'intégrale sur la ligne de visée du facteur astrophysique J (cf eq 5.1 du chapitre 5) pour chacune des galaxies naines reportées dans le tableau 10.1 est décrite dans [173]. Les résultats sur les calculs des facteurs astrophysiques ont été établis grâce à une étude Monte-Carlo par chaîne de Markov[3]. Elle a permis de déduire les différents paramètres libres de la fonction du maximum de vraisemblance utilisée. Les détails de la méthode sont donnés dans [174].

Name	ρ_s $(10^8\ M_\odot\ kpc^{-3})$	r_s (kpc)	J^{NFW} $(10^{19}\ GeV^2\ cm^{-5})$
Segue I	$1.99^{+3.97}_{-0.52}$	$0.21^{+0.25}_{-0.11}$	$9.76^{+10.7}_{-5.01}$
Ursa Major II	$1.43^{+3.37}_{-0.52}$	$0.13^{+0.10}_{-0.05}$	$0.58^{+0.91}_{-0.35}$
Coma Berenices	$0.84^{+2.98}_{-0.42}$	$0.11^{+0.11}_{-0.05}$	$0.16^{+0.22}_{-0.08}$
Bootes I	$0.89^{+2.34}_{-0.69}$	$0.18^{+0.19}_{-0.09}$	$0.16^{+0.35}_{-0.13}$
Ursa Minor	$0.44^{+1.04}_{-0.27}$	$0.48^{+0.38}_{-0.2}$	$0.64^{+0.25}_{-0.18}$
Sculptor	$0.21^{+0.32}_{-0.12}$	$0.70^{+0.57}_{-0.27}$	$0.24^{+0.06}_{-0.06}$
Draco	$0.19^{+0.14}_{-0.07}$	$1.84^{+1.0}_{-0.66}$	$1.20^{+0.31}_{-0.25}$
Sextans	$0.47^{+0.81}_{-0.30}$	$0.30^{+0.19}_{-0.11}$	$0.06^{+0.03}_{-0.02}$
Fornax	$0.36^{+0.69}_{-0.26}$	$0.43^{+0.36}_{-0.19}$	$0.06^{+0.03}_{-0.03}$

Tab. 10.1: Propriétés des halos de matière noire des différentes galaxies naines sphéroïdes considérées. Les paramètres ont été obtenus à partir des vitesses individuelles des étoiles sur la ligne de visée dans les galaxies naines [175, 176, 177, 178, 179]. ρ_s et r_s sont la densité et le rayon d'échelle pour les distributions de matière noire. J^{NFW} est proportionnel au flux d'annihilation de paires dans un rayon d'angle solide de 2.4 10^{-4} sr ($\equiv 0.5°$), centré sur la galaxie naine.

La figure 10.4 présente, pour deux exemples particuliers (Draco et Segue I), l'évolution de la fonction de densité de probabilité du facteur astrophysique $\bar{J}$, en fonction de la taille de l'angle solide sur lequel l'intégrale sur la ligne de visée est effectuée. Les distributions, établies pour un angle solide de 1° (lignes bleues), présentent un pic permettant d'accéder aux valeurs présentées dans le tableau 10.1. Les incertitudes, déterminées par l'utilisation de la chaîne de Markov et reportées dans ce même tableau, proviennent de la largeur des distributions. Dans les exemples considérés, la galaxie naine Draco présente clairement une extension d'au moins 1 degré, alors que Segue I semble être moins étendue.

En raison de grandes incertitudes sur le contenu en matière noire ou sur la véritable nature de l'objet, Segue II et Willman I ont été écartées de l'analyse. Il en va de même pour Ursa Major I, Hercules et Leo IV dont les préfacteurs J étaient particulièrement faibles et n'apportaient aucune contrainte supplémentaire par rapport aux autres galaxies. La galaxie naine sphéroïde Bootes II a elle aussi été exclue de nos résultats car actuellement les données cinématiques disponibles ne sont établies que pour 5 étoiles, ce qui se traduirait sur une incertitude très importante sur le facteur de densité de la concentration de la matière noire dans cet objet.

[3]Ces résultats ont été établis principalement par J. Bullock, M. Kaplinghat et G. Martinez (non membres de la collaboration Fermi-LAT) dans le cadre d'une collaboration pour l'établissement des résultats présentés dans [174].

Ainsi, seules 9 galaxies naines sont répertoriées dans le tableau 10.1. On observe que pour les galaxies naines récemment découvertes, les incertitudes sur leur contenu en matière noire sont importantes. Ceci est dû aux faibles nombres d'étoiles présentes dans ces objets. Dans le cas de galaxies naines proches et observées depuis de nombreuses années (Ursa Minor, Sculptor, Draco), les données cinématiques sont disponibles sur un nombre d'étoiles plus important et c'est pourquoi les incertitudes sont plus faibles.

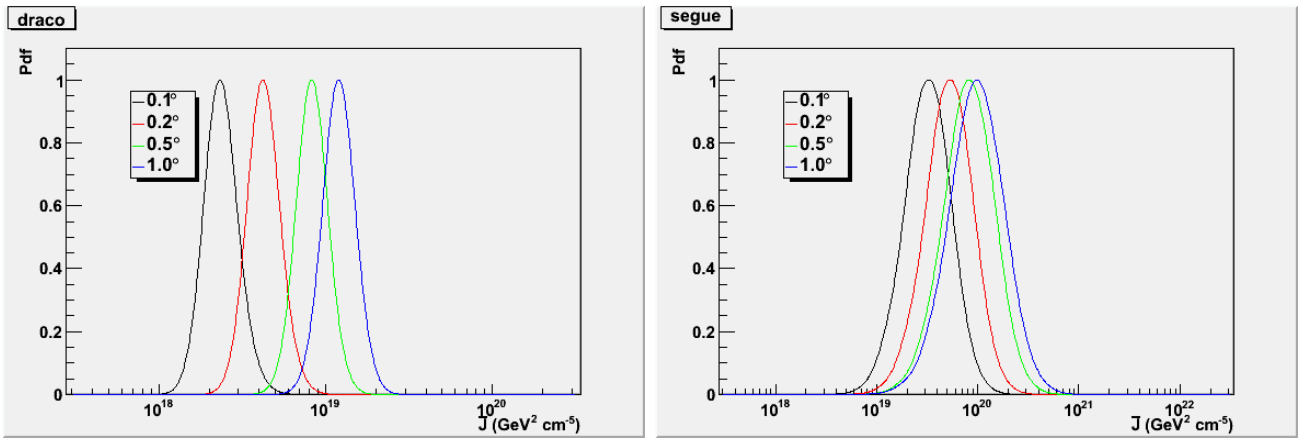


Fig. 10.4: Exemples de fonctions de densités de probabilité d'intégrales le long de la ligne de visée de la distribution de matière noire pour différentes résolution angulaire dans le cas des galaxies naines Draco (*gauche*) et Segue I (*droite*).

10.3 Contraintes sur des modèles de candidats à la matière noire

A partir des résultats des sections précédentes, il a été possible de calculer les limites supérieures sur la section efficace d'annihilation des particules de matière noire, en fonction de la masse de la particule et de la forme spectrale considérées, pour les galaxies naines répertoriées dans le tableau 10.1. Dans cette partie, nous allons confronter différents modèles de candidats à la matière noire issus de théories au-delà du modèle standard avec les résultats que nous avons obtenus. Les contraintes que nous présentons sont basées sur des analyses effectuées avec un seuil en énergie à 100 MeV. En effet, pour des analyses effectuées avec un seuil en énergie plus élevé, l'intégration des flux d'annihilation de matière noire dans des domaines d'énergie plus restreints diminue le nombre de gamma attendus et dégrade les contraintes. En outre, nous avons vu que les extrapolations des flux à 100 MeV de ces analyses aux seuils élevés affaiblissent les limites supérieures sur les flux dérivées.

10.3.1 Modèle d'extension supersymétrique minimale : MSSM

La figure 10.5 présente les contraintes obtenues à partir des 11 premiers mois d'observation du Fermi-LAT pour les 10 galaxies naines. Les limites présentées correspondent à des flux

d'annihilations dans le canal $b\bar{b}$ exclusivement. Ce canal d'annihilation est prépondérant dans le cas où la matrice du neutralino le plus léger, état propre de masse d'un mélange des jauginos, est majoritairement composé de binos, comme c'est le cas pour les modèles MSSM de faibles masses ($m_{DM} \sim 100$GeV). L'ensemble des modèles MSSM présentés sont compatibles avec les contraintes établies par les expériences sur accélérateurs. Les carrés rouges sont des modèles pour lesquels la densité relique de neutralino le plus léger permet de rendre compte des observations de WMAP à plus ou moins 3σ. Les carrés bleus sont des modèles avec une densité plus faible que celle observée et ne permettent d'expliquer qu'une partie de la densité de matière noire observée. L'espace des paramètres étudiés, à partir desquels ces modèles ont été établis, est reporté dans le tableau 10.2. Dans l'hypothèse où la modélisation de la distribution

Région de l'espace des paramètres MSSM étudiée
$-10000 <\mid \mu \mid< 10000$
$-10000 <\mid M_2 \mid< 10000$
$100 < m_A < 1000$
$1.001 < \tan\beta < 60$
$100 < m_{\tilde{q}} < 20000$
$-5 < A_t/m_{\tilde{q}} < 5$
$-5 < A_b/m_{\tilde{q}} < 5$

Tab. 10.2: Espace des paramètres des modèles MSSM considérés dans la figure 10.5.

de la matière noire dans les galaxies est effectivement reproduite par un modèle NFW, une fraction très importante de ces modèles à faible densité relique est d'ores et déjà exclue par les contraintes apportées par notre étude, notamment par les limites de Draco et Ursa Minor pour les modèles avec des masses proches de 100 GeV.

La galaxie naine Segue I a été découverte récemment [137]. C'est l'une des galaxies de plus faible luminosité observée dans la cartographie du ciel opérée ces dernières années par le Sloan Digital Sky Survey. Les paramètres de son profil de distribution de densité présenté ici ont été établis sur un ensemble de 65 étoiles[4], plus complet que la première estimation ayant servi à établir sa détection en 2008, basée elle sur 24 étoiles. Cette nouvelle étude confirme le contenu très important en matière noire froide non baryonique et les incertitudes expérimentales se réduisent avec les nouvelles données. Cependant, celles-ci sont toujours importantes, puisque le tableau 10.1 rapporte l'intégrale sur la ligne de visée du contenu en matière noire de Segue I, pour un angle solide d'observation de 1 degré, de : $J^{NFW}_{Segue\ I} = 9.76^{+10.7}_{-5.01} \times 10^{19}$ GeV^{2}cm^{-5}.

[4]Les données présentées sont issues de discussion privée avec Marla Geha, PI des dernières observations effectuées sur la galaxie naine Segue I. L'analyse des données est toujours en cours actuellement. Les fluctuations dans le nombre d'étoiles établissant la galaxie naine résultent sur des incertitudes sur le facteur J. Celles-ci ne sont pas prises en compte dans le tableau 10.1. Cependant, en vue de présenter le caractère non définitif de la valeur de $J^{NFW}_{Segue\ I}$, les contraintes établies dans les différents cadres de travail pour Segue I incluent aussi les incertitudes à 1σ de $J^{NFW}_{Segue\ I}$.

Si les résultats préliminaires des analyses cinématiques des étoiles de Segue I se confirment, de nombreux modèles ayant des sections efficaces de l'ordre de quelques 10^{-26} cm^{3}s^{-1}, pour des masses comprises entre 50 et 400 GeV, pourraient être exclus. Ces limites atteindraient en effet des modèles dont la densité relique se situe dans l'intervalle Ω_{CDM} mesuré expérimentalement.

Dans l'hypothèse pessimiste où la valeur de cette intégrale ne soit compatible qu'avec la borne inférieure de l'intervalle déterminée, les limites établies avec Segue I restent encore plus contraignantes que celles calculées sur les autres galaxies puisqu'elles diminuent simplement d'un facteur deux. Au contraire, si grâce à de nouvelles données cinématiques le contenu en matière noire est plus important (compatible avec la borne supérieure de l'intervalle par exemple), les limites permettront d'exclure une large gamme de modèles MSSM (50 à 300 GeV) compatibles avec WMAP. Sur la figure 10.5, l'aire pointillée noire représente l'incertitude associée à l'intégrale le long de la ligne de visée de la distribution de matière noire à l'intérieur de la galaxie naine Segue I.

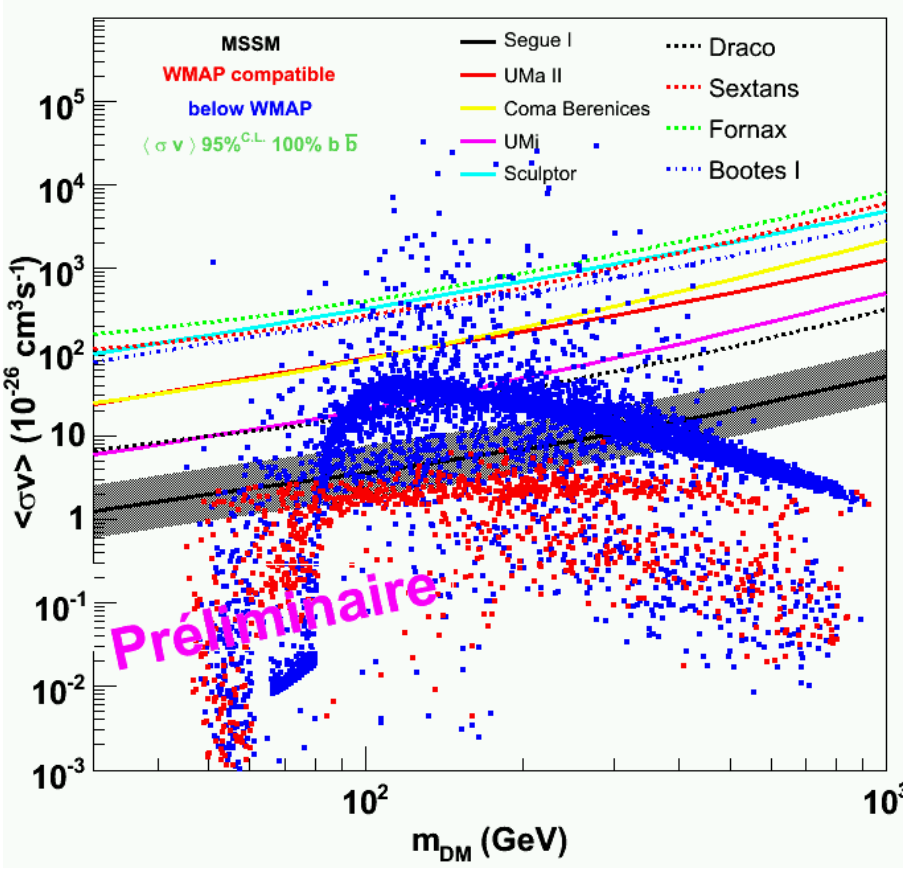


Fig. 10.5: Confrontation des Modèles MSSM avec les contraintes obtenues à partir de flux d'annihilations de WIMPs exclusivement en $b\bar{b}$.

10.3.2 Modèle minimal de SuperGravité : mSUGRA

Le second cadre de travail de l'extension supersymétrique minimale du Modèle Standard que nous avons considéré est le modèle mSUGRA, discuté aux chapitres 1 et 6. L'espace des paramètres étudiés est reporté dans le tableau 10.2. Le code de couleurs adopté pour les mo-

Région de l'espace des paramètres mSUGRA étudiée
$80 < m_0 < 100000$
$80 < M_{1/2} < 4500$
$\mid A_0 \mid = 0$
$1.5 < \tan\beta < 60$
signe(μ) non contraint

Tab. 10.3: Espace des paramètres mSUGRA

dèles présentés sur la figure 10.6 est identique à celui de la section précédente. Pour l'espace des paramètres considérés, le modèle de brisure de la supersymétrie transmis par interactions gravitationnelles, mSUGRA, est moins optimiste que le cas précédent. Les limites supérieures présentées (établies pour des spectres de gamma issus de l'annihilation de neutralino en $b\bar{b}$) ne peuvent contraindre que des modèles expliquant une fraction de la matière noire observée. Les conclusions de la section précédente sur la galaxie naine Segue I sont aussi valables pour ce modèle.

10.3.3 Modèles de supersymétrie brisée par anomalies : AMSB

Dans le cas de modèles supersymétriques où la brisure de la supersymétrie est transmise par anomalies (section 1.4.1 du chapitre 1), la particule la plus légère est presque toujours un pur wino. Le canal d'annihilation préférentiel est donc une annihilation en deux bosons $W^{\pm}$. Les contraintes sur la section efficace d'annihilation présentées sur la figure 10.7 dérivent des limites supérieures à 95% sur les flux des neutralinos s'annihilant exclusivement en W^+W^-. La ligne tiretée marron est une modélisation analytique de la section efficace des particules de matière noire des modèles AMSB, établie dans [180]. Si on considère des processus non thermiques pour la production de cette LSP, par exemple par désintégration de gravitinos lourds, nos limites contraignent, dès les 11 premiers mois de prises de données du LAT, les modèles supersymétriques AMSB dont la masse de la LSP est inférieure à $\sim 250\ GeV$ pour la galaxie naine Ursa Minor et $\sim 300\ GeV$ pour Draco. Dans le cas où le contenu en matière noire de Segue I se révèle être aussi important que l'analyse préliminaire des dernières données cinématiques semble l'indiquer, les modèles ayant des masses jusqu'à 500 GeV pourraient être exclus. Les limites sur le flux d'annihilation de la LSP de type wino en W^+W^- sont relativement plus contraignantes que celles obtenues pour une annihilation de bino en $b\bar{b}$. Cependant le nombre de gamma produits pour un état final W^+W^- est inférieur à ceux issus de l'état final d'annihilation en $b\bar{b}$, en particulier pour les masses élevées ($\sim$ facteur 2). Cela permet d'expliquer la remontée plus rapide des limites supérieures sur la section efficace d'annihilation des WIMPs

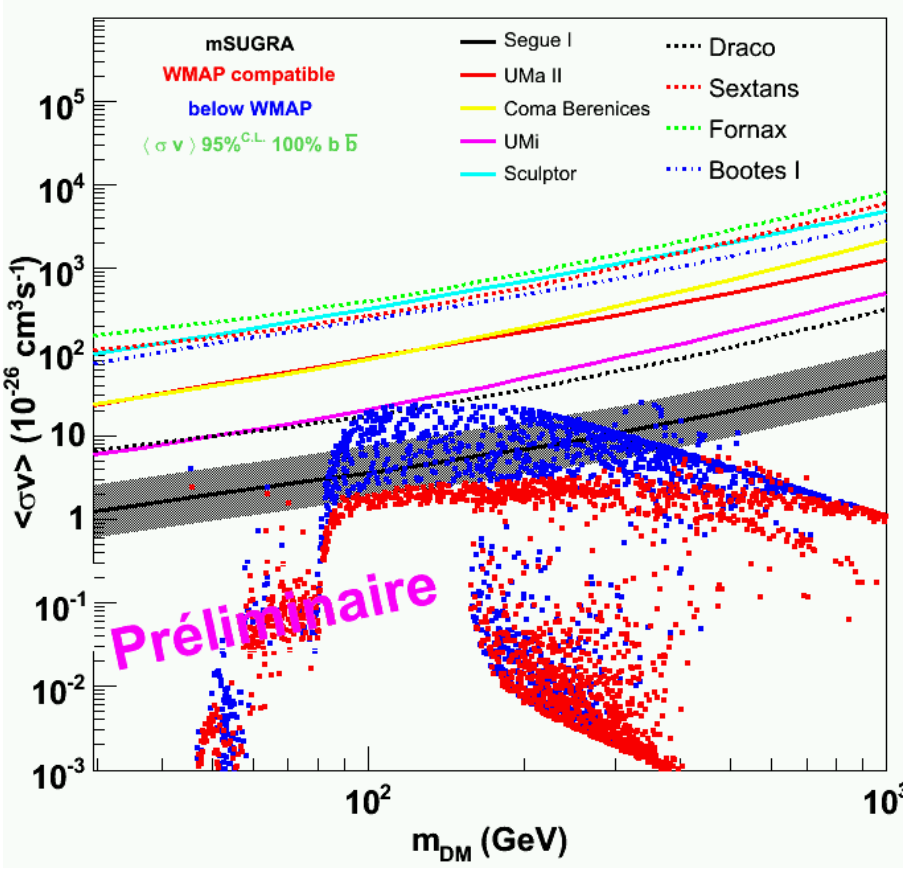


Fig. 10.6: Confrontation des modèles mSUGRA avec les contraintes obtenues à partir de flux d'annihilations de WIMPs exclusivement en $b\bar{b}$.

pour des masses de 1 TeV : $< \sigma v >^{b\bar{b}}_{1TeV} \approx 5\ 10^{-25}$ alors que $< \sigma v >^{W^+W^-}_{1TeV} \approx 8\ 10^{-25}$ (les flux intégrés respectifs étant $I^{b\bar{b}}_{1TeV} \approx 1.4\ 10^{-10}$ et $I^{W^+W^-}_{1TeV} \approx 0.9\ 10^{-10}$) dans le cas de Segue I.

10.3.4 Modèles à dimensions supplémentaires universelles

Comme nous l'avons mentionné plus haut, les rapports d'embranchement permettant d'obtenir les spectres des gamma issus de l'annihilation de bosons d'hypercharge $B^{(1)}$ des modèles UED sont donnés dans [39]. Les rapports d'embranchements sont $\sim 11\%$ pour les paires de quarks $u\bar{u}$, $c\bar{c}$ et $t\bar{t}$; $\sim 0.7\%$ pour les paires de quarks $d\bar{d}$, $s\bar{s}$ et $b\bar{b}$; et $\sim 20\%$ pour les paires de leptons chargés e^+e^-, $\mu^+\mu^-$ et $\tau^+\tau^+$ [168]. Les spectres gamma produits pour certains canaux d'annihilation en quarks étant identiques, dans le module DMFit seul un certain nombre de ces canaux sont disponibles[5]. Puisque les spectres gamma issus des états finaux $u\bar{u}$ sont similaires à ceux issus du canal $c\bar{c}$, la proportion de ce dernier a été ramené à 22% ; de même les spectres

[5]Les rapports d'embranchements disponibles dans le module DMFit sont : $b\bar{b}$, $t\bar{t}$, $c\bar{c}$ pour les quarks, e^+e^-, $\mu^+\mu^-$ et $\tau^+\tau^+$ pour les leptons, W^+W^- et ZZ pour les bosons et le canal $gluon - gluon$.

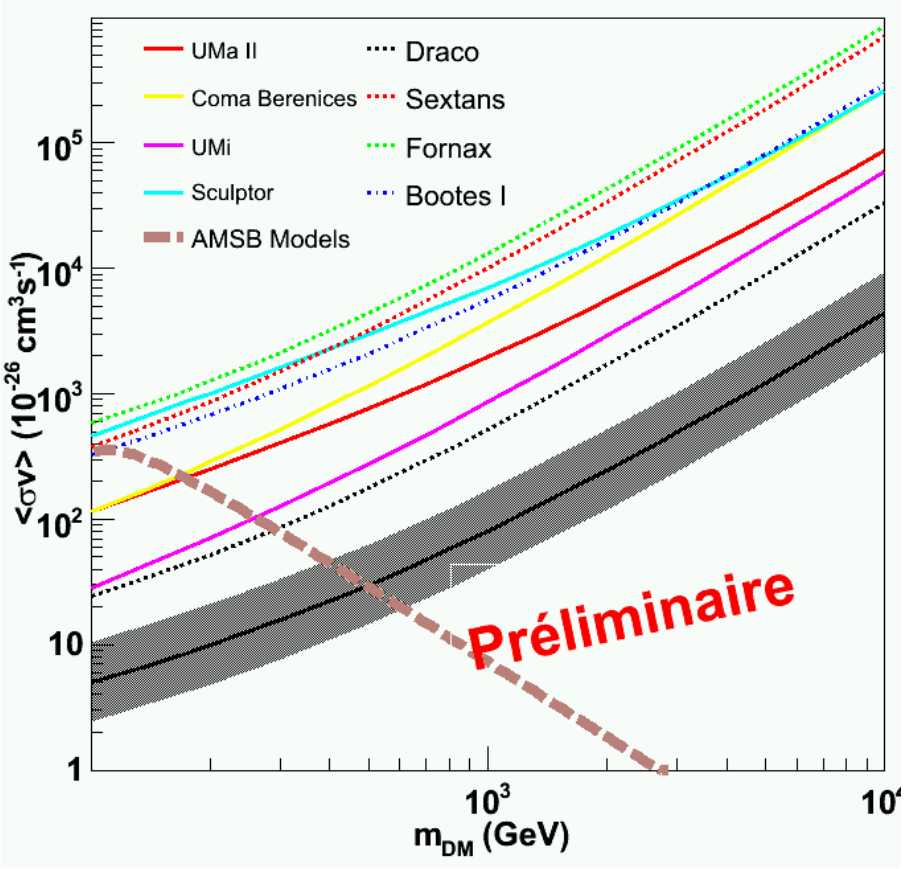


Fig. 10.7: Confrontation des modèles AMSB avec les contraintes obtenues à partir de flux d'annihilations de WIMPs exclusivement en W^+W^-. La modélisation analytique de la section efficace d'annihilation des modèles AMSB, pondérée par la vitesse de la LSP, est tirée de [180].

des gamma des paires de quarks d et de quarks s sont similaires à ceux des paires des quarks b. Le rapport d'embranchement de ce dernier a donc été fixé à 2.1%.

Les limites supérieures sur les flux ont été calculées avec ces nouveaux rapports d'embranchements et les nombres de gamma ont été déterminés à partir des spectres intégrés. Les sections efficaces d'annihilation du boson d'hypercharge $B^{(1)}$ calculées sont reportées sur la figure 10.8. La formule analytique de la section efficace d'annihilation de la LKP, représentée par la ligne tiretée marron sur cette même figure, est elle aussi décrite dans [39]. Une portion de l'espace des masses des LKP ($m_{LKP} < 230\,GeV$) pourrait être contrainte par les observations de Segue I si la modélisation adoptée est avérée. Les concentrations de matière noire dans les autres galaxies naines sont trop faibles pour contraindre ces modèles.

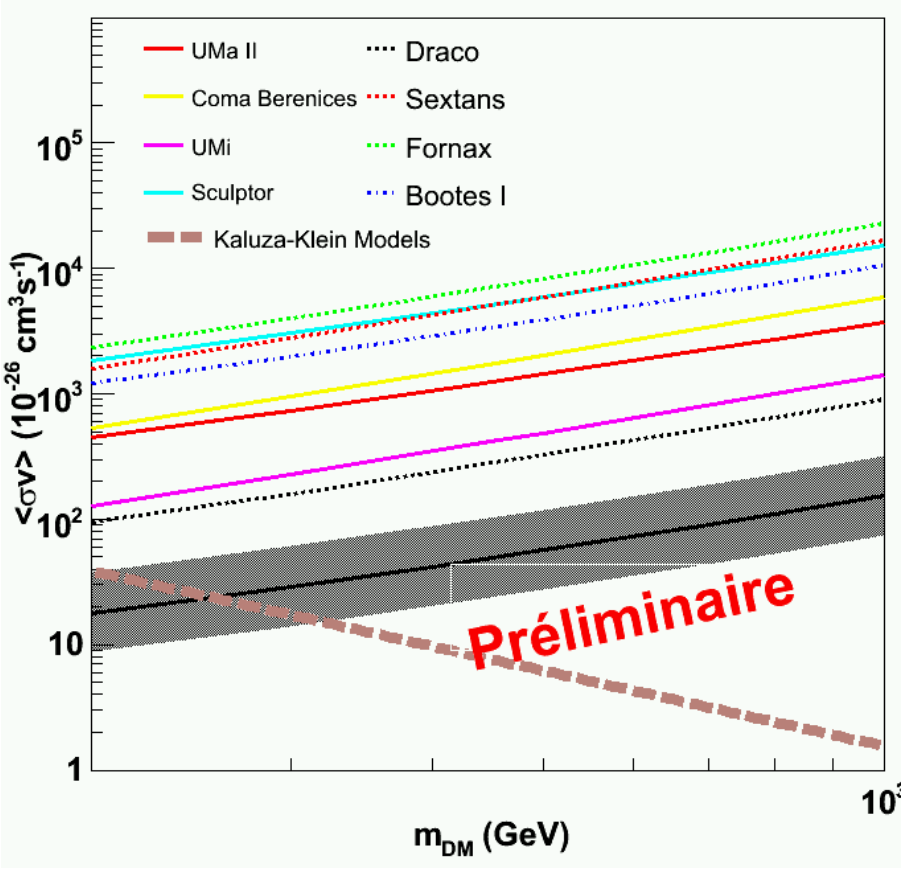


Fig. 10.8: Confrontation des modèles UED de boson d'hypercharge $B^{(1)}$ avec les contraintes obtenues à partir de flux d'annihilations de WIMPs. Les rapports d'embranchements similaires à [39] ont été adoptés et la modélisation analytique de la section efficace d'annihilation de la LKP est issue du même article.

10.3.5 Modèles "leptophiles"

Les récents résultats de Pamela [48] montrent un niveau anormalement élevé de la fraction de positrons présents dans les rayons cosmiques chargés entre quelques GeV et la centaine de GeV, par rapport aux prédictions théoriques. Le Fermi-LAT a mesuré de façon très précise les spectres des électrons+positrons (CRE[6]) dans une gamme d'énergie de 20 GeV à 1 TeV [49]. Ne possédant pas de champ magnétique, le LAT ne peut faire la distinction entre les électrons et les positrons.

Bien que des sources astrophysiques conventionnelles puissent expliquer ces données [181], de nombreuses interprétations par des scenarii invoquant des particules de matière noire sont apparues au sein des communautés de physiciens des particules et d'astroparticules. L'annihilation de matière noire au Centre Galactique est aussi une explication possible [181]. Afin de rendre compte de l'excès de positron et pour ne pas produire des anti-protons en quantité trop

[6] Cosmic rays electron-plus-positron.

importante (aucun écart aux prédictions sur le flux d'anti-protons n'a été mis en évidence [51]), ces modèles de matière noire doivent préférentiellement avoir des états finaux leptoniques. La forme spectrale, mesurée par Fermi, des CRE de haute énergie, semble indiquer des masses de WIMPs élevées. De plus, le niveau du flux local de positron nécessite soit un taux d'annihilation très important soit une forte augmentation de la densité locale de matière noire. Moyennant certaines hypothèses sur le spectre d'injection des électrons primaires, il a été montré que l'annihilation de particules de matière noire dans le canal $\mu^+\mu^-$ présente le meilleur accord avec les résultats de Pamela et Fermi [182]. La figure 10.9 montre dans le plan section efficace en fonction de la masse la région favorisée par les données du Fermi-LAT en orange et celle favorisée par les données de Pamela en bleue, pour un profil de densité avec des hypothèses standards et un état final $\mu^+\mu^-$.

La partie gauche de la figure 10.9 indique les contraintes obtenues à partir d'un canal exclusif $\mu^+\mu^-$ pour des flux de gamma issus uniquement par bremsstrahlung interne des muons (présentés sur la partie (d) de la figure 10.1). On ne considère ici aucun facteur d'augmentation du taux d'annihilation lié à la faible vitesse des particules de matière noire, comme proposé dans [183] ou [184] afin de rendre compte du flux élevé des positrons observé par Pamela [48]. Cela se traduirait par une augmentation du flux gamma attendu. Des modèles, uniquement favorisés par les résultats de l'expérience Pamela, avec des masses supérieures à 1 TeV pourraient être contraints si le contenu en matière noire de Segue I reporté dans le tableau 10.1 est confirmé. Les modèles favorisés par Fermi restent eux hors de portée dans le cas où seule l'émission gamma issue du bremsstrahlung des muons dans l'état final est considérée.

Dans le cas de modèles muoniques, un autre processus, négligé jusqu'à présent, va augmenter le nombre de gamma attendus. En effet, la désintégration des muons chargés produit des électrons et des positrons qui engendrent des photons de hautes énergies par diffusion Compton inverse des électrons et des positrons sur le fond diffus de photons présent dans la Galaxie. Dans les objets aussi petits que les galaxies naines sphéroïdes, la longueur de diffusion des CRE est plus importante que la taille des objets, les CRE ne sont donc pas confinés. Le calcul du flux gamma issu du processus Compton inverse repose sur des hypothèses importantes, comme le modèle de diffusion adopté pour décrire ces objets et le coefficient de diffusion dans ces objets. (aucune donnée observationnelle ne permet de discriminer les différents modèles) En l'absence de données observationnelles contraignantes, un modèle de boîte fuyante ("leaky box") sphérique a été supposé, avec un coefficient de diffusion du niveau de celui généralement adopté pour les rayons cosmiques dans notre propre Galaxie [118]. Les détails du modèle peuvent être trouvés dans [185, 186]. La partie droite de la figure 10.9 montre l'importance de l'addition du processus Compton inverse pour ces modèles, dans le cas de la galaxie naine Ursa Minor, pour deux valeurs de la normalisation du coefficient de diffusion[7] $D_0 = 10^{28}$ cm^{2}s^{-1} et $D_0 = 10^{29}$ cm^{2}s^{-1}. Lorsque le coefficient de diffusion augmente, le libre parcours moyen des rayons cosmiques chargés augmente également. Cela entraîne une perte d'une partie des CRE et donc une diminution du signal gamma issu du processus Compton inverse. Les contraintes incluant les gamma des processus Compton inverse ont été établies sur la galaxie naine Ursa

[7] Une dépendance en loi de puissance du coefficient de diffusion avec l'énergie $D(E) = D_0 \left(\frac{E}{1\text{GeV}}\right)^{1/3}$ a été supposée.

Minor car elle a une taille importante. En effet, pour des galaxies naines de plus petite taille comme Segue I, la région de diffusion (dont la modélisation se base sur l'extension spatiale des étoiles) est plus petite et l'émission Compton inverse n'a alors qu'un faible impact sur le flux total (émission bremsstrahlung + émission Compton inverse).

Dans l'hypothèse d'un coefficient de diffusion $D_0 = 10^{29}$ cm^{2}s^{-1}, les modèles favorisés par les données de Pamela ayant des masses entre 2 et 5 TeV auraient un flux gamma suffisamment important pour être observés par le Fermi-LAT au terme des 11 premiers mois, ce qui n'est pas le cas. Les limites obtenues sur Ursa Minor pour cette valeur de coefficient sont représentées par des lignes tiretées sur la partie droite de la figure 10.9. Dans le cas plus optimiste d'un faible coefficient de diffusion dans les galaxies naines ($D_0 = 10^{28}$ cm^{2}s^{-1}), les limites supérieures établies sur Ursa Minor, représentées en traits pleins, sont très contraignantes vis à vis des régions favorisées par les résultats sur les positrons par Pamela et sur les CRE par Fermi. Seules des particules de masses inférieures à 1 TeV seraient susceptibles d'expliquer les données de ces deux expériences.

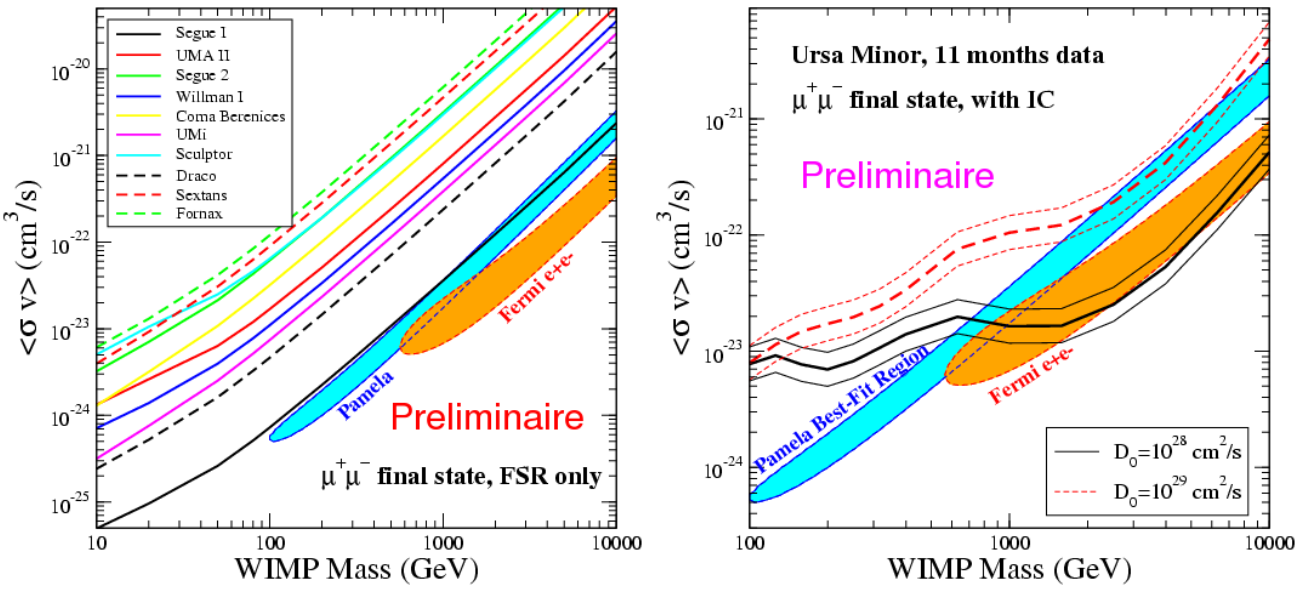


Fig. 10.9: Contraintes sur les modèles leptophilles, expliquant le mieux les résultats obtenus par Pamela et Fermi, obtenues pour le canal d'annihilation $\mu^+\mu^-$. La partie *gauche* présente les contraintes établies à partir de l'émission gamma due uniquement au bremsstrahlung des muons chargés pour l'ensemble des galaxies naines du tableau 10.1. La partie *droite* montre l'impact de la prise en compte de l'émission gamma par diffusion Compton inverse dans le cas de la galaxie naine sphéroïde Ursa Minor. Deux valeurs de coefficients sont représentées et les incertitudes sur le profil de densité de cette galaxie sont aussi montrées.

Conclusion

Au terme des 11 premiers mois de données, les limites supérieures sur les flux gamma issus de l'annihilation de particules de matière noire par le Fermi-LAT sont d'ores et déjà les meilleures contraintes calculées dans le domaine d'énergie du LAT, de 100 MeV à 50 GeV.

Par l'observation de la galaxie naine Draco, la détection récente de nouvelles galaxies naines de très faible luminosité et très largement dominées par la matière noire par l'expérience SDSS et la possibilité pour le LAT d'observer l'ensemble du ciel, les résultats des analyses présentées dans ce chapitre permettent de restreindre de façon significative l'espace des paramètres de différents modèles théoriques proposant des candidats à la matière noire. La prise en compte de la diffusion Compton inverse dans l'émission de photons de hautes énergies lors de l'annihilation de particules de matière noire des modèles récemment apparus pour expliquer les nouveaux résultats de Pamela et Fermi, nous permettent là encore d'émettre des contraintes importantes pour la viabilité de ces modèles.

Dans le futur, l'accumulation des données et la résolution des problèmes résiduels de calibration, avec notamment un meilleur rejet des rayons cosmiques chargés aux très hautes énergies aboutissant à la définition de nouvelles fonctions de réponses, permettront d'étendre le domaine en énergie de l'analyse. En supposant, pour les mêmes raisons, une meilleure définition du modèle de description des émissions diffuses, les contraintes obtenues à partir de l'analyse des galaxies naines sphéroïdes avec le Fermi-LAT devraient sensiblement s'améliorer et permettre de rejeter un plus grand nombre de modèles de matière noire capable d'expliquer la densité relique observée dans l'Univers avec une seule nouvelle espèce de particules. Dans une optique plus optimiste, la sensibilité du Fermi-LAT permettra peut-être de découvrir un signal gamma issu de l'annihilation de matière noire dans ces objets avant le terme de sa mission prévue d'ici 5 ou 10 ans.

La couverture uniforme de la totalité de la voûte céleste permet aussi d'envisager l'établissement de contraintes génériques sur la section efficace d'annihilation et la masse des particules de matière noire à partir de la compilation des résultats obtenus sur l'ensemble des galaxies naines.

Conclusion

Au fil des pages de cette thèse, un résumé du travail effectué dans le cadre général de l'astronomie gamma et, celui plus particulier, de la recherche de matière noire dans les galaxies naines sphéroïdes a été présenté.

Le développement d'un outil de comparaison des chaînes de calibration utilisées au sein de la collaboration H.E.S.S. a été exposé. Cet outil a permis de découvrir des divergences dans les reconstructions des coefficients de la calibration. Ces informations ont été reportées aux groupes en charge de la calibration qui ont, par la suite, découvert et réglé certains problèmes. L'impact de ces différences sur la reconstruction des paramètres spectraux a été déterminé, sur un exemple précis de période problématique, pour deux sources particulières, le Centre Galactique et le blazar PKS2155-303. Nous avons montré que les erreurs systématiques résultantes uniquement de la calibration sont dominées par les erreurs statistiques de l'analyse.

Une nouvelle méthode de discrimination gamma/hadrons, dans le cadre de l'astronomie gamma Cherenkov au sol, basée sur une nouvelle combinaison de variables discriminantes a été développée et testée sur la nébuleuse du Crabe. Les résultats obtenus permettent d'améliorer de façon significative la détection de signaux gamma par rapport aux méthodes de reconstruction usuelles, en augmentant le rapport signal sur bruit (facteur ~ 2) grâce à une meilleure réjection du bruit de fond hadronique.

Cette nouvelle méthode a été appliquée sur les données des années 2006 à 2008 de la galaxie naine sphéroïde du Sagittaire. Aux termes des trois années de prise de données, aucun signal n'ayant été détecté en provenance de cette région, des limites supérieures sur le flux intégré de gamma issu de cette source ont été établies, de l'ordre de 10^{-12} photons $\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ pour des énergies au delà de 230 GeV. La galaxie naine du Sagittaire est à ce jour l'objet de ce type le plus longuement observé par une expérience Cherenkov au sol. Les contraintes établies sur la section efficace des neutralinos ou des bosons d'hypercharge des états de Kaluza-Klein, aux alentours de quelques $10^{-26}\mathrm{cm}^3\mathrm{s}^{-1}$ ou $10^{-24}\mathrm{cm}^3\mathrm{s}^{-1}$ selon la description du profil de densité envisagé, sont les plus fortes pour ce type d'objet et le domaine d'énergie considéré. Elles permettent, en fonction de la description adoptée de la distribution de matière noire dans Sagittarius dSph, de contraindre des modèles de densité relique faible, voire des modèles compatibles avec les mesures de WMAP.

Dans la seconde partie de ce mémoire, la recherche d'un signal issu de la désintégration de WIMPs dans les galaxies naines sphéroïdes avec le *Large Area Telescope* à bord de l'observatoire Fermi, a été présentée. La sensibilité du LAT au continuum gamma issu de l'annihilation de WIMPs a été exposée dans le chapitre 8 pour plusieurs méthodes. Pour deux cas d'étude

différents, les galaxies naines du Sagittaire et Draco, et si le fond diffus est suffisament bien connu, nous avons montré que le LAT devrait pouvoir contraindre la nature de ces particules dans un domaine de masses de 50 à 300 GeV.

Après une présentation des étapes du traitement des données du LAT, l'analyse de 15 galaxies naines, retenues pour être les meilleurs candidats pour la recherche d'un signal de matière noire, a été présentée dans le chapitre 9. Aux termes des 11 premiers mois de prise de données, aucun signal n'a été observé en direction de ces galaxies naines. Nous avons donc calculé les limites supérieures sur les flux de gamma dans le cas de sources astrophysiques conventionnelles en loi de puissance, compatibles avec les prédictions attendues.

Des contraintes similaires, mais établies dans l'hypothèse de l'annihilation de particules de matière noire ont été exposées au chapitre 10. Elles se situent entre 10^{-9} photons $\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ et 10^{-10} photons $\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ en fonction de la forme spectrale et de la masse de la particule supposées, pour des analyses effectuées avec un seuil en énergie de 100 MeV. Les limites supérieures correspondantes sur la section efficace d'annihilation de particules de matière noire ont été dérivées pour différents modèles. La comparaison de ces limites supérieures avec ces modèles spécifiques de nouvelle physique a aussi été présentée. Les meilleures contraintes ont été obtenues pour la galaxie naine récemment découverte Segue I. Si la concentration de matière noire à l'intérieur de cette galaxie naine se confirme, un grand nombre de modèles compatibles avec les mesures de WMAP sur la densité relique des particules de matière noire pourraient, au terme de la première année de fonctionnement du LAT, être exclus. Les contraintes établies pour les autres galaxies naines, bien que moins fortes, permettent elles aussi de restreindre fortement les espaces des paramètres de ces nouveaux modèles, en particulier les modèles dont la brisure de la supersymétrie est transmise par les anomalies. De plus, les modèles récemment apparus pour expliquer les spectres mesurés des électrons et des positrons et faisant intervenir des particules de matière noire sont très fortement contraints par les mesures effectuées, notamment celles de la galaxie naine Ursa Minor.

Dans un futur proche, le réseau H.E.S.S. sera doté d'un cinquième télescope, possédant une surface de collection beaucoup plus importante, qui permettra d'abaisser le seuil en énergie de l'analyse. La sensibilité de l'expérience à un signal matière noire en provenance des galaxies naines sphéroïdes sera accrue et une intercalibration des résultats sur ces objets entre H.E.S.S. et le Fermi-LAT sera envisageable. Il sera alors possible d'observer les galaxies naines sphéroïdes dans le domaine gamma sur six ordres de grandeur en énergie. Dans le cas du LAT, l'accumulation des données et le perfectionnement de la description des émissions diffuses permettront de contraindre encore plus fortement les flux de gamma issus des galaxies naines présentés ici.

A plus longue échéance, le développement d'un réseau d'imageurs Cherenkov atmosphériques de beaucoup plus grande envergure, le *Cherenkov Telescope Array*, avec plusieurs dizaines de télescopes, permettra l'établissement d'un catalogue de plusieurs centaines d'objets émetteurs dans le domaine gamma des très hautes énergies. Les sensibilités envisagées et de nouvelles données stellaires pour les galaxies naines de très faibles luminosité permettront peut-être de déterminer la nature de la matière noire.

ANNEXE A - Présentation des étapes de l'analyse des données du Fermi-LAT

Dans cette section, nous allons présenter les différentes étapes d'analyse nécessaires pour arriver à l'obtention des résultats présentés dans la partie suivante. Le rôle des différents outils d'analyse sera discuté, pour le contexte dans lequel ils ont été utilisés pour cette étude. D'autres outils sont disponibles dans les `ScienceTools`, pour effectuer des analyses temporelles par exemple.

La finalité de notre étude est une analyse spectrale dans laquelle les paramètres du modèle sont déterminés en maximisant la fonction de vraisemblance. Comme nous l'avons déjà discuté, le maximum de vraisemblance pour les données Fermi-LAT peut être utilisé sur un échantillonnage en énergie des fichiers d'évènements ou évènement par évènement. Selon l'analyse choisie, il existe des étapes spécifiques que nous discuterons par la suite.

Nous commencerons tout d'abord par discuter les différentes étapes générales du traitement des données.

- ◇ **gtselect :** cet outil permet de générer, à partir d'un fichier d'évènements, un nouveau fichier contenant les évènements passant certains critères de sélection (position, énergie, temps d'arrivée, angle zénithal, classe ou encore le lieu de reconstruction à l'intérieur du trajectographe) définis par l'utilisateur, seront conservés.
- ◇ **gtmktime :** il permet de corriger les intervalles de temps des fichiers ft1 en se basant sur les informations du fichier d'information du satellite (ft2). Il doit notamment être appliqué après la coupure sur l'angle zénithal de 105° pour corriger le temps d'exposition afin de tenir compte du passage du satellite à travers l'anomalie sud atlantique. Il peut aussi servir à exclure des périodes pour lesquelles des difficultés sont apparues sur le satellite qui ont pu affecter la qualité des données.
- ◇ **gtltcube :** les fonctions de réponses du LAT dépendent de l'angle entre la direction de la source et la normale de l'instrument. Le nombre de coups détectés pour une source d'une intensité définie dépend de la durée passée pour cette source aux différents angles d'inclinaison lors du déplacement du satellite sur son orbite. Ce nombre dépend aussi de la durée totale durant laquelle la source a été observée. Cet outil permet de calculer la durée effective d'observation d'une source en se basant sur les fichiers ft1 et ft2. Ce temps effectif est une fonction d'un espace tridimensionnel (positions dans le ciel et angle d'inclinaison). Le fichier renvoyé est appelé "livetime cube". Cette étape est très longue en temps de calcul. Cependant comme elle utilise les intervalles de temps définis dans

le fichier ft2, et calcule le temps d'exposition sur l'ensemble du ciel, si l'on analyse une région du ciel différente mais pour le même intervalle de temps, ce même fichier peut être ré-utilisé.

- ◇ **gtbin-CMAP :** la dénomination véritable de cet outil est simplement gtbin. Il peut cependant être utilisé avec différente option impliquant alors son utilisation pour une analyse spécifique comme nous le verrons par la suite. En l'utilisant avec l'option CMAP, cet outil permet de créer des cartes de coups (répertoriés dans le fichier ft1), échantillonnées sur la voûte céleste. Les cartes sont obtenues en précisant la position du centre de l'image que l'on cherche à créer, en précisant le nombre d'échantillons ainsi que leur taille (en degré). Différentes types de projections sont disponibles.

Les outils des `ScienceTools` suivants sont spécifiquement à appliquer lors d'une analyse évènement par évènement.

- ◇ **gtexpmap :** cet outil est nécessaire pour créer les cartes d'expositions requises afin de calculer le nombre de gamma prédits dans une région d'intérêt choisie dans le cas d'évènement issus d'une émission diffuse (tel que l'ensemble des photons des fond galactique et extragalactique). Contrairement aux cartes d'exposition habituelles qui sont le résultat de l'intégrale de la surface effective de collection sur le temps d'observation, les cartes d'exposition calculées pour une analyse évènement par évènement consistent en une intégrale de la réponse totale de l'instrument (produit de la surface effective de détection par la dispersion en énergie et par la fonction d'étalement) sur l'ensemble de la région d'intérêt.
- ◇ **gtdiffrsp :** la base de la définition du maximum de vraisemblance non échantillonné utilisé dans une analyse LAT consiste à établir la distribution attendue de photons pour un modèle de source. Cette distribution est une convolution entre le modèle de source considérée et la fonction de réponse de l'instrument. La contribution au logarithme de la vraisemblance associée à un photon individuel est calculée comme l'intégrale du modèle de la source avec la fonction de réponse de l'instrument évaluée à la direction, énergie et temps reconstruits de ce photon. Dans le cas de source ponctuelle, cette convolution est aisément calculée lors de la maximisation de vraisemblance. Au contraire, dans le cas de sources diffuses, cette intégrale doit être évaluée sur l'ensemble de la taille de la source (donc a priori l'ensemble du ciel pour les composantes diffuses galactique et isotrope). Afin d'économiser du temps de calcul lors de chacun des ajustements spectraux, il est possible de pré-calculer ces informations, pour des fonctions de réponses de l'instrument particulières, à l'aide de gtdiffrsp et de les stocker dans le fichier ft1.
- ◇ **gtfindsrc :** cet outil est utilisé afin de localiser des sources ponctuelles. Il procède à minimisation multidimensionnelle qui permet de déterminer la meilleure "Test Statistic" (TS) pour différentes localisations de la source recherchée autour d'une position initiale supposée. La recherche est effectuée tant que le seuil sur la variation des rapports des vraisemblances spécifié par l'utilisateur n'est pas atteint. gtfindsrc procède à la même procédure que gtlike (l'outil permettant d'établir la maximisation de vraisemblance des paramètres du modèle par rapport aux données, cf plus bas) dans sa version évènement par évènement pour obtenir les valeurs des TS, c'est pourquoi il est nécessaire que le "livetime

cube" et la carte d'exposition, obtenus respectivement par gtltcube et gtexpmap, aient déjà été calculés.

Les outils des `ScienceTools` suivants correspondent à ceux utilisés spécifiquement dans le cas d'une analyse utilisant le maximum de vraisemblance échantillonné.

- ◇ **gtbin-CCUBE :** nous utilisons ici gtbin avec l'option CCUBE. Cela permet de créer un fichier contenant un nombre N, défini par l'utilisateur, de pas en énergie (linéaire ou logarithmique, notamment) entre les énergies *emin* et *emax*. Pour chaque intervalle en énergie, une carte de coups en fonction de la position dans le ciel, similaire à celle obtenue pour gtbin-CMAP, est générée. Le fichier créé est un fichier MapCube, qui pourra être utilisé lors de la maximisation de vraisemblance échantillonnée.
- ◇ **gtsrcmap :** cet outil permet de convoluer les différentes composantes du modèle de source utilisé avec la fonction de réponse de l'instrument pour une observation donnée. Un des paramètres d'entrée requis est précisément la carte du ciel échantillonnée en energie générée par gtbin-CCUBE. Il nécessite aussi une carte d'exposition échantillonnée en énergie, avec un découpage énergétique identique à celui obtenu pour cette dernière. Si cette carte n'est pas fournie, gtsrcmap la calculera pour l'ensemble du ciel et la sauvegardera sous la forme d'un nouveau fichier FITS. De la même façon que pour le "livetime cube", cette nouvelle carte d'exposition échantillonnée en énergie pourra être utilisée pour des sources observées dans différentes régions du ciel tant que les intervalles de temps et d'énergie étudiés seront identiques.

Les étapes précédentes doivent être effectuées afin de procéder à l'ajustement des paramètres de notre modèle d'entrée par rapport aux données par maximisation de la vraisemblance. C'est évidemment l'une des étapes les plus importantes de l'analyse puiqu'elle doit permettre de définir les paramètres spectraux, tels que le facteur de normalisation et l'indice spectral dans le cas d'une loi de puissance simple. La connaissance de ces derniers permettra de déterminer le flux intrinsèque de la source ou, le cas échéant, une limite supérieure sur ce flux.

- ◇ **gtlike :** ou son interface python sont des outils permettant d'exécuter la minimisation de la vraisemblance telle que nous l'avons définie dans le chapitre 8.3. Il peut être utilisé en travaillant évènement par évènement ou en échantillonnant les données en énergie. Dans le cas où un grand nombre de coups seront observés, l'utilisation dans sa version évènement par évènement pourra s'avèrer prohibitive. gtlike se situe en fin de chaîne d'analyse et une partie des informations nécessaires à son fonctionnement sont implicitement attribuées lorsque les fichiers d'évènements, les cartes de ciel ou le fichier établissant le modèle spectral lui sont fournis en paramètres d'entrée (c'est pas exemple le cas des bornes en énergies, ou encore la région de ciel à analyser). Il subsiste néanmoins des paramètres d'entrées à fournir, tels que les fonctions de réponses utilisées pour l'analyse ou encore la méthode de minimisation à employer. Cinq algorithmes d'optimisation de la recherche du maximum de vraisemblance sont disponibles. Ils ne sont toutefois pas tous de performances équivalentes. L'utilisation dans un premier temps des algorithmes les plus simples permet d'estimer des valeurs intiales pour les paramètres spectraux, puis l'utilisation d'algorithme plus lents, mais aussi plus précis (tel que MINUIT ou NEWMINUIT, adaptés

des programmes du CERN[8]) permettent d'obtenir des résultats plus fiables.

◇ **gttsmap :** le dernier outil que nous présenterons ici, permet de calculer les valeurs de la "Test Statistic" sur l'ensemble d'une région de ciel, obtenues en comparant les coups observés dans une carte de ciel par rapport aux évènements prédits par le modèle défini par l'utilisateur. Le résultat obtenu est une carte de significativité d'une portion de ciel, qui peut-être utilisée pour avoir une indication sur la présence éventuelle de sources plus faibles que celles ayant été détectées auparavant.

[8] `http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/minuit/minmain.html`

Bibliographie

[1] Hubble, E. A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae. Proceedings of the National Academy of Science, 15 :168–173, March 1929.

[2] Hinshaw, G., et al.Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations : Data Processing, Sky Maps, and Basic Results. *ApJS*, 180 :225–245, February 2009.

[3] Freedman, W. L., et al.Final Results from the Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant. *ApJ*, 553 :47–72, May 2001.

[4] Jungman, G., Kamionkowski, M., & Griest, K. Supersymmetric dark matter. *Phys.* Rep., 267 :195–373, March 1996.

[5] Griest, K., & Seckel, D. Three exceptions in the calculation of relic abundances. *Phys.* Rev. D, 43 :3191–3203, May 1991.

[6] Gondolo, P., & Gelmini, G. Cosmic abundances of stable particles : improved analysis. Nuclear Physics B, 360 :145–179, August 1991.

[7] Edsjö, J., Schelke, M., Ullio, P., & Gondolo, P. Accurate relic densities with neutralino, chargino and sfermion coannihilations in mSUGRA. Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics, 4 :1–+, April 2003.

[8] Gondolo, P., Edsjö, J., Ullio, P., Bergström, L., Schelke, M., & Baltz, E. A. DarkSUSY : computing supersymmetric dark matter properties numerically. Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics, 7 :8–+, July 2004.

[9] Gondolo, P., Edsjö, J., Ullio, P., Bergström, L., Schelke, M., & Baltz, E. A. DarkSUSY - a numerical package for supersymmetric dark matter calculations. In Spooner, N. J. C., & Kudryavtsev, V., editors, Identification of Dark Matter, pages 256–261, 2003.

[10] Starobinsky, A. A. A new type of isotropic cosmological models without singularity. Physics Letters B, 91 :99–102, March 1980.

[11] Guth, A. H. Inflationary universe : A possible solution to the horizon and flatness problems. *Phys.* Rev. D, 23 :347–356, January 1981.

[12] Sakharov, A. D. Violation of CP Invariance, C Asymmetry, and Baryon Asymmetry of the Universe. Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters, 5 :24–+, January 1967.

[13] Bailly, S. Le gravitino, candidat à la matière noire et les implications en nucléosynthèse primordiale. PhD thesis, , Université Montpellier II, November 2008.

[14] Alpher, R. A., Bethe, H., & Gamow, G. The origin of chemical elements. Phys. Rev., 73(7) :803–804, Apr 1948.

[15] Burles, S., Nollett, K. M., & Turner, M. S. What is the big-bang-nucleosynthesis prediction for the baryon density and how reliable is it ? Phys. Rev. D, 63(6) :063512, Feb 2001.

[16] Jedamzik, K. Non-Standard Big Bang Nucleosynthesis Scenarios. ArXiv Astrophysics e-prints, May 1998.

[17] Steigman, G. Primordial Nucleosynthesis :. Successes and Challenges. International Journal of Modern Physics E, 15 :1–35, 2006.

[18] Begeman, K. G., Broeils, A. H., & Sanders, R. H. Extended rotation curves of spiral galaxies - Dark haloes and modified dynamics. *MNRAS*, 249 :523–537, April 1991.

[19] Rubin, V. C., & Ford, W. K. J. Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions. *ApJ*, 159 :379–+, February 1970.

[20] Metcalf, R. B., Moustakas, L. A., Bunker, A. J., & Parry, I. R. Spectroscopic Gravitational Lensing and Limits on the Dark Matter Substructure in Q2237+0305. *ApJ*, 607 :43–59, May 2004.

[21] Moustakas, L. A., & Metcalf, R. B. Detecting dark matter substructure spectroscopically in strong gravitational lenses. *MNRAS*, 339 :607–615, March 2003.

[22] Hoekstra, H., Yee, H. K. C., & Gladders, M. D. Current status of weak gravitational lensing. New Astronomy Review, 46 :767–781, November 2002.

[23] Tollerud, E. J., Bullock, J. S., Strigari, L. E., & Willman, B. Hundreds of Milky Way Satellites ? Luminosity Bias in the Satellite Luminosity Function. *ApJ*, 688 :277–289, November 2008.

[24] Bullock, J. S., Kaplinghat, M., Fruchter, A., Geha, M., Simon, J., Strigari, L. E., & Willman, B. Dwarf Galaxies in 2010 : Revealing Galaxy Formation's Threshold and Testing the Nature of Dark Matter. Astronomy, 2010 :32–+, 2009.

[25] Allen, S. W., Schmidt, R. W., Ebeling, H., Fabian, A. C., & van Speybroeck, L. Constraints on dark energy from Chandra observations of the largest relaxed galaxy clusters. *MNRAS*, 353 :457–467, September 2004.

[26] Perlmutter, S., et al.Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae. *ApJ*, 517 :565–586, June 1999.

[27] Raffelt, G. G. Axions : motivation, limits and searches. Journal of Physics A Mathematical General, 40 :6607–6620, June 2007.

[28] Hannestad, S., & Raffelt, G. Cosmological mass limits on neutrinos, axions, and other light particles. Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics, 4 :8–+, April 2004.

[29] Hannestad, S., Mirizzi, A., & Raffelt, G. A new cosmological mass limit on thermal relic axions. Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics, 7 :2–+, July 2005.

[30] Glashow, S. L., Iliopoulos, J., & Maiani, L. Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry. *Phys.* Rev. D, 2 :1285–1292, October 1970.

[31] Aubert, J. J., et al.Experimental Observation of a Heavy Particle J. Physical Review Letters, 33 :1404–1406, December 1974.

[32] Augustin, J.-E., et al.Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation. Physical Review Letters, 33 :1406–1408, December 1974.

[33] Particle Data Group, et al.Review of Particle Physics and 2009 partial update for the 2010 edition. Physics Letters B, 667 :1–5, September 2008.

[34] Edsjö, J. Aspects of Neutrino Detection of Neutralino Dark Matter. PhD thesis, , Uppsala Univ. (preprint hep-ph/9704384), (1997), October 1997.

[35] Kane, G. L., Kolda, C., Roszkowski, L., & Wells, J. D. Study of constrained minimal supersymmetry. *Phys.* Rev. D, 49 :6173–6210, June 1994.

[36] Moroi, T., & Randall, L. Wino cold dark matter from anomaly mediated SUSY breaking. Nuclear Physics B, 570 :455–472, March 2000.

[37] Arkani-Hamed, N., Dimopoulos, S., & Dvali, G. The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter. Physics Letters B, 429 :263–272, June 1998.

[38] Appelquist, T., Cheng, H.-C., & Dobrescu, B. A. Bounds on universal extra dimensions. *Phys.* Rev. D, 64(3) :035002–+, August 2001.

[39] Servant, G., & Tait, T. M. P. Is the lightest Kaluza-Klein particle a viable dark matter candidate ? Nuclear Physics B, 650 :391–419, February 2003.

[40] Hooper, D., & Plehn, T. Supersymmetric dark matter-how light can the LSP be ? Physics Letters B, 562 :18–27, June 2003.

[41] Bottino, A., Donato, F., Fornengo, N., & Scopel, S. Lower bound on the neutralino mass from new data on CMB and implications for relic neutralinos. *Phys.* Rev. D, 68(4) :043506–+, August 2003.

[42] Bernabei, R., et al.First results from DAMA/LIBRA and the combined results with DAMA/NaI. European Physical Journal C, pages 167–+, August 2008.

[43] Bottino, A., Donato, F., Fornengo, N., & Scopel, S. Interpreting the recent results on direct searches for dark matter particles in terms of relic neutralinos. *Phys.* Rev. D, 78(8) :083520–+, October 2008.

[44] Barwick, S. W., et al.Measurements of the Cosmic-Ray Positron Fraction from 1 to 50 GeV. *ApJ*, 482 :L191+, June 1997.

[45] DuVernois, M. A., et al.Cosmic-Ray Electrons and Positrons from 1 to 100 GeV : Measurements with HEAT and Their Interpretation. *ApJ*, 559 :296–303, September 2001.

[46] Torii, S., et al.High-energy electron observations by PPB-BETS flight in Antarctica. ArXiv e-prints, September 2008.

[47] Chang, J., et al.An excess of cosmic ray electrons at energies of 300-800GeV. *Nature*, 456 :362–365, November 2008.

[48] Adriani, O., et al.An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5-100GeV. *Nature*, 458 :607–609, April 2009.

[49] Abdo, A. A., et al.Measurement of the Cosmic Ray $e^+ + e^-$ Spectrum from 20GeV to 1TeV with the Fermi Large Area Telescope. Physical Review Letters, 102(18) :181101–+, May 2009.

[50] H. E. S. S. Collaboration : F. Aharonian. Probing the ATIC peak in the cosmic-ray electron spectrum with H.E.S.S. ArXiv e-prints, May 2009.

[51] Adriani, O., et al.New Measurement of the Antiproton-to-Proton Flux Ratio up to 100 GeV in the Cosmic Radiation. Physical Review Letters, 102(5) :051101–+, February 2009.

[52] Donato, F., Fornengo, N., & Salati, P. Antideuterons as a signature of supersymmetric dark matter. *Phys.* Rev. D, 62(4) :043003–+, August 2000.

[53] Knödlseder, J., et al.Early SPI/INTEGRAL constraints on the morphology of the 511 keV line emission in the 4th galactic quadrant. *A&A*, 411 :L457–L460, November 2003.

[54] Jean, P., et al.Early SPI/INTEGRAL measurements of 511 keV line emission from the 4th quadrant of the Galaxy. *A&A*, 407 :L55–L58, August 2003.

[55] Boehm, C., Hooper, D., Silk, J., Casse, M., & Paul, J. MeV Dark Matter : Has It Been Detected ? Physical Review Letters, 92(10) :101301–+, March 2004.

[56] de Boer, W., Sander, C., Zhukov, V., Gladyshev, A. V., & Kazakov, D. I. The supersymmetric interpretation of the EGRET excess of diffuse Galactic gamma rays. Physics Letters B, 636 :13–19, April 2006.

[57] Stecker, F. W., Hunter, S. D., & Kniffen, D. A. The likely cause of the EGRET GeV anomaly and its implications. Astroparticle Physics, 29 :25–29, February 2008.

[58] Abdo, A. A. Fermi LAT Observation of Diffuse Gamma-Rays Produced Through Interactions between Local Interstellar Matter and High Energy Cosmic Rays. ArXiv e-prints, August 2009.

[59] Hunter, S. D., et al.EGRET Observations of the Diffuse Gamma-Ray Emission from the Galactic Plane. *ApJ*, 481 :205–+, May 1997.

[60] Braun, I., Bolz, O., van Eldik, C., Hermann, G., Hinton, J., & Hofmann, W. Localising the HESS galactic centre point source. Journal of Physics Conference Series, 110(6) :062003–+, May 2008.

[61] Aharonian, F., et al.HESS Observations of the Galactic Center Region and Their Possible Dark Matter Interpretation. Physical Review Letters, 97(22) :221102–+, December 2006.

[62] Lemoine-Goumard, M. Stéréoscopie de gerbes de gamma avec les télescopes H.E.S.S. : premières imag PhD thesis, , LLR, May 2006.

[63] Barrau, A., et al.The CAT imaging telescope for very-high-energy gamma-ray astronomy. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 416 :278–292, October 1998.

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

[65] Daum, A., et al.First results on the performance of the HEGRA IACT array. Astroparticle Physics, 8 :1–11, December 1997.

[66] Cornils, R., et al.The optical system of the H.E.S.S. imaging atmospheric Cherenkov telescopes. Part II : mirror alignment and point spread function. Astroparticle Physics, 20 :129–143, November 2003.

[67] Kohnle, A. e. a. Note interne à la collaboration HESS, 1999.

[68] Lachartre, D., & Feinstein, F. Application specific integrated circuits for ANTARES offshore front-end electronics. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 442 :99–104, March 2000.

[69] de Naurois, M. L'expérience CELESTE : Reconversion d'une centrale solaire pour l'astronomie γ. Pre PhD thesis, Université Paris VI, 2000.

[70] Hillas, A. M. Angular and energy distributions of charged particles in electron-photon cascades in air. Journal of Physics G Nuclear Physics, 8 :1461–1473, October 1982.

[71] Rolland, L. Note interne a la collaboration hess. 2003.

[72] Rovero, A. C., Harris, K., Jiang, Y., Lawrence, M. A., Lewis, D. A., Urban, M., & Weekes, T. C. Calibration of an atmospheric Cherenkov telescope using muon ring images. In Friedlander, M., Gehrels, N., & Macomb, D. J., editors, American Institute of Physics Conference Series, volume 280 of American Institute of Physics Conference Series, pages 1176–1180, 1993.

[73] Vacanti, G., Fleury, P., Jiang, Y., Paré, E., Rovero, A. C., Sarazin, X., Urban, M., & Weekes, T. C. Muon ring images with an atmospheric Čerenkov telescope. Astroparticle Physics, 2 :1–11, February 1994.

[74] Pühlhofer, G., et al.The technical performance of the HEGRA system of imaging air Cherenkov telescopes. Astroparticle Physics, 20 :267–291, December 2003.

[75] Iaccouci, L. thèse de l'Ecole polytechnique. PhD thesis, 1998.

[76] Leroy, N. Note interne a la collaboration hess. 2002.

[77] Albert, J., et al.Observation of Gamma Rays from the Galactic Center with the MAGIC Telescope. *ApJ*, 638 :L101–L104, February 2006.

[78] Tsuchiya, K., et al.Detection of Sub-TeV Gamma Rays from the Galactic Center Direction by CANGAROO-II. *ApJ*, 606 :L115–L118, May 2004.

[79] Kosack, K., et al.TeV Gamma-Ray Observations of the Galactic Center. *ApJ*, 608 :L97–L100, June 2004.

[80] Aharonian, F., et al.Very high energy gamma rays from the direction of Sagittarius A^*. *A&A*, 425 :L13–L17, October 2004.

[81] Piron, F., et al.Temporal and spectral gamma-ray properties of <ASTROBJ>Mkn 421</ASTROBJ> above 250 GeV from CAT observations between 1996 and 2000. *A&A*, 374 :895–906, August 2001.

[82] Lemoine-Goumard, M., Degrange, B., & Tluczykont, M. Selection and 3D-reconstruction of gamma-ray-induced air showers with a stereoscopic system of atmospheric Cherenkov telescopes. Astroparticle Physics, 25 :195–211, April 2006.

[83] Le Bohec, S., et al.A new analysis method for very high definition imaging atmospheric Cherenkov telescopes as applied to the CAT telescope. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 416 :425–437, October 1998.

[84] de Naurois, M. Analysis methods for Atmospheric Cerenkov Telescopes. ArXiv Astrophysics e-prints, July 2006.

[85] de Naurois, M., & Rolland, L. A stereoscopic semi-analytical model reconstruction of gamma-rays for Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes. ArXiv e-prints, July 2009.

[86] Lemière, A. Electrons reliques de très haute énergie dans les nébuleuses de pulsar : étude et identifica PhD thesis, , APC, September 2006.

[87] Fiassond, A. Recherche de l'origine des rayons cosmiques par l'étude d'associations de vestiges de sup PhD thesis, , LPTA, March 2008.

[88] Aharonian, F., et al.Discovery of very-high-energy γ-rays from the Galactic Centre ridge. *Nature*, 439 :695–698, February 2006.

[89] Ibata, R. A., Gilmore, G., & Irwin, M. J. A Dwarf Satellite Galaxy in Sagittarius. *Nature*, 370 :194–+, July 1994.

[90] Ibata, R. A., Gilmore, G., & Irwin, M. J. Sagittarius : the nearest dwarf galaxy. *MNRAS*, 277 :781–800, December 1995.

[91] Monaco, L., Bellazzini, M., Ferraro, F. R., & Pancino, E. The distance to the Sagittarius dwarf spheroidal galaxy from the red giant branch tip. *MNRAS*, 353 :874–878, September 2004.

[92] Ibata, R. A., Wyse, R. F. G., Gilmore, G., Irwin, M. J., & Suntzeff, N. B. The Kinematics, Orbit, and Survival of the Sagittarius Dwarf Spheroidal Galaxy. *AJ*, 113 :634–655, February 1997.

[93] Monaco, L., Bellazzini, M., Ferraro, F. R., & Pancino, E. The central density cusp of the Sagittarius dwarf spheroidal galaxy. *MNRAS*, 356 :1396–1402, February 2005.

[94] Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering. *ApJ*, 490 :493–+, December 1997.

[95] Evans, N. W., Ferrer, F., & Sarkar, S. A travel guide to the dark matter annihilation signal. *Phys.* Rev. D, 69(12) :123501–+, June 2004.

[96] Zaggia, S., et al.The Sagittarius dwarf galaxy as seen by the VLT/FLAMES facility. Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplement, 5 :291–+, 2004.

[97] Feldman, G. J., & Cousins, R. D. Unified approach to the classical statistical analysis of small signals. *Phys.* Rev. D, 57 :3873–3889, April 1998.

[98] Tasitsiomi, A., & Olinto, A. V. Detectability of neutralino clumps via atmospheric Cherenkov telescopes. *Phys.* Rev. D, 66(8) :083006–+, October 2002.

[99] Sjöstrand, T., Edén, P., Friberg, C., Lönnblad, L., Miu, G., Mrenna, S., & Norrbin, E. High-energy-physics event generation with Pythia 6.1. Computer Physics Communications, 135 :238–259, April 2001.

[100] Jacholkowska, A., et al.Indirect dark matter search with diffuse gamma rays from the Galactic Center with the Alpha Magnetic Spectrometer. *Phys.* Rev. D, 74(2) :023518–+, July 2006.

[101] Baer, H., Paige, F. E., Protopescu, S. D., & Tata, X. ISAJET 7.69 : A Monte Carlo Event Generator for pp, $\bar pp$, and $e^=e^-$ Reactions. ArXiv High Energy Physics - Phenomenology e-prints, December 2003.

[102] Djouadi, A., Kneur, J.-L., & Moultaka, G. SuSpect : A Fortran code for the Supersymmetric and Higgs particle spectrum in the MSSM. Computer Physics Communications, 176 :426–455, March 2007.

[103] Bissaldi, E., et al.Ground-based calibration and characterization of the Fermi gamma-ray burst monitor detectors. Experimental Astronomy, 24 :47–88, May 2009.

[104] Fermi GBM/LAT Collaborations. Testing Einstein's special relativity with Fermi's short hard gamma-ray burst GRB090510. ArXiv e-prints, August 2009.

[105] Meegan, C. GLAST GRB Observations and Capabilities. In 37th COSPAR Scientific Assembly, volume 37 of COSPAR, Plenary Meeting, pages 1988–+, 2008.

[106] The Fermi LAT Collaboration. The On-orbit Calibrations for the Fermi Large Area Telescope. ArXiv e-prints, April 2009.

[107] Mizuno, T., Kamae, T., Godfrey, G., Handa, T., Thompson, D. J., Lauben, D., Fukazawa, Y., & Ozaki, M. Cosmic-Ray Background Flux Model Based on a Gamma-Ray Large Area Space Telescope Balloon Flight Engineering Model. *ApJ*, 614 :1113–1123, October 2004.

[108] Atwood, W. B., et al.The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-Ray Space Telescope Mission. *ApJ*, 697 :1071–1102, June 2009.

[109] Alcaraz, J., et al.Cosmic protons. Physics Letters B, 490 :27–35, September 2000.

[110] AMS Collaboration, et al.The Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) on the International Space Station : Part I - results from the test flight on the space shuttle. *Phys.* Rep., 366 :331–405, August 2002.

[111] Haino, S., et al.Measurements of primary and atmospheric cosmic-ray spectra with the BESS-TeV spectrometer. Physics Letters B, 594 :35–46, July 2004.

[112] Moskalenko, I. V., & Strong, A. W. Production and Propagation of Cosmic-Ray Positrons and Electrons. *ApJ*, 493 :694–+, January 1998.

[113] LAT Collaboration. Fermi-LAT Measurement of the Earth Albedo Gamma-Rays. in prep.

[114] Petry, D. The Earth's Gamma-ray Albedo as observed by EGRET. In Aharonian, F. A., Völk, H. J., & Horns, D., editors, High Energy Gamma-Ray Astronomy, volume 745 of American Institute of Physics Conference Series, pages 709–714, February 2005.

[115] LAT Collaboration. Fermi-LAT observations of the Crab Pulsar and Nebula. submitted to ApJ.

[116] Abdo, A. A., et al.Fermi/Large Area Telescope Bright Gamma-Ray Source List. *ApJS*, 183 :46–66, July 2009.

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

[118] Strong, A. W., Moskalenko, I. V., & Ptuskin, V. S. Cosmic-Ray Propagation and Interactions in the Galaxy. Annual Review of Nuclear and Particle Science, 57 :285–327, November 2007.

[119] Abdo, A. A., et al.Bright Active Galactic Nuclei Source List from the First Three Months of the Fermi Large Area Telescope All-Sky Survey. *ApJ*, 700 :597–622, July 2009.

[120] Abdo, A. A., et al.Fermi Large Area Telescope Observations of the Vela Pulsar. *ApJ*, 696 :1084–1093, May 2009.

[121] Baade, W., & Zwicky, F. Cosmic Rays from Super-novae. Proceedings of the National Academy of Science, 20 :259–263, May 1934.

[122] Aharonian, F. A., et al.High-energy particle acceleration in the shell of a supernova remnant. *Nature*, 432 :75–77, November 2004.

[123] Fishman, G. J., et al.The BATSE experiment on the Gamma Ray Observatory : Solar flare hard X ray and gamma-ray capabilities. In Winglee, R. M., & Dennis, B. R., editors, Developments in Observations and Theory for Solar Cycle 22, pages 96–106, 1989.

[124] Gehrels, N., et al.The Swift Gamma-Ray Burst Mission. *ApJ*, 611 :1005–1020, August 2004.

[125] Kouveliotou, C., Meegan, C. A., Fishman, G. J., Bhat, N. P., Briggs, M. S., Koshut, T. M., Paciesas, W. S., & Pendleton, G. N. Identification of two classes of gamma-ray bursts. *ApJ*, 413 :L101–L104, August 1993.

[126] Kann, D. A., et al.The Afterglows of Swift-era Gamma-Ray Bursts. I. Comparing pre-Swift and Swift era Long/Soft (Type II) GRB Optical Afterglows. ArXiv e-prints, December 2007.

[127] Ohno, M., Cutini, S., McEnery, J., Chiang, J., & Koerding, E. Fermi GBM and LAT detections of GRB 090323. GRB Coordinates Network, 9021 :1–+, 2009.

[128] von Kienlin, A. GRB 090423 : Fermi GBM observation. GRB Coordinates Network, 9229 :1–+, 2009.

[129] Aharonian, F., et al.A low level of extragalactic background light as revealed by γ-rays from blazars. *Nature*, 440 :1018–1021, April 2006.

[130] Urry, C. M., & Padovani, P. Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei. *PASP*, 107 :803–+, September 1995.

[131] Bergström, L., Ullio, P., & Buckley, J. H. Observability of gamma rays from dark matter neutralino annihilations in the Milky Way halo. Astroparticle Physics, 9 :137–162, August 1998.

[132] Ullio, P., Zhao, H., & Kamionkowski, M. Dark-matter spike at the galactic center ? *Phys.* Rev. D, 64(4) :043504–+, August 2001.

[133] Meurer, C. f. t. F.-L. C. Search for dark matter in the galactic center ? Talk given at TeVPa, July 2009.

[134] Gondolo, P., Edsjö, J., Ullio, P., Bergström, L., Schelke, M., & Baltz, E. A. DarkSUSY : computing supersymmetric dark matter properties numerically. Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics, 7 :8–+, July 2004.

[135] Fermi-LAT Collaboration. The Search for Photon Lines from 20 to 300 GeV using the Fermi LAT. in prep.

[136] Wolf, J., Martinez, G. D., Bullock, J. S., Kaplinghat, M., Geha, M., Munoz, R. R., Simon, J. D., & Avedo, F. F. Accurate Masses for Dispersion-supported Galaxies. ArXiv e-prints, August 2009.

[137] Geha, M., Willman, B., Simon, J. D., Strigari, L. E., Kirby, E. N., Law, D. R., & Strader, J. The Least Luminous Galaxy : Spectroscopy of the Milky Way Satellite Segue 1. ArXiv e-prints, September 2008.

[138] Strigari, L. E., Koushiappas, S. M., Bullock, J. S., Kaplinghat, M., Simon, J. D., Geha, M., & Willman, B. The Most Dark Matter Dominated Galaxies : Predicted Gamma-ray Signals from the Faintest Milky Way Dwarfs. ArXiv e-prints, September 2007.

[139] Simon, J. D., & Geha, M. The Kinematics of the Ultra-faint Milky Way Satellites : Solving the Missing Satellite Problem. *ApJ*, 670 :313–331, November 2007.

[140] Belokurov, V., et al.The discovery of Segue 2 : a prototype of the population of satellites of satellites. *MNRAS*, 397 :1748–1755, August 2009.

[141] Peñarrubia, J., McConnachie, A. W., & Navarro, J. F. The Cold Dark Matter Halos of Local Group Dwarf Spheroidals. *ApJ*, 672 :904–913, January 2008.

[142] Mateo, M. L. Dwarf Galaxies of the Local Group. *ARA&A*, 36 :435–506, 1998.

[143] Martin, N. F., de Jong, J. T. A., & Rix, H.-W. A Comprehensive Maximum Likelihood Analysis of the Structural Properties of Faint Milky Way Satellites. *ApJ*, 684 :1075–1092, September 2008.

[144] Koch, A., et al.A Spectroscopic Confirmation of the Bootes II Dwarf Spheroidal. *ApJ*, 690 :453–462, January 2009.

[145] Johnston, K. V., Majewski, S. R., Siegel, M. H., Reid, I. N., & Kunkel, W. E. Constraining the History of the Sagittarius Dwarf Galaxy Using Observations of Its Tidal Debris. *AJ*, 118 :1719–1726, October 1999.

[146] Profumo, S. TeV γ-rays and the largest masses and annihilation cross sections of neutralino dark matter. *Phys.* Rev. D, 72(10) :103521–+, November 2005.

[147] Strong, A. W., Moskalenko, I. V., & Reimer, O. Diffuse Continuum Gamma Rays from the Galaxy. *ApJ*, 537 :763–784, July 2000.

[148] Strong, A. W., Moskalenko, I. V., & Reimer, O. Diffuse Galactic Continuum Gamma Rays : A Model Compatible with EGRET Data and Cosmic-Ray Measurements. *ApJ*, 613 :962–976, October 2004.

[149] Moskalenko, I. V., Digel, S. W., Porter, T. A., Reimer, O., & Strong, A. W. Understanding limitations in the determination of the diffuse Galactic γ-ray emission. Nuclear Physics B Proceedings Supplements, 173 :44–47, November 2007.

[150] Moskalenko, I. V., Strong, A. W., & Reimer, O. Diffuse gamma rays. In Cheng, K. S., & Romero, G. E., editors, Cosmic Gamma-Ray Sources, volume 304 of Astrophysics and Space Science Library, pages 279–+, October 2004.

[151] Strong, A. W., Moskalenko, I. V., & Reimer, O. A New Determination of the Extragalactic Diffuse Gamma-Ray Background from EGRET Data. *ApJ*, 613 :956–961, October 2004.

[152] Stecker, F. W., Hunter, S. D., & Kniffen, D. A. The likely cause of the EGRET GeV anomaly and its implications. Astroparticle Physics, 29 :25–29, February 2008.

[153] Baughman, B. M., Atwood, W. B., Johnson, R. P., & et al. A Fresh Look at Diffuse Gamma-ray Emission from the Inner Galaxy. In International Cosmic Ray Conference, volume 2 of International Cosmic Ray Conference, pages 525–528, 2008.

[154] Thompson, D. J., & Fichtel, C. E. Extragalactic gamma radiation - Use of galaxy counts as a galactic tracer. *A&A*, 109 :352–354, May 1982.

[155] Moskalenko, I. V., Strong, A. W., Mashnik, S. G., & Ormes, J. F. Antiprotons in CR : What Do They Tell Us ? In International Cosmic Ray Conference, volume 4 of International Cosmic Ray Conference, pages 1921–+, July 2003.

[156] Hartman, R. C., et al.The Third EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources. *ApJS*, 123 :79–202, July 1999.

[157] Neyman, J., & Pearson, E. S. On the Problem of the Most Efficient Tests of Statistical Hypotheses. Royal Society of London Philosophical Transactions Series A, 231 :289–337, 1933.

[158] Wilks, S. The large-sample distribution of the likelihood ratio for testing composite hypotheses. Ann. Math. Stat., 9 :60–62, 1938.

[159] Mattox, J. R., et al.The Likelihood Analysis of EGRET Data. *ApJ*, 461 :396–+, April 1996.

[160] Jeltema, T. E., & Profumo, S. Fitting the gamma-ray spectrum from dark matter with DMFIT : GLAST and the galactic center region. Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics, 11 :3–+, November 2008.

[161] Sjostrand, T. PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 : Physics and manual. 1995.

[162] Bergström, L., Bringmann, T., Eriksson, M., & Gustafsson, M. Two-photon annihilation of Kaluza Klein dark matter. Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics, 4 :4–+, April 2005.

[163] Fermi LAT Collaboration. Fermi-LAT Measurements of the Extragalactic Diffuse Gamma-Ray Emission. in prep.

[164] Fichtel, C. E., Simpson, G. A., & Thompson, D. J. Diffuse gamma radiation. *ApJ*, 222 :833–849, June 1978.

[165] Kalberla, P. M. W., Burton, W. B., Hartmann, D., Arnal, E. M., Bajaja, E., Morras, R., & Pöppel, W. G. L. The Leiden/Argentine/Bonn (LAB) Survey of Galactic HI. Final data release of the combined LDS and IAR surveys with improved stray-radiation corrections. *A&A*, 440 :775–782, September 2005.

[166] Dame, T. M., Hartmann, D., & Thaddeus, P. The Milky Way in Molecular Clouds : A New Complete CO Survey. *ApJ*, 547 :792–813, February 2001.

[167] Clemens, D. P. Massachusetts-Stony Brook Galactic plane CO survey - The Galactic disk rotation curve. *ApJ*, 295 :422–428, August 1985.

[168] Hooper, D., & Profumo, S. Dark matter and collider phenomenology of universal extra dimensions. *Phys.* Rep., 453 :29–115, December 2007.

[169] Tyler, C. Particle dark matter constraints from the Draco dwarf galaxy. *Phys.* Rev. D, 66(2) :023509–+, July 2002.

[170] Diemand, J., Kuhlen, M., & Madau, P. Formation and Evolution of Galaxy Dark Matter Halos and Their Substructure. *ApJ*, 667 :859–877, October 2007.

[171] Springel, V., et al.The Aquarius Project : the subhaloes of galactic haloes. *MNRAS*, 391 :1685–1711, December 2008.

[172] Catena, R., & Ullio, P. A novel determination of the local dark matter density. ArXiv e-prints, July 2009.

[173] Martinez, G. D., Bullock, J. S., Kaplinghat, M., Strigari, L. E., & Trotta, R. Indirect Dark Matter detection from Dwarf satellites : joint expectations from astrophysics and supersymmetry. Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics, 6 :14–+, June 2009.

[174] Fermi-LAT collaboration. Observations of Dwarf Spheroidal galaxies with the Fermi-LAT detector and constraints on Dark Matter models. in prep.

[175] Muñoz, R. R., et al.Exploring Halo Substructure with Giant Stars : The Velocity Dispersion Profiles of the Ursa Minor and Draco Dwarf Spheroidal Galaxies at Large Angular Separations. *ApJ*, 631 :L137–L141, October 2005.

[176] Muñoz, R. R., Carlin, J. L., Frinchaboy, P. M., Nidever, D. L., Majewski, S. R., & Patterson, R. J. Exploring Halo Substructure with Giant Stars : The Dynamics and Metallicity of the Dwarf Spheroidal in Boötes. *ApJ*, 650 :L51–L54, October 2006.

[177] Walker, M. G., et al. Velocity Dispersion Profiles of Seven Dwarf Spheroidal Galaxies. Astrophys J., 667 :L53–L56, September 2007.

[178] Walker, M. G., Mateo, M., & Olszewski, E. W. Stellar Velocities in the Carina, Fornax, Sculptor, and Sextans dSph Galaxies : Data From the Magellan/MMFS Survey. *AJ*, 137 :3100–3108, February 2009.

[179] Geha, M., Willman, B., Simon, J. D., Strigari, L. E., Kirby, E. N., Law, D. R., & Strader, J. The Least-Luminous Galaxy : Spectroscopy of the Milky Way Satellite Segue 1. *ApJ*, 692 :1464–1475, February 2009.

[180] Moroi, T., & Randall, L. Wino cold dark matter from anomaly mediated SUSY breaking. Nuclear Physics B, 570 :455–472, March 2000.

[181] Grasso, D., et al.On possible interpretations of the high energy electron-positron spectrum measured by the Fermi Large Area Telescope. ArXiv e-prints, May 2009.

[182] Bergström, L., Edsjö, J., & Zaharijas, G. Dark Matter Interpretation of Recent Electron and Positron Data. Physical Review Letters, 103(3) :031103–+, July 2009.

[183] Arkani-Hamed, N., Finkbeiner, D. P., Slatyer, T. R., & Weiner, N. A theory of dark matter. *Phys.* Rev. D, 79(1) :015014–+, January 2009.

[184] Nomura, Y., & Thaler, J. Dark matter through the axion portal. *Phys.* Rev. D, 79(7) :075008–+, April 2009.

[185] Colafrancesco, S., Profumo, S., & Ullio, P. Detecting dark matter WIMPs in the Draco dwarf : A multiwavelength perspective. *Phys.* Rev. D, 75(2) :023513–+, January 2007.

[186] Jeltema, T. E., & Profumo, S. Searching for Dark Matter with X-Ray Observations of Local Dwarf Galaxies. *ApJ*, 686 :1045–1055, October 2008.

Resumé :

Dans le modèle cosmologique actuel, l'Univers est majoritairement composé de matière noire dont la nature est inexpliquée par le Modèle Standard de la physique des particules. L'annihilation de particules issues de nouveaux cadres théoriques, peut induire un signal de rayons gamma de très hautes énergies, observable par des expériences d'astronomie gamma. Largement dominées par la matière noire, les galaxies naines sphéroïdes sont des cibles privilégiées pour conduire cette recherche.

Le réseau de télescopes H.E.S.S. discuté dans la première partie est un parfait exemple d'expérience d'imagerie atmosphérique stéréoscopique permettant de conduire la recherche de matière noire. Une nouvelle méthode de discrimination des gerbes électromagnétiques et hadroniques permettant d'améliorer la recherche de sources faibles est présentée. Elle est appliquée aux données des observations de la galaxie naine du Sagittaire et la limite supérieure sur le flux de gamma en provenance de cet objet est calculée.

En orbite à bord du satellite Fermi depuis Juin 2008, le télescope à conversion de paire LAT permet de rechercher la matière noire sur l'ensemble de la voûte céleste. La sensibilité théorique à détecter un signal de matière noire est déterminée pour deux galaxies naines spécifiques. Au terme de la première année d'observations, les limites supérieures sur les flux de gamma sont dérivées pour un catalogue de galaxies naines sphéroïdes.

Des modèles de physique au-delà du Modèle Standard sont confrontés avec les contraintes calculées sur les sections efficaces d'annihilation en fonction de la masse des particules obtenues à partir des observations effectuées avec ces deux expériences.

Mots clés : matière noire, astronomie gamma, High Energy Stereoscopic System, Fermi-LAT, galaxie naine sphéroïde.

Abstract :

In the current cosmological model, the Universe is predominantly composed of dark matter, the nature of which remains unexplained by the Standard Model of particle physic. Annihilation of particles of within new theoretical frameworks might induce a very high energy gamma-ray signal, observable by gamma-ray astronomy experiments. Largely dark matter dominated, dwarf spheroidal galaxies are privileged targets for such indirect search.

The H.E.S.S. telescopes network discussed in the first part of this work is a perfect example of atmospheric stereoscopic imaging experiment allowing to search for dark matter. A new discrimination method between electromagnetic and hadronic showers enhancing searches of weak sources is presented. It is applied to the Sagittarius dwarf galaxy observation data and the upper limit on the incoming gamma-ray flux is calculated.

In orbit aboard Fermi's satellite since June 2008, the LAT conversion pair telecope enable dark matter search on the whole sky. Theoretical sensitivity to detect a dark matter signal is determined for two specific galaxies. At the end of the first year of observations, upper limits on gamma-ray fluxes are derived for a catalog of dwarf spheroidal galaxies.

Models of physic beyond the Standard Model are compared with calculated constraints on annihilation cross sections function of the mass paricles obtained from observations made with both experiments.

Key words : dark matter, gamma-ray astronomy, High Energy Stereoscopic System, Fermi-LAT, dwarf spheroidal galaxy.