Etude des systèmes binaires galactiques à très haute energie avec HESS et HESS-II

Christian Mariaud

▶ **To cite this version:**

Christian Mariaud. Etude des systèmes binaires galactiques à très haute energie avec HESS et HESS-II. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris Saclay (COmUE), 2018. Français. NNT : 2018SACLX030 . tel-01875028

HAL Id: tel-01875028
https://pastel.hal.science/tel-01875028

Submitted on 16 Sep 2018

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

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

université PARIS-SACLAY

NNT : 2018SACLX030

Thèse de doctorat

Etude des systèmes binaires à très haute énergie avec H.E.S.S. I et H.E.S.S. II

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay
préparée à l'Ecole Polytechnique

Ecole doctorale n°576 Particules, Hadrons, Énergie, Noyau, Instrumentation, Imagerie, Cosmos et Simulation (Pheniics)
Spécialité de doctorat : Astroparticules

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 25 mai 2018, par

CHRISTIAN MARIAUD

Composition du Jury :

Pascal Vincent Directeur de recherche, LPNHE, Paris	Président
Guillaume Dubus Directeur de recherche, IPAG, Grenoble	Rapporteur
Jamie Holder Associate professor, University of Delaware	Rapporteur
Marianne Lemoine Goumard Chargée de recherche, CENBG, Bordeaux	Examinatrice
Fabian Schüssler Chargé de recherche, IRFU, Saclay	Examinateur
Pol Bordas UAB, Barcelona	Examinateur
Mathieu de Naurois Directeur de recherche, LLR, Palaiseau	Directeur de Thèse

Remerciements

Si j'en viens à écrire cette page, c'est que cela annonce une fin d'un cycle. En effet j'ai eu la chance d'effectuer une thèse en plus de mon métier d'enseignant au sein du laboratoire Leprince Ringuet en astronomie γ. Ce travail de recherche a duré cinq ans et fut très riche autant point de vue humain et scientifique. J'ai eu en effet la chance de rencontrer des personnes toujours accueillantes que ce soit au laboratoire, au sein de la collaboration H.E.S.S. ou lors de grandes conférences comme ICRC.

Je souhaite remercier tout d'abord mon directeur de thèse, Mathieu de Naurois. Il m'a laissé l'opportunité d'effectuer ce travail de recherche dans un domaine exigeant alors que j'ai un parcours d'étude non linéaire, et une reprise d'études assez tardive. Il a toujours trouvé une solution à mes casse-têtes scientifiques et ne m'a jamais laissé sans réponse, même si je sais qu'il est très occupé à cause de ses responsabilités.

Je souhaite remercier également les personnes qui encadrent les scientifiques pour leur patience et leur générosité avec moi : Sylvaine, Elodie, Maïté, Brigitte, Hamid ..
.

Dans le groupe H.E.S.S. au sein du laboratoire, je remercie également qui ont partagé ce groupe astronomie γ au sein du laboratoire : Markus Holler, Sami Caroff, Cyril Trichard et Floriana Zefi. Leur soutien et leur aide m'ont aidé à avancer dans mes recherches. Les échanges ont toujours été conviviaux, des personnes toujours disponibles avec moi. Gérard Fontaine et Bernard Degrange m'ont en plus apporté de précieux conseils scientifiques ou des idées que je n'aurais pas eues tout au long de ces cinq années. J'ai également pu avoir la chance de côtoyer Deirdre Horan, Steve Fegan, Denis Bernard et Philippe Bruel et je les remercie pour leur bienveillance avec moi.

Janeth Valverde, Jacques Muller et Florian Zefi ont eu la malchance de partager le bureau avec moi. Je m'excuse auprès d'eux de ma baisse d'attention et de mon humour décalé après 18 h, une fois que le laboratoire se vide un peu. Je les remercie de m'avoir supporté.

Le travail avec cette équipe du laboratoire m'a permis de monter un projet comme les masterclass ou d'apporter ma contribution pour l'élaboration d'une chambre à brouillard au sein de ce laboratoire. Je remercie ces personnes comme Christophe Thiebaux pour leur ouverture d'esprit et leur soutien.

Reshmi Mukherjee que j'ai eue la chance de rencontrer, ma 'donné l'opportunité de donner des séminaires dans plusieurs universités : Columbia à New-York, George Washington et Mc Gill à Montréal. Ces présentations m'ont beaucoup enrichi et m'ont aidé également à la préparation de ma soutenance.

Je remercie également tous mes collègues qui sont trop nombreux à citer du lycée Descartes qui m'ont vu souvent stressé et avec des cernes sous les yeux (pas seulement l'effet de la vieillesse).

Je souhaite m'excuser auprès de mes enfants et les remercie pour leur grande patience. Ils m'ont vu trop souvent travailler et sacrifier des weekends entiers. Ils ont trop pris l'habitude de me voir coucher le dernier et lever le premier dans cette maison. Je m'excuse auprès d'eux d'avoir corrigé des copies ou fait du code pendant les compétitions de judo, leurs devoirs, leurs jeux... Certaines personnes m'ont apporté leur soutien logistique et consacré surtout de leur temps pour que cette thèse puisse avoir lieu. Mes parents, la mère de mes enfants (Séverine) ont su être présents quand j'en avais besoin.

Enfin, des personnes très proches (Elodie, Vincent et Nicolas) ont su toujours être présentes pour m'épauler et me soutenir. Ceci m'a toujours aidé à avancer et à aller de l'avant.

Table des matières

Table des matières **1**

Liste des figures **5**

Liste des tableaux **13**

1 Les rayons cosmiques **15**
1.1 Introduction . . . 16
1.2 Historique des rayons cosmiques . . . 16
1.3 Mécanisme d'accélérations des particules dans l'Univers . . . 18
1.4 Production de photons γ . . . 22
1.5 sources astronomiques de photons γ . . . 25
1.6 Conclusion . . . 30
1.7 Bibliographie . . . 30

2 Les télescopes Cherenkov **33**
2.1 Introduction . . . 35
2.2 Principe de la technique d'imagerie Cherenkov atmosphérique . . . 35
2.3 Quelques exemples de télescopes Cherenkov . . . 39
2.4 Réseaux de télescopes H.E.S.S. . . . 42
2.5 Calibration des caméras de H.E.S.S. . . . 45
2.6 Reconstruction des événements . . . 49
2.7 Soustraction du fond . . . 52
2.8 Significance d'une source . . . 53
2.9 Performances de H.E.S.S. II . . . 54
2.10 Analyse spectrale . . . 55
2.11 Conclusion . . . 56
2.12 Bibliographie . . . 57

3 Mesure de la transparence de l'atmosphère **59**
3.1 Introduction . . . 60
3.2 Origines de l'absorption atmosphérique . . . 60
3.3 Paramètres influençant le taux de déclenchement de la caméra . . . 61
3.4 Choix de la méthode de calcul . . . 64
3.5 Correction du taux de déclenchement par différents paramètres . . . 65
3.6 Détermination du coefficient de transparence . . . 69
3.7 Évolution saisonnière du coefficient de transparence . . . 72
3.8 Corrélations des données . . . 73
3.9 Variation du coefficient de transparence pendant une durée d'observation . 74

3.10 Système de déclenchement central 77
3.11 Influence de l'opacité de l'atmosphère sur les résultats de la Nébuleuse du Crabe 79
3.12 Conclusion 87
3.13 Bibliographie 88

4 Influence du champ magnétique terrestre sur les données 91
4.1 Introduction 92
4.2 Caractéristiques du champ magnétique terrestre 92
4.3 Rotation de la gerbe due au champ magnétique 93
4.4 Stratégie de la simulation 94
4.5 Correction de la rotation de la gerbe 97
4.6 Détermination des paramètres de correction 103
4.7 Conclusion 106
4.8 Bibliographie 106

5 Systèmes binaires en astronomie γ 107
5.1 Introduction 108
5.2 Présentation des systèmes binaires 108
5.3 Microquasar 110
5.4 Systèmes binaires stellaires avec une étoile de type O 113
5.5 Pulsar avec une étoile de type Be 118
5.6 Un système binaire à part : LS I +61° 303 124
5.7 Conclusion 128
5.8 Bibliographie 129

6 Modélisation de l'émission inverse Compton pour le système binaire LS 5039 135
6.1 Introduction 136
6.2 Mécanisme inverse Compton 136
6.3 Diffusion anisotrope inverse Compton dans le régime de Thomson 139
6.4 Diffusion anisotrope inverse Compton dans le régime de Klein–Nishina . . 141
6.5 Calcul du spectre complet anisotrope complet en inverse Compton 144
6.6 Phénomène d'absorption de photons γ 150
6.7 Conclusion 156
6.8 Bibliographie 157

7 Observations du système LS 5039 avec H.E.S.S. phase I et II 159
7.1 Introduction 160
7.2 Sélections des données 160
7.3 Période de LS 5039 163
7.4 Spectres et courbe de lumière de LS 5039 172
7.5 Estimation de la contamination par HESS J1825–137 177
7.6 Absorption des photons γ et création de paires 180
7.7 Influence de l'opacité de l'atmosphère sur les résultats de LS 5039 181
7.8 Conclusion 184
7.9 Bibliographie 186

8 Observations du système PSR B1259-63 avec H.E.S.S. phase I et II **189**
8.1 Introduction . . . 190
8.2 Observations pendant la campagne 2014 . . . 190
8.3 Analyses spectrales . . . 192
8.4 Analyse en phase . . . 194
8.5 Courbe de lumière repliée sur la phase . . . 196
8.6 Observations pendant la campagne 2017 . . . 199
8.7 Émission anisotrope inverse–Compton et créations de paires . . . 200
8.8 Influence du disque circumstellaire . . . 203
8.9 Conclusion . . . 206
8.10 Bibliographie . . . 207

9 Conclusion **209**

A Coefficient de transparence **211**
A.1 Correction du taux de trigger pour différentes configuration de H.E.S.S. . . . 211
A.2 Répartition du coefficient de transparence pour chaque télescope . . . 214
A.3 Ecart relatif du coefficient de transparence pour chaque télescope . . . 215
A.4 Influence du coefficient de transparence sur le spectre et la courbe de lumière du système binaire LS 5039 . . . 216

B Effets géomagnétiques **219**
B.1 Influence de l'énergie du photon sur la rotation de la gerbe . . . 219
B.2 Influence de l'angle d'impact sur la rotation de la gerbe . . . 220
B.3 Influence de l'angle d'impact sur la rotation de la gerbe . . . 221

C Emission anisotrope inverse Compton pour LS 5039 et PSR B1259 **223**
C.1 Distribution spectrale en énergie de LS 5039 dans le cas d'un régime inverse Compton de Thomson . . . 223
C.2 Modélisation du spectre LS 5039 dans le cas d'un régime inverse Compton de Klein Nishina . . . 224
C.3 Flux différentiel modélisé pour différentes valeurs d'énergie sans tenir compte de l'absorption par création de paires . . . 225
C.4 Spectre simulé pour une énergie comprise entre 0.1 et 10 TeV sans tenir de l'absorption par création de paires . . . 225
C.5 Flux modélisé pour différentes valeurs d'énergie en tenant compte de l'absorption par créations de paires . . . 228
C.6 Spectres simulés en tenant compte de l'absorption par création de paires pour une énergie comprise entre 0.1 et 10 TeV . . . 228
C.7 Géométrie et absorption par créations de paires du système PSR B1259–63 . 231

Liste des figures

1.1 Traces observées dans une chambre à brouillard utilisant des cellules à effet Peltier . . . 17
1.2 Victor Hess lors d'une de ses expériences en ballon . . . 17
1.3 Diagramme de Hillas . . . 19
1.4 Spectre du rayonnement cosmique mesuré par différentes expériences sur Terre . . . 21
1.5 Carte des sources astronomiques γ . . . 25
1.6 Nébuleuse du Crabe (SN 1054) en fausse couleur . . . 26
1.7 SNR G21.5–0.9 une nébuleuse à vent de pulsar symétrique . . . 28

2.1 Schématisation de l'émission Cherenkov . . . 36
2.2 Mécanisme de développement d'une cascade atmosphérique . . . 37
2.3 Développement schématique d'une gerbe hadronique . . . 37
2.4 Simulations de cascades atmosphériques pour un photon, un proton et un noyau de fer . . . 38
2.5 Simulations d'une gerbe atmosphérique d'un proton et d'un photon sur une caméra d'un télescope Cherenkov . . . 39
2.6 Comparaison de la disposition et du champ de vue des caméras pour les principaux détecteurs atmosphériques de Cherenkov . . . 39
2.7 Télescopes MAGIC et VERITAS . . . 41
2.8 Sensibilité et résolution angulaire de CTA . . . 42
2.9 Schéma de la configuration en Davies-Cotton et prototype du télescope MST 43
2.10 Schéma de la configuration en Davies-Cotton et prototype du télescope MST 43
2.11 Distribution d'un photo-électron en pas d'ADC . . . 46
2.12 Evénement muonique . . . 48
2.13 Evolution de l'efficacité optique au cours du temps . . . 49
2.14 Définition des paramètres de Hillas . . . 50
2.15 Méthode de soustraction en utilisant la technique des régions OFF multiples 53
2.16 Méthode de soustraction en utilisant la technique de l'anneau complet . . . 53
2.17 Comparaison de la sensibilité des différentes analyses . . . 55

3.1 Smog photochimique à Pékin . . . 61
3.2 Variation du taux de déclenchement du télescope 1 au cours de plusieurs observations . . . 63
3.3 Détermination des paramètres α, β et λ pour une configuration H.E.S.S. I à 4 télescopes . . . 66
3.4 Détermination des paramètres α, β et λ pour le cinquième télescope CT5 . . 68
3.5 Distribution du coefficient de transparence t_i pour chaque télescope pour une configuration H.E.S.S. I à 4 télescopes . . . 69

3.6 Distribution du coefficient de transparence t_i pour le cinquième télescope . 70
3.7 Distribution du coefficient de transparence pour différentes configurations 70
3.8 Écart relatif du coefficient de transparence pour chaque télescope pour une configuration H.E.S.S. phase I à 4 télescopes 71
3.9 Écart relatif du coefficient de transparence pour chaque télescope pour une configuration H.E.S.S. phase II à 5 télescopes 71
3.10 Distribution de l'écart du coefficient de transparence pour chaque configuration 72
3.11 Evolution temporelle du Coefficient de transparence 72
3.12 Répartition du coefficient de transparence par saison 73
3.13 Comparaison entre exp(-AOD) et le coefficient de transparence calculé à partir des télescopes Cherenkov 74
3.14 Variation du coefficient de transparence pour 3 observations différentes . . 76
3.15 Précédente fonction de l'angle zénithal du taux de déclenchement central . 77
3.16 Correction du taux de déclenchement par l'angle zénithal 78
3.17 Influence du coefficient de transparence sur la valeur de la significance de la nébuleuse du Crabe corrigé par le temps $\frac{\sigma}{\sqrt{h}}$ et sur le nombre de photons γ détectés par minute 82
3.18 Spectres de la Nébuleuse du Crabe en loi de puissance courbée pour différentes valeurs du coefficient de transparence 83
3.19 Influence de la transparence de l'atmosphère sur la courbure du spectre de la Nébuleuse du Crabe 84
3.20 Influence de la transparence de l'atmosphère sur le flux différentiel et le flux intégré de la Nébuleuse du Crabe au-dessus de 1 TeV 84
3.21 Courbe de lumière de la nébuleuse du Crabe 85
3.22 Courbe de lumière de la nébuleuse du Crabe après correction par le coefficient de transparence 86
3.23 Courbe de lumière de la nébuleuse du Crabe après une deuxième correction par le coefficient de transparence 86
3.24 Répartition des valeurs de la courbe de lumière avant et après correction par le coefficient de transparence 87

4.1 Intensité du champ magnétique horizontal à la surface de la Terre 92
4.2 Simulation de 400 photons γ à 25 GeV avec un angle zénithal nul, un angle azimutal correspondant à la direction du Sud, en l'absence de champ magnétique à une distance d'impact de 100 m 94
4.3 Paramètres de Hillas d'une simulation de 100 photons γ à 25 GeV avec un angle zénithal nul, un angle azimutal correspondant à la direction du Sud, en l'absence de champ magnétique à une distance d'impact de 100 m . . . 96
4.4 Variation de la direction de la gerbe en présence ou non d'un champ magnétique 97
4.5 Définition des paramètres de correction de la rotation de l'image 98
4.6 Variation de l'angle, de la largeur et de la longueur de l'ellipse en fonction de l'énergie du photon simulée pour un angle zénithal de 12° provenant du Sud 99
4.7 Influence de l'énergie du photon sur la rotation de l'image pour une gerbe en provenance du Sud 100

4.8 Influence de l'angle d'impact sur la rotation de l'image pour une gerbe en provenance du Sud . . . 101
4.9 Influence de l'angle azimutal et de l'angle zénithal sur la rotation de l'image pour une gerbe en provenance du Sud . . . 102
4.10 Influence de l'angle d'impact sur la rotation de l'image dans la caméra . . . 103
4.11 Influence de l'angle d'impact sur les paramètres d'ajustement avec un angle d'impact nul et un angle d'impact de 45° . . . 104
4.12 Influence des différents paramètres sur la rotation de l'image dans la caméra 105

5.1 Scénarios envisagés pour les binaires à rayonnement gamma . . . 110
5.2 Carte de significance et limites supérieures du flux différentiel de SS 433 . . 112
5.3 Géométrie du système binaire LS 5039 . . . 114
5.4 Étude du flux obtenu par les expériences Fermi–LAT et H.E.S.S. pour le système LS 5039 . . . 114
5.5 Géométrie du système binaire 1FGL J1018.6-5856 . . . 115
5.6 Modulation de la courbe de lumière à différentes bandes énergétiques et spectre de 1FGL J1018.6-5856 . . . 116
5.7 Courbe de lumière de LMC P3 en fonction de la phase obtenue par les données du télescopes H.E.S.S. . . . 117
5.8 Schéma montrant l'interaction entre un vent de pulsar et le vent ou le disque d'une étoile Be . . . 118
5.9 Géométrie du système binaire PSR B1259-63 . . . 120
5.10 Géométrie du système binaire HESS J0632+057 . . . 121
5.11 Courbe de lumière de HESS J0632+057 en fonction de la phase en rayons X et γ . . . 122
5.12 Allure de la géométrie du système binaire PSR J0232+412 . . . 123
5.13 Spectre et courbe de lumière de PSR J2032+4127 dans le domaine des rayons X124
5.14 Géométrie du système LSI +61° 303 . . . 125
5.15 Modulation superorbitale de LSI +61° 303 . . . 126
5.16 Sursaut de LS I +61° 303 observé en 2014 . . . 127

6.1 Diffusion d'un photon dans le référentiel de l'observateur et dans le référentiel de l'électron . . . 137
6.2 Influence de l'angle du photon incident sur l'énergie ϵ_1 du photon diffusé dans la limite de Thomson . . . 140
6.3 Spectre inverse Compton dans la limite de Thomson . . . 140
6.4 Spectre en régime de Klein–Nishina . . . 143
6.5 Modélisation du spectre LS 5039 dans le cas d'une diffusion inverse Compton en régime de Thomson pour une inclinaison de l'orbite de 30 ° . . . 146
6.6 Modélisation du spectre LS 5039 dans le cas d'une diffusion inverse Compton en régime de Klein-Nishina pour une inclinaison de 30 ° . . . 147
6.7 Flux différentiel de phase simulé pour différentes énergies pour le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 30° ou de 50° par rapport à l'observateur . . . 147
6.8 Spectre simulé en régime de Klein-Nishina sans absorption pour un intervalle de 0.1–10 TeV pour différentes phases de l'objet compact pour le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 30 ° . . . 148
6.9 Indice spectral et flux différentiel à 1 TeV pour chaque phase de l'objet compact pour le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 30° . . . 149

6.10 Simulation de l'absorption des photons γ pour le système LS 5039 avec une orbite inclinée de 10° et 60° 152
6.11 Flux différentiel simulé à différentes énergies à différentes positions de l'objet compact pour le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 30 ° par rapport à l'observateur 153
6.12 Spectres simulés en énergie dans le cas d'un régime de Klein–Nishina et en tenant compte de l'absorption et selon différentes phases de l'objet compact dans le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 30 ° 153
6.13 Indice spectral et flux différentiel à 1 TeV pour chaque phase de l'objet compact en prenant en compte l'absorption avec une orbite inclinée de 30 ° . . 155

7.1 Carte des régions d'exclusion de LS 5039 et significance du fond 161
7.2 Carte d'excès, de significance et distribution du fond continu de LS 5039 . . 161
7.3 Détermination du θ^2 de LS 5039 pour une analyse H.E.S.S. phase I 162
7.4 Carte d'excès, de significance et distribution du fond continu de LS 5039 . . 162
7.5 Détermination du θ^2 de LS 5039 162
7.6 Détermination de la période et de sa précision de LS 5039 par la méthode Floating Lomb–Scargle 165
7.7 Spectre de Fourier du système binaire LS 5039 et distribution de z(ω) par rapport au fond 166
7.8 Spectre de Fourier d'un signal où l'on a soustrait le signal modélisé du système binaire LS 5039 et distribution de z(ω) par rapport au fond 167
7.9 Décalage cumulé de la période des systèmes binaires LS 5039 et PSR B1913 dû à l'émission des ondes gravitationnelles 169
7.10 Fonction résiduelle normalisée pour différents ordre de grandeur α 170
7.11 Détermination de la précision du paramètre α à partir de 400 courbes de lumière générées aléatoirement à 1 σ 171
7.12 SED de LS 5039 173
7.13 Courbe de lumière de LS 5039 repliée sur la phase pour un flux au-dessus de 1 TeV pour les données H.E.S.S. phase I et H.E.S.S. phase II 173
7.14 SED pour l'analyse de H.E.S.S. phase II de la SUPC et INFC du système binaire LS 5039 174
7.15 Flux différentiel et indice spectral pour chaque phase de LS 5039 176
7.16 Analyse en anneau à partir de la position du pulsar PSR J1826-1334 177
7.17 Évolution de la brillance et de l'indice spectrale de HESS J1825–137 par rapport en fonction de la distance par rapport au pulsar PSR J1826-1334 179
7.18 Spectres d'absorption et de désorption de LS 5039 181
7.19 Influence du coefficient de transparence sur la valeur de la significance du système binaire LS 5039 corrigé par le temps $\frac{\sigma}{\sqrt{h}}$ (figure du haut) et sur le nombre de photons γ détectés par minute 183
7.20 Influence du coefficient de transparence sur la courbe de lumière du système binaire LS 5039 pour TC > 0.80 et TC < 0.80 184
7.21 Influence du coefficient de transparence sur la courbe de lumière du système binaire LS 5039 pour TC > 0.80 et TC < 0.80 184

8.1 Visibilité de PSR B1259–63 depuis le site de H.E.S.S. pendant la campagne d'observation de 2014 191

8.2 Carte d'excès, de significance et de distribution du fond avec les analyses MONO et STEREO CT1-5 . . . 192
8.3 Distributions spectrales en énergie des campagnes d'observation 2004 - 2007 et 2011 du système binaire PSR B1259–63. . . . 193
8.4 Distribution spectrale en énergie de la campagne 2014 pour les analyses STEREO CT1-4, CT1-5 et MONO CT5. . . . 194
8.5 Flux intégré et indice spectral cumulé sur des intervalles choisis de PSR B1259–63 pour une analyse H.E.S.S. phase I . . . 195
8.6 Courbes de lumière repliées sur la phase avec un intervalle au niveau du temps d'une semaine pour les campagnes d'observations de 2004 - 2007 - 2011 et 2014. . . . 196
8.7 Courbe de lumière repliée avec un intervalle d'une nuit en considérant un indice spectral de $\Gamma = 2.7$ pour les campagnes d'observations de 2004 - 2007 - 2011 et 2014 . . . 197
8.8 Courbes de lumière mesurées par le satellite Fermi–LAT au cours du passage du périastre en 2010/11 2014 et 2017 . . . 198
8.9 Carte d'excès, de significance et de distribution du fond de la campagne 2017 199
8.10 Courbe de lumière pour une analyse Mono de PSR B1259–63 de la campagne de 2017 . . . 199
8.11 Géométrie et phénomène d'absorption pour le système binaire PSR B1259–63200
8.12 Flux différentiel simulé par une émission inverse Compton Klein–Nishina et en tenant compte de l'absorption . . . 202
8.13 Géométrie et absorption du disque circumstellaire en fonction de l'énergie pour différentes phases de l'objet compact . . . 204
8.14 Flux différentiel simulé par une émission inverse anisotrope Compton Klein–Nishina en tenant compte du disque circumstellaire de l'étoile compagnon et des effets de créations de paires . . . 205

A.1 Détermination des paramètres α, β et λ pour une configuration H.E.S.S. I à 3 télescopes . . . 211
A.2 Détermination des paramètres α, β et λ pour une configuration H.E.S.S. II à 3 télescopes CT1–4 + CT5 . . . 212
A.3 Détermination des paramètres α, β et λ pour une configuration H.E.S.S. II à 4 télescopes CT1–4 + CT5 . . . 213
A.4 Distribution du coefficient de transparence t_i pour chaque télescope pour une configuration H.E.S.S. I à 3 télescopes . . . 214
A.5 Distribution du coefficient de transparence t_i pour chaque télescope pour une configuration H.E.S.S. II : CT5 + 3 télescopes CT1–4 . . . 214
A.6 Distribution du coefficient de transparence t_i pour chaque télescope pour une configuration H.E.S.S. II : CT5 + 4 télescopes CT1–4 . . . 214
A.7 Ecart relatif du coefficient de transparence pour chaque télescope pour une configuration H.E.S.S. phase I à 3 télescopes . . . 215
A.8 Ecart relatif du coefficient de transparence pour chaque télescope pour une configuration H.E.S.S. phase II à 4 télescopes . . . 215
A.9 Influence de la transparence de l'atmosphère sur le flux différentiel de la Nébuleuse du Crabe à 1 TeV . . . 216
A.10 Influence de la transparence de l'atmosphère sur l'indice spectral du spectre du système binaire LS 5039 . . . 216

A.11 Influence de la transparence de l'atmosphère sur le flux intégré du système binaire LS 5039 au-dessus de 1 TeV 217
A.12 Courbe de lumière regroupée par temps de phase du système binaire LS 5039 pour différentes valeurs du coefficient de transparence 217
A.13 Influence du coefficient de transparence sur le flux intégré au-dessus de 1 TeV pour chaque phase de l'objet compact 218

B.1 Influence de l'énergie du photon sur la rotation de la gerbe selon différents angles d'impact et directions azimuthales 219
B.2 Influence de l'angle d'impact pour des gerbes en provenance du Nord . . . 220
B.3 Influence de l'angle d'impact pour des gerbes en provenance de l'Ouest . . 220
B.4 Influence de l'angle d'impact pour des gerbes en provenance de l'Est 221
B.5 Influence de l'angle zénithal pour des gerbes en provenance du Nord 221
B.6 Influence de l'angle zénithal pour des gerbes en provenance de l'Ouest . . . 222
B.7 Influence de l'angle zénithal pour des gerbes en provenance de l'Est 222

C.1 Modélisation du spectre LS 5039 pour une diffusion inverse Compton dans le cas d'un régime de Thomson avec une inclinaison de 10° et de 60° 223
C.2 Modélisation du spectre LS 5039 pour une diffusion inverse Compton dans le cas d'un régime de Klein–Nishina avec une inclinaison de 10° et de 60° . . 224
C.3 Flux différentiel simulé à différentes énergies à différentes positions de l'objet compact pour le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 10 ° par rapport à l'observateur 225
C.4 Spectre simulé en régime de Klein–Nishina sans absorption pour un intervalle de 0.1–10 TeV pour différentes positions de l'objet compact pour le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 10 ° 225
C.5 Spectre simulé en régime de Klein–Nishina sans absorption pour un intervalle de 0.1–10 TeV pour différentes positions de l'objet compact pour le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 50 ° 226
C.6 Flux différentiel et index en régime de Klein–Nishina sans absorption pour le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 10 ° 226
C.7 Flux différentiel et index de Klein–Nishina sans absorption pour différentes phases de l'objet compact du système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 50 ° 226
C.8 Flux différentiel et index en régime de Klein–Nishina pour différentes phases en régime de Klein–Nishina sans absorption pour le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 10 ° 227
C.9 Flux différentiel en fonction de la phase pour un régime de Klein–Nishina sans absorption pour le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 50 ° 227
C.10 Flux différentiel simulé à différentes énergies à différentes positions de l'objet compact pour le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 10 ° par rapport à l'observateur 228
C.11 Flux différentiel simulé à différentes énergies à différentes positions de l'objet compact pour le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 50 ° par rapport à l'observateur 228
C.12 Spectre simulé pour un intervalle de 0.1 - 10 TeV pour différentes positions de l'objet compact pour le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 10 ° 229

C.13 Spectre simulé pour un intervalle de 0.1 - 10 TeV pour différentes positions de l'objet compact pour le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 50 ° 229
C.14 Flux différentiel et index pour différentes phases de l'objet compact pour le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 10 ° 229
C.15 Flux différentiel et index pour différentes phases de l'objet compact pour le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 50 ° 230
C.16 Flux différentiel et index pour différentes phases de l'objet compact pour le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 10 ° 230
C.17 Flux différentiel et index pour différentes phases de l'objet compact pour le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 50 ° 230
C.18 Géométrie et absorption par créations de paires du disque circumstellaire en fonction de l'énergie pour différentes phases de l'objet compact 231
C.19 Géométrie et absorption par créations de paires du disque circumstellaire en fonction de l'énergie pour différentes phases de l'objet compact 232

Liste des tableaux

3.1 Origines des aérosols dans l'atmosphère 60
3.2 paramètres α, β et λ dans le cas des télescopes CT1–4. 65
3.3 paramètres α, β et λ dans le cas du télescope CT5. 67
3.4 Paramètres λ_1 et λ_2 pour corriger le taux de déclenchement en fonction de l'angle zénithal. 79
3.5 Répartition des données de la Nébuleuse de la Crabe en fonction du coefficient de transparence 80

4.1 Choix des paramètres de la simulation des gerbes photoniques 95
4.2 Paramètres d'ajustement de l'angle azimutal pour différents angles d'impact 104

5.1 Caractéristiques des systèmes binaires découverts avant 2008 108
5.2 Caractéristiques des systèmes binaires découverts après 2008 109

7.1 Répartition des données du système binaire LS 5039 en fonction de la phase de l'objet compact 168
7.2 Répartition des données du système binaire LS 5039 en fonction du coefficient de transparence 181

8.1 Résultats des spectres pour les différentes campagnes d'observations de PSR B1259–63 effectuées en 2004 2007 et 2011 193
8.2 Résultats des spectres pour la campagne de 2014 de PSR B1259–63 selon le type d'analyse choisi 193
8.3 Répartition des données de PSR B1259–63 autour du passage du périastre . 194

Chapitre 1

Les rayons cosmiques

« *Parmi les choses répandues*
au hasard, le plus beau : le cosmos.
L'harmonie invisible
plus belle que la visible.
Nature aime se cacher. »

Héraclite d'Ephèse

Sommaire

1.1 Introduction 16
1.2 Historique des rayons cosmiques 16
1.3 Mécanisme d'accélérations des particules dans l'Univers 18
1.3.1 Diagramme de Hillas 18
1.3.2 Spectre des rayons cosmiques 19
1.3.3 Mécanisme de Fermi 20
1.4 Production de photons γ 22
1.4.1 Équation de perte et de diffusion 22
1.4.2 Rayonnement de Bremsstrahlung 23
1.4.3 Rayonnement synchrotron 23
1.4.4 Désintégration des pions 24
1.5 sources astronomiques de photons γ 25
1.5.1 Supernova 25
1.5.2 Les nébuleuses à vent de pulsar (plérions) 26
1.5.3 Les systèmes binaires 28
1.5.4 Les noyaux actifs de galaxies ou AGN (Active Galactic Nuclei). . . . 29
1.5.5 Galaxies à sursaut de formation d'étoiles (Starsburst galaxies) . . . 29
1.5.6 Les sursauts γ (Gamma Ray Burst) 29
1.6 Conclusion 30
1.7 Bibliographie 30

1.1 Introduction

Ce chapitre présente des idées générales sur le rayonnement cosmique. Il permet de définir également le cadre de notre sujet d'étude : les systèmes binaires ne peuvent être étudiés que grâce à la détection des photons γ provenant de certaines sources.

Nous débuterons par un bref historique du rayonnement cosmique, permettant de comprendre l'avènement des télescopes Cherenkov. Ces particules provenant de l'espace peuvent être détectées de façon qualitative grâce à une chambre à brouillard utilisant l'effet Peltier, celle-ci a été réalisée en dehors de cette thèse [13]. Les principes généraux des mécanismes d'accélération des particules seront rappelés ainsi que les principales sources pouvant émettre à très haute énergie (E > 100 GeV) pouvant être observées par les télescopes utilisant l'imagerie Cherenkov.

1.2 Historique des rayons cosmiques

Le rayonnement cosmique est un flux de particules circulant dans l'Univers, son étude a débuté au siècle dernier. L'étude et la compréhension des phénomènes mis en en jeu ont permis des découvertes importantes dans ce domaine. La liste ci-dessous reprend les principales dates de ces découvertes, elle n'est naturellement pas exhaustive :

1900 : Charles Thomson Ree Wilson fut amené au cours de sa recherche sur la formation des nuages à concevoir une chambre à brouillard. Dans ce dispositif, on refroidit le socle de manière à créer un gradient de température. Il démontra ainsi que la présence des ions pouvaient provoquer la condensation de la vapeur d'eau, il reçut le prix Nobel en 1927 pour cette invention [15]. Cette chambre à brouillard en plus de l'électroscope permit de mettre en évidence le rayonnement d'origine cosmique (voir figure 1.1).

1911 : Victor Hess (figure 1.2), lors de vols en ballon (jusqu'à 5300 mètres), montra que le flux de particules ionisantes augmentait avec l'altitude : l'électroscope embarqué se déchargeait. Il en déduisit une origine extra-terrestre pour expliquer ce phénomène et il obtint le prix Nobel pour son étude sur les rayonnements cosmiques [16] en 1936.

1932 : Carl David Anderson modifia la chambre de Wilson ; Il y ajouta un champ magnétique permettant de courber la trajectoire des particules chargées. Cette amélioration lui permit de découvrir le positron, mettant ainsi en évidence la première particule d'antimatière. Cette particule d'antimatière a été prédite par Paul Dirac, il obtint le prix Nobel pour cette découverte en 1933.

1934 : Walter Baade et Fritz Zwicky observèrent un nouvel objet très brillant dans le ciel qu'ils appelèrent Supernova. Ils expliquèrent pour la première fois le mécanisme de supernova et supposèrent que ces objets pouvaient être à l'origine de certains rayons cosmiques.

1936 : dans un laboratoire situé à 4300 mètres d'altitude (Pikes Peak dans Colorado), Carl Anderson et Seth Neddermeyer découvrirent une particule possédant la même charge que l'électron mais de masse 200 fois plus élevée. Cette particule fut nommée dans un premier temps *mésotron* (en référence au méson de Yukawa),

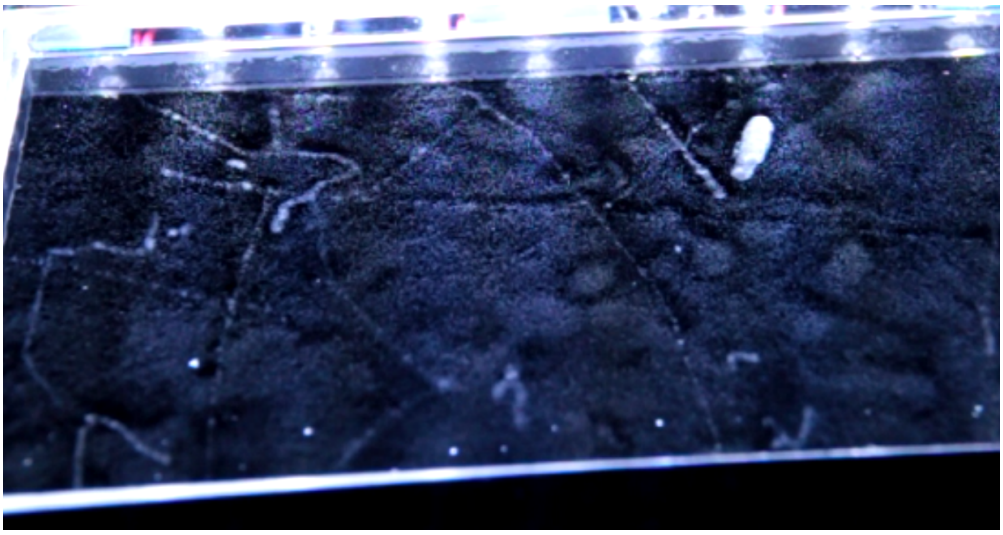


FIGURE 1.1 – Traces observées dans une chambre à brouillard utilisant des cellules à effet Peltier. Les traces longues, fines et rectilignes correspondent aux muons, celles en zigzag aux électrons, celles denses et courtes aux particules α. En effet, les électrons, à cause de leur faible masse, peuvent être facilement déviés lorsqu'ils entrent en contact avec des atomes ou des molécules. Au contraire, les muons sont plus lourds, donc moins affectés par les champs externes : ils conservent une trajectoire rectiligne. Enfin, les particules α, chargées positivement, interagissent plus facilement avec tous les électrons des atomes et des molécules qu'elles rencontrent ; leur grande inertie leur confère une trajectoire linéaire.

FIGURE 1.2 – Victor Hess lors d'une de ses expériences en ballon entre 1911 et 1912 [24].

puis le muon.

1949 : Enrico Fermi proposa des mécanismes pour expliquer l'accélération des particules des rayons cosmiques.

1950 : Les premiers accélérateurs de particules furent construits, ce qui eut pour conséquence de réduire l'utilisation des rayons cosmiques en physique des particules.

1965 : Mesure de la charge directe des rayons cosmiques par les satellites protons I et II.

1967 : Naissance de l'astronomie γ dans l'espace (satellite OSO III).

1987 : Détection de neutrinos en astrophysique (SN1987A par Kamiokande).

1991 : l'expérience Fly's eye détecta un rayon cosmique avec une énergie de 3×10^{20} eV.

2003 : Mise en service du réseau de télescopes H.E.S.S. en Namibie dont le nom a été donné en hommage à Victor Hess.

2008 : L'observatoire de Pierre Auger en Argentine est inauguré. Ce scientifique a été en effet l'un des contributeurs majeur de l'étude des gerbes cosmiques géantes.

1.3 Mécanisme d'accélérations des particules dans l'Univers

1.3.1 Diagramme de Hillas

Les particules d'origine solaire possèdent des énergies assez basses, généralement sous le MeV, par conséquent l'observation de particules de très hautes énergies supérieures au MeV (1 eV = $1{,}602\times10^{-19}$J) présuppose une origine extra-solaire.
Certains objets astrophysiques peuvent accélérer les particules tant que le rayon de l'orbite décrite par les particules (rayon de Larmor) reste inférieur à la taille caractéristique (R) de la zone d'accélération. Le rayon de Larmor dépend de la masse, de la charge et de l'énergie de la particule. Plus le champ magnétique est important, plus le rayon de Larmor sera petit, la particule sera confinée au voisinage des lignes du champ magnétique. Pour une énergie donnée, les électrons ont un rayon de Larmor plus faible par rapport aux protons, leur masse étant plus faible. Les particules très énergétiques, plus difficiles à confiner, possèdent un rayon de giration plus important. Le rayon de Larmor peut être de quelques millimètres pour des particules peu énergétiques et un champ magnétique intense. Si on connaît la taille et le champ magnétique de ces sources astronomiques, on peut déterminer l'énergie maximale à laquelle ils peuvent accélérer les particules. Le diagramme de Hillas (figure 1.3) représente le champ magnétique en fonction de la taille des objets astrophysiques.

La connaissance des propriétés des objets astrophysiques étudiés permet de comprendre un peu mieux les mécanismes d'accélération et notamment la possibilité d'atteindre des énergies de 10^{20} eV, soit 7 ordres de grandeur supérieure par rapport au plus grand accélérateur construit à ce jour (LHC au CERN).

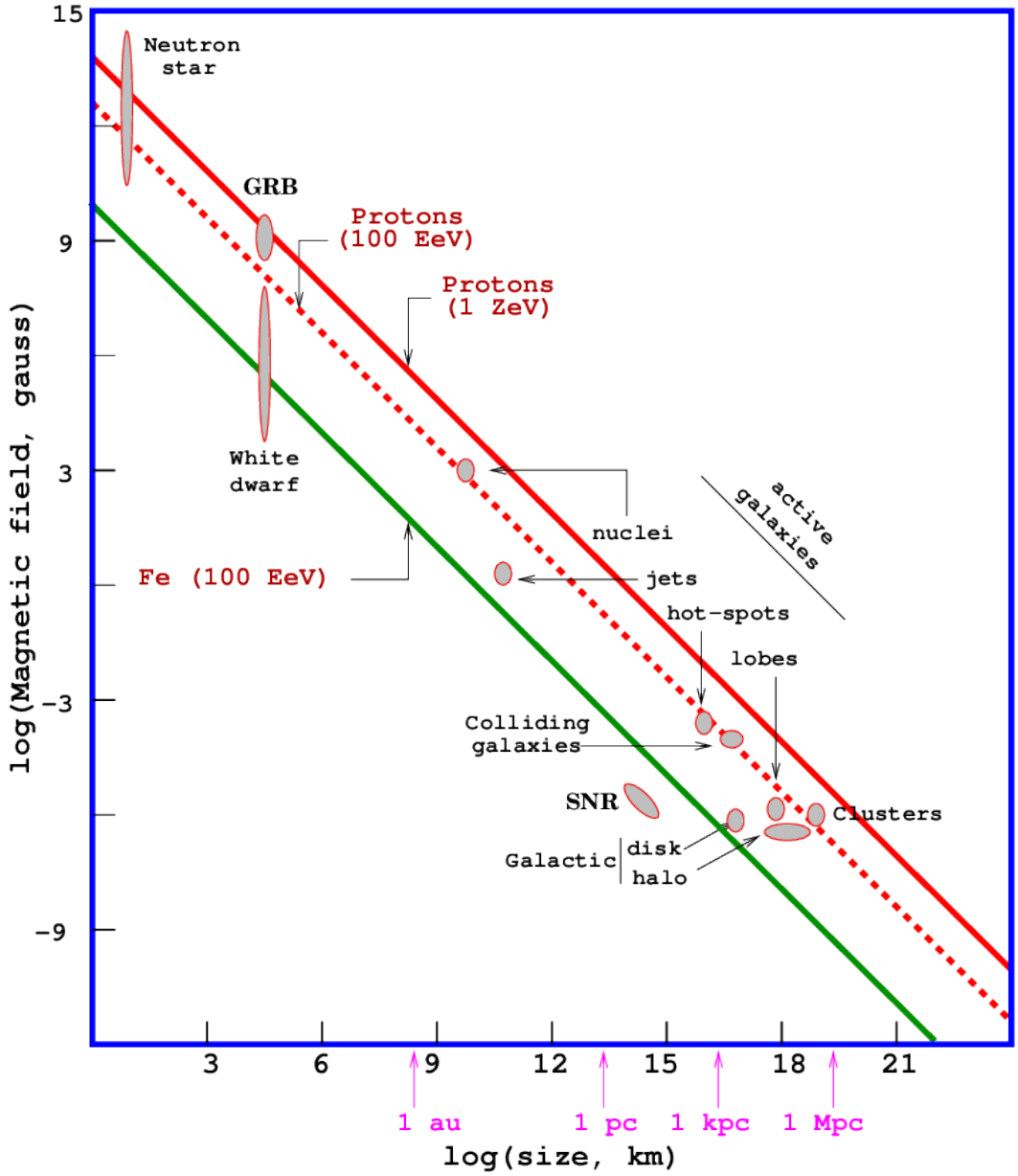


FIGURE 1.3 – Diagramme de Hillas. Les courbes solides correspondent à différentes ondes de choc : la courbe solide supérieure indique la vitesse maximale admissible $\beta = \frac{v}{c} = 1$, les courbes solides moyennes et inférieures indiquent des processus d'accélération plausibles et moins efficaces. [4]

1.3.2 Spectre des rayons cosmiques

Bien que la composition du rayonnement cosmique dépend de l'énergie , il est composé en moyenne de :

- 86 % de protons

- 11 % de noyaux d'hélium
- une fraction faible d'électrons, et autres noyaux
- une quantité infime d'antimatière (antiprotons et positrons)
- une quantité très infime d'une partie neutre constituée de rayons γ et de neutrinos.

Au niveau de la mer, la particule la plus abondante est le neutrino puis le muon. En effet la faible section efficace de ces particules induit une faible interaction avec la matière ordinaire, les neutrinos et les muons peuvent ainsi traverser toute la couche atmosphérique. Le flux de muons est d'environ 170 particules par m^2 et par seconde. Le flux de neutrinos est quant à lui environ 3 fois plus élevé.

Dans un spectre, on indique sur l'axe des ordonnées le flux incident de particules, c'est-à-dire le nombre de particules détectées par unité de surface et de temps, en fonction de l'énergie. Le spectre du rayonnement cosmique suit sur certains domaines énergétiques une loi de puissance : $\left(\frac{dN}{dE}\right) = \Phi_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\Gamma}$, où $\frac{dN}{dE}$ représente le flux de particules pour une énergie donnée, Φ_0 le flux à une énergie E_0 et Γ l'indice spectral soit la pente de la courbe représentée (voir figure 1.4). De nombreuses expériences étudient actuellement ces rayons cosmiques. Les changements de pente dans le spectre sont souvent interprétés comme indiquant une modification du mécanisme d'accélération et la population de sources. Sur ce spectre (voir figure 1.4), on observe trois ruptures de pente :

- À $E \approx 5\times10^{15}$ eV, ce premier changement de pente est nommé le genou (flux : 1 particule.m^{-2}.an^{-1}), l'indice spectral passe d'environ 2.7 à 3.1. Ce fléchissement peut être interprété comme étant la fin des processus d'accélération des rayons cosmiques par les restes de supernovæ à l'intérieur de notre galaxie.
- À $E \approx 4\times10^{17}$ eV, cette rupture est appelée le second genou, l'indice spectral passe d'environ 3.1 à 3.3. Ce fléchissement peut être dû à la fin d'accélération par les supernovæ .
- À $E \approx 3\times10^{18}$ eV, ce changement de pente est nommé la cheville (flux : 1 particule.km^{-2}.an^{-1}), l'indice spectral reprend sa valeur initiale de 2.7. Cette partie du spectre correspond à la transition entre les rayonnements cosmiques galactiques et extra-galactiques.

Une limite ultime sur les énergies des rayons cosmiques est imposée : une particule se déplaçant avec une énergie supérieure à 5×10^{19} eV, peut interagir avec les photons du fond cosmique, que l'on appelle effet GZK (Greisen-Zatsepin-Kuzmin). En effet, l'espace intergalactique est rempli d'un rayonnement fossile émis par l'Univers lorsqu'environ 300 000 ans après sa naissance, le gaz ionisé qui le remplissait est devenu transparent. Le flux du rayonnement cosmique diminue drastiquement, lors de chaque collision. On estime qu'une particule cosmique nous parvenant avec une énergie au-delà de 10^{20} eV ne peut avoir parcouru une distance supérieure à 150 millions d'années-lumière car elle aura interagi avec des photons de ce rayonnement fossile, appelé également CMB (Cosmic Microwave Background) [9] [27].

1.3.3 Mécanisme de Fermi

Pour expliquer l'accélération des particules, la présence de champs électromagnétiques dans le milieu interstellaire est nécessaire. Cependant, dans notre Univers le

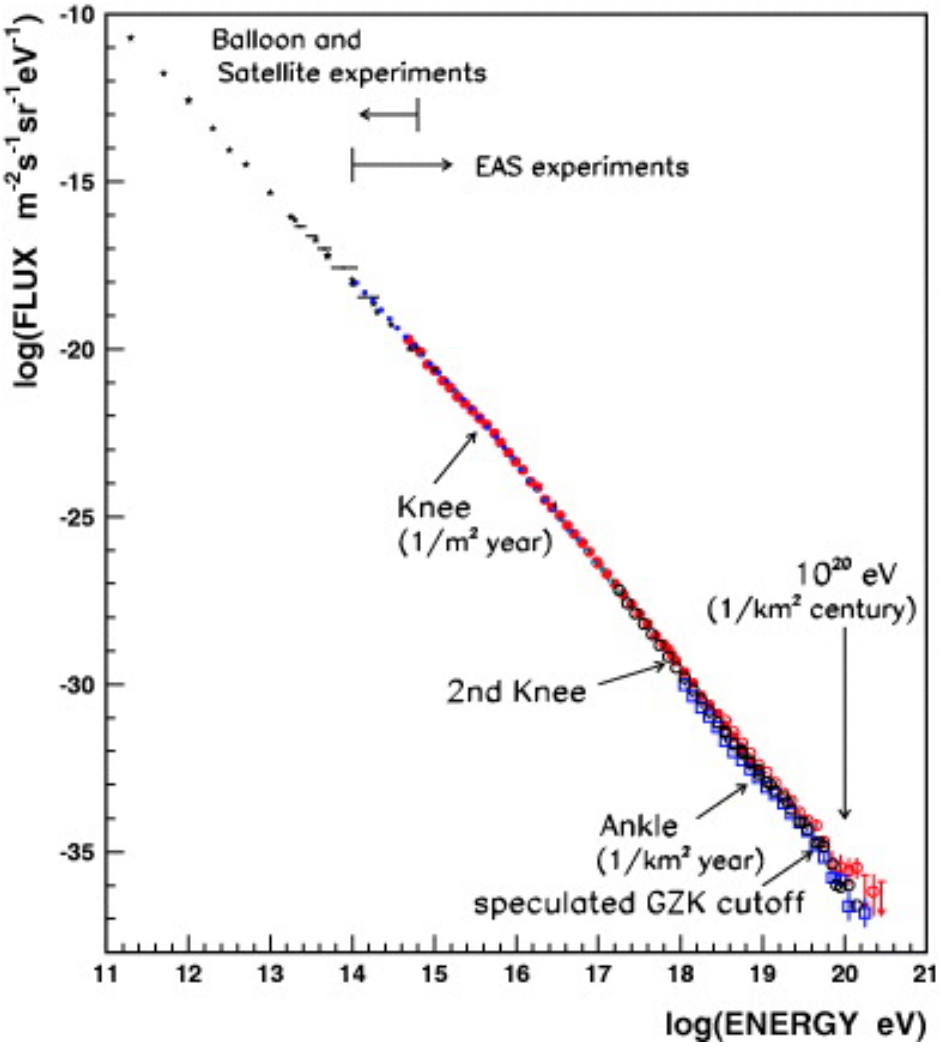


FIGURE 1.4 – Spectre du rayonnement cosmique mesuré par différentes expériences sur Terre. Le spectre des rayons cosmiques suit approximativement une séquence de trois lois de puissance, séparées par une caractéristique du "genou" et de la "cheville", respectivement. Les écarts par rapport à une simple loi de puissance entre le genou et la cheville indiquent une transition des rayons cosmiques galactiques aux extragalactiques. [14]

champ électrique moyen est nul $\langle\vec{E}\rangle = \vec{0}$. Les variations temporelles des champs magnétiques peuvent accélérer les particules $\vec{rot}(\vec{E}) = -\dfrac{\partial\vec{B}}{\partial t}$ où $\vec{E}' = \gamma\vec{v}\wedge\vec{B}$ pour une particule relativiste. En 1949, Enrico Fermi s'intéresse à l'accélération des particules dans l'Univers, il établit alors deux mécanismes pour expliquer l'origine des rayons cosmiques.

Dans le mécanisme du second ordre, on considère un nuage magnétique animé d'une vitesse V dans le référentiel galactique, on suppose le champ magnétique uniforme à l'intérieur de ce référentiel. La particule subit à l'intérieur du nuage magnétique divers chocs élastiques.

Soit E_1 l'énergie de la particule avant qu'elle pénètre dans le nuage et E_2 son énergie après la traversée. La variation relative d'énergie sera :

$$\frac{E_2 - E_1}{E_1} = \frac{\beta(\cos\theta_2 - \cos\theta_1) + \beta^2(1 - \cos\theta_2\cos\theta_1)}{1-\beta^2}$$

où θ_1 est l'angle d'incidence et θ_2 l'angle de sortie. Le gain moyen dans ce cas en énergie sera : $\langle\dfrac{\Delta E}{E}\rangle = \dfrac{4}{3}\beta^2$.

Le mécanisme précédent ne permet pas un gain d'énergie à un rythme suffisant. En effet, le temps moyen τ_{coll} passé entre deux collisions a pour expression $\tau_{coll} \equiv \dfrac{3}{2}\dfrac{D}{c}\beta^{-2}$ où D est la distance parcourue par la particule entre deux nuages magnétiques.

Dans le mécanisme de Fermi du premier ordre, une particule incidente interagit avec une onde de choc et peut être réfléchie vers l'arrière avec une vitesse supérieure. Les multiples interactions avec le plasma permettent d'accélérer les particules à des vitesses proches de la vitesse de la lumière dans le vide. En supposant que la particule incidente arrive $\theta_1 \geq \pi/2$ et ressort avec un angle $\theta_2 \leq \pi/2$. Le gain moyen en énergie sera cette fois-ci : $\langle\dfrac{\Delta E}{E}\rangle = \dfrac{4}{3}\beta$ [12]. Dans ce cas, le spectre en énergie a pour expression $\dfrac{dN}{dE} \propto E^{-\Gamma}$ où $\Gamma \gtrapprox 2$.

1.4 Production de photons γ

Le domaine du rayonnement γ commence pour les photons dont l'énergie est supérieure à 1.02 MeV, soit deux fois l'énergie de masse de l'électron au repos. En effet, à partir de cette énergie on peut créer un paire électron /positron, ce qui est impossible pour des énergies plus faibles.

1.4.1 Équation de perte et de diffusion

Les particules accélérées peuvent produire par perte d'énergie des photons à très haute énergie soit pour des énergies supérieures à 100 GeV. On parlera de rayonnement γ à haute énergie dans le cas contraire. Pour comprendre ce phénomène, nous pouvons partir de l'équation de diffusion de Fick en mécanique classique dans le cas d'un régime non permanent :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D\Delta n + Q$$

Où n est la densité de particule (en m^{-3}), D le terme de diffusion (en $m^2.s^{-1}$) et Q le terme source. Pour obtenir l'équation qui nous intéresse, nous reprenons ces différents termes mais en y ajoutant un terme de perte d'énergie proportionnelle à la densité de particules $\frac{\partial}{\partial t}[b(E).n(E)]$ où b(E) est un taux de conversion dépendant de l'énergie. En effet une perte d'énergie peut générer des photons γ par différents processus (Bremmsstrahlung, rayonnement synchrotron, émission inverse Compton ...). Cette équation s'écrit donc [22] :

$$\frac{\partial n(E,t)}{\partial t} = D\Delta n(E,t) - \frac{\partial}{\partial t}[b(E)n(E,t)] + Q(E,t)$$

Le terme source Q(E,t) sera notre source astronomique étudiée susceptible d'accélérer des particules à très haute énergie (étoiles à neutrons, trous noirs, ...). Le mécanisme de diffusion avec un processus inverse Compton sera traité plus longuement dans le chapitre 6.

1.4.2 Rayonnement de Bremsstrahlung

Le rayonnement continu de freinage ou Bremsstrahlung (en Allemand) est un rayonnement électromagnétique à spectre continu provoqué par la déviation de charges électriques dans un milieu. Un faisceau d'électrons par exemple peut subir un champ électrique créé par le noyau d'un élément chimique induisant alors le rayonnement électromagnétique de Bremsstrahlung. Le faisceau de photons produits par ce phénomène est quantifié, cependant les valeurs d'énergie sont tellement rapprochées que l'on peut considérer le spectre comme continu.

Les électrons ayant une énergie cinétique plus grande que leur énergie de masse au repos (511 keV), produisent des photons devant eux, alors que ceux de plus faible énergie, les produisent de façon isotrope.

1.4.3 Rayonnement synchrotron

Lorsqu'une particule chargée se déplace à une vitesse $\vec{v}$ dans un champ magnétique $\vec{B}$, sa trajectoire se courbe d'après la force de Lorentz : $\vec{F} = q\vec{v} \wedge \vec{B}$. Si la particule est chargée, elle émet un rayonnement lorsque la trajectoire n'est plus rectiligne. La puissance surfacique du rayonnement électromagnétique émis est donnée par le vecteur de Poynting $\vec{\Pi} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0}$, et indiquant l'émission d'une radiation appelée rayonnement synchrotron. De plus, l'effet Doppler augmente la fréquence du rayonnement dans la direction de propagation. Il en résulte que le rayonnement aura un demi-angle d'ouverture $\theta \approx \frac{1}{\gamma}$, avec γ le facteur de Lorentz.

Les électrons émettent plus facilement ce type de rayonnement car ils ont une masse assez légère, le spectre émis étant continu. La lumière émise est particulièrement brillante pour des électrons relativistes, ce qui permet dans certaines expériences, comme SOLEIL sur le plateau de Saclay, d'explorer la matière inerte et vivante. En effet, ce rayonnement synchrotron possède des propriétés remarquables, il est anisotrope, polarisé, émis tangentiellement à la trajectoire des électrons et dans le plan orbital. De plus, le choix de la fréquence d'émission offre de nombreuses applications : biologie, science des matériaux,

médecine... La perte énergétique totale lors d'une émission synchrotron s'exprime de la manière suivante [18] :

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right) = \frac{e^4 B^2}{6\pi\epsilon_0 c m_e^2}\frac{v^2}{c^2}\gamma^2 \sin^2\theta = 2\sigma_T c U_{mag}\left(\frac{v}{c}\right)^2 \gamma^2 \sin^2\theta$$

où γ est le facteur de Lorentz de l'électron, σ_T la section efficace de Thomson et $U_{mag} = \frac{B^2}{2\mu_0}$ représente la densité énergétique du champ magnétique.

De nombreuses sources astrophysiques comme les pulsars, possèdent des champs magnétiques intenses et peuvent émettre un rayonnement synchrotron.. Les variations de l'indice spectral ou la présence de coupure énergétique dans le spectre permettent de mieux comprendre le vieillissement de ces sources. Il est donc intéressant d'avoir accès au temps de refroidissement τ des électrons du pulsar :

$$\tau = \left(\frac{E}{(dE/dt)}\right) = \frac{m_e c^2}{\frac{4}{3}\sigma_T c U_{mag}\gamma}\frac{1}{E}$$

Par exemple, pour les sources radio étendues typiques avec un facteur de Lorentz $\gamma \sim 10^3$ et un champ magnétique $B \sim 10^{-9}$ T, la durée de vie devraient être de $\tau \leq 10^7 - 10^8$ ans. Dans le cas des sources plus énergétiques, capables d'émettre des rayons X comme la Nébuleuse du crabe ou les jets de la galaxie M87, les électrons ont des facteurs de Lorentz plus élevés et donc une durée de vie beaucoup plus courte, ils doivent donc être continuellement accélérés dans ce cas.

1.4.4 Désintégration des pions

En physique des particules, un pion est un méson (particule constituée d'un quark et d'anti-quark). On en distingue 3 sortes : π^0, π^+ et π^-. Ils sont constitués de quarks up et down et sont plus légers qu'un proton. Les pions ont une durée de vie courte (~ 26 ns) et se désintègrent en muons et neutrinos pour les pions chargés et en photons γ pour les pions neutres. Le temps de désintégration des pions neutres est beaucoup plus faible $\sim 8.4\times10^{-17}$s. L'énergie de masse étant de $\sim$ 280 MeV/c^2, la production de telles particules nécessitent des collisions très énergétiques lors de collisions proton-proton ou proton-noyau.

L'une des premières manifestations de la production de photons γ par la désintégration de π^0 a été mis en évidence par le Spectromètre Gamma-Ray (GRS) [5]. En effet, deux éruptions soudaines de photons γ ont été détectées. La mesure de ce phénomène a mis en jeu des énergies supérieures à 40 MeV, ce qui nécessitait la désintégration de ces particules pour produire ces photons de très haute énergie [5]. A plus haute énergie, l'interaction entre les protons et l'onde de choc d'un résidu de supernova peut produire des pions qui à leur tour se décomposent en photons γ pouvant atteindre le TeV [2]. Dans les régions où les interactions hadroniques sont dominantes, le spectre de rayons gamma à très haute énergie résultant, présente une « bosse de pions » caractéristique de ce phénomène.

1.5 sources astronomiques de photons γ

Ce sont les sources les plus énergétiques de l'Univers. Des phénomènes violents sont à l'origine de ces rayonnements comme les supernovas, rémanents de supernovæ , pulsars, microquasars, trous noirs stellaires et supermassifs, galaxies actives, blazars.. Certaines hypothèses évoquent la possibilité d'une nouvelle physique comme l'évaporation des trous noirs primordiaux ou l'annihilation de matière noire. La carte ci-dessous (voir figure 1.5) recense les sources astronomiques de photons γ observables. Cette carte est mise à jour régulièrement : de nouvelles sources sont découvertes régulièrement.

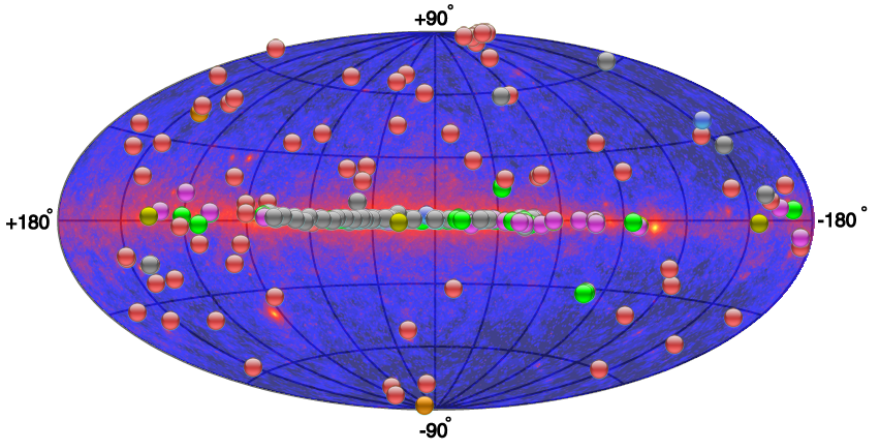


FIGURE 1.5 – Carte des sources astronomiques γ en coordonnées galactiques. En arrière plan est représenté la carte galactique d'émission diffuse établie par le satellite Fermi-LAT. On remarquera que la plupart des sources sont galactiques [25].

1.5.1 Supernova

Le terme nova signifie littéralement *nouvelle étoile* alors qu'il correspond souvent à la fin de vie d'une étoile. Ce phénomène s'accompagne d'une augmentation brève mais très intense de la lumière émise. Nous pouvons en distinguer deux grands types :

- Supernova de type Ia
- Supernova de type II, Ib et Ic : phase finale d'une étoile massive (effondrement du cœur)

Dans une supernova de type Ia, une naine blanche accrète la matière d'une étoile compagnon. Lorsque sa masse avoisine ou atteint la masse de Chandrasekhar (masse pour laquelle la force de pression de dégénérescence électronique est égale à la force de gravitation, soit environ 1.4 $M_{\odot}$), la pression interne de l'étoile est insuffisante pour contrecarrer sa propre gravité ; la naine commence à s'effondrer. Ce phénomène entraîne la fusion des atomes de carbone et d'oxygène qui composent l'étoile et ainsi la formation d'éléments beaucoup plus lourds. Les réactions de fusion n'étant plus régulées, elles s'emballent et provoquent la désintégration de la naine dans une gigantesque explosion. L'augmentation de luminosité est due à l'énergie libérée par l'explosion et se maintient le temps nécessaire pour que le cobalt de désintègre en fer. La luminosité d'une supernova de type Ia étant extrêmement régulière, ces supernovæ peuvent être utilisées comme chandelles cosmiques. En 1998, c'est par l'observation de supernovæ de type Ia dans des

galaxies éloignées, que les physiciens ont mis en évidence l'accélération de l'expansion de l'Univers [19]. Pour cette découverte, Saul Perlmutter, Brian B. Schmidt, et Adam Riess, obtinrent le prix Nobel en 2011 [17].

Les supernovæ de type II, Ib et Ic se produisent pour des étoiles de plus de 8 $M_{\odot}$ et induisant des réactions nucléaires allant jusqu'au fer. L'étoile, sur la fin de sa vie, a une structure en couche : selon la masse de l'étoile le fer et le nickel, éléments inertes et plus denses, se trouvent alors dans le cœur et les éléments plus légers en périphérie. Lorsque le cœur de fer atteint la masse de Chandrasekhar, l'étoile s'effondre sur elle-même en 10 ms environ. Cette contraction gravitationnelle du cœur provoque l'explosion de la supernova, les couches externes sont alors expulsées à des vitesses relativistes et peuvent générer des photons γ. Les supernovæ sont donc des bons candidats pour observer ces sursauts (voir le paragraphe 1.5.6).

Les caractéristiques du spectre des supernovæ dépendent de leur type :

- Ib absence de silicium, leur mécanisme n'est pas encore bien décrit ;
- Ic absence de silicium et d'hélium ;
- II absence d'hydrogène.

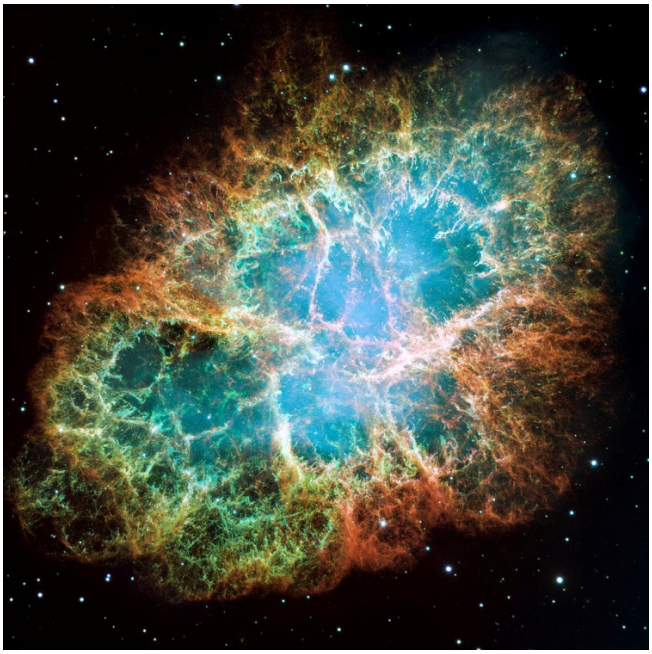


FIGURE 1.6 – Nébuleuse du Crabe en fausse couleur. Le rayonnement synchrotron est représenté en bleu. Cette supernova a été observée par les Chinois en 1054 [11].

1.5.2 Les nébuleuses à vent de pulsar (plérions)

Les explosions de supernova peuvent engendrer des étoiles à neutrons dont la masse est supérieure à notre Soleil mais avec un rayon de quelques kilomètres de diamètres. Le champ magnétique généré par ces étoiles à neutrons est très intense ($\sim 10^{12}$ Gauss). De plus, la période de rotation du pulsar est très rapide et peut varier de quelques millisecondes à quelques secondes. Les particules chargées se trouvant alors à proximité de

l'étoile à neutrons rayonnent dans un cône pouvant balayer la Terre. Autour de cet astre se trouvent le vent et des particules chargées parfois relativistes, constituant la nébuleuse.

Lors de l'explosion de la supernova une onde choc se propage jusque dans le milieu interstellaire. L'onde de choc génère une expansion de l'enveloppe et produit également un rayonnement synchrotron : les électrons sont accélérés grâce au champ magnétique très intense du pulsar. Cette coquille en expansion entoure une zone de densité relativement faible, dans laquelle les éjectas de supernova se développent librement. Cette phase d'expansion dure environ 100 à 200 ans après l'explosion de la supernova, jusqu'à ce que la masse du matériau balayé par l'onde dépasse la masse du matériau éjecté.

En même temps que l'onde de choc se propage à l'avant du milieu interstellaire, une onde de choc retour est également produite en direction du pulsar. Les matériaux constituant le rémanent sont alors chauffés à des milliers de degrés et provoquent l'émission de rayons X d'origine thermique (voir figure 1.7).

Des instabilités permettent de mélanger le milieu interstellaire avec les restes de la supernova et augmentent ainsi le champ magnétique à l'intérieur de la coquille. Ce sont les particules chargées et parfois accélérées à la vitesse de la lumière, qui forment une nébuleuse autour du pulsar. Les hautes énergies de ces particules en font de puissants émetteurs de rayons X et γ, l'intensité décroît si on s'éloigne du centre de la nébuleuse. Le pulsar au cœur de la nébuleuse génère des vents produisant un rayonnement non-thermique couvrant un large éventail des ondes électromagnétiques allant des ondes radios jusqu'à l'émission de rayons γ [21].

Quand un pulsar se déplace à travers le milieu interstellaire, la nébuleuse peut développer un choc en forme d'arc. La plupart des particules du vent sont alors confinées dans une direction opposée à celle du mouvement du pulsar et forment une queue de nébulosité. Des observations radio de pulsars en mouvement rapide confirment l'existence de ces queues brillantes et étendues ainsi que d'une nébulosité compacte près des pulsars. La longueur de cette queue émettant dans le domaine des rayons X peut dépasser de manière significative la taille de la nébuleuse.

Lors de la phase radiative, l'énergie de l'onde choc continue à se diluer et les électrons peuvent alors se recombiner pour former des éléments plus lourds. Lors de ce processus, le refroidissement de l'onde de choc est important.

Au fur et à mesure que le plérion vieillit, la nébulosité du reste de la supernova diminue également jusqu'à disparaître. Au fil du temps, le comportement de la nébuleuse évolue, elles vont devenir des reliques entourant des pulsars avec des rotations plus lentes du pulsar. Leur durée de vie est d'environ 15 000 ans, la coquille se dissipe car elle n'est plus alimentée suffisamment. La vitesse de dissipation dépend du taux d'énergie perdue par le pulsar [26]. Ceci se traduit par une perte d'énergie de rotation ou ralentissement du pulsar. Cette perte peut s'exprimer grâce à l'énergie cinétique d'un solide en rotation :

$$\frac{dE_C}{dt} = \frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2}I\Omega^2\right) = 4\pi I\frac{\dot{P}}{P^3}$$

Où P est la période de rotation du pulsar, I le moment d'inertie et Ω la pulsation de

rotation.

Le vent de la nébuleuse est composé de particules chargées relativistes accélérées par le champ magnétique extrêmement puissant de l'étoile à neutrons. Les pulsars sont des accélérateurs efficaces de particules. Les nébuleuses à vent de pulsar montrent souvent les propriétés suivantes :

- un flux polarisé et un indice spectral plat en flux dans le domaine des ondes radios. Un flux décroissant dans le domaine des rayons X ou γ ;
- une taille plus faible dans le domaine des rayons X par rapport au domaine des ondes radios.

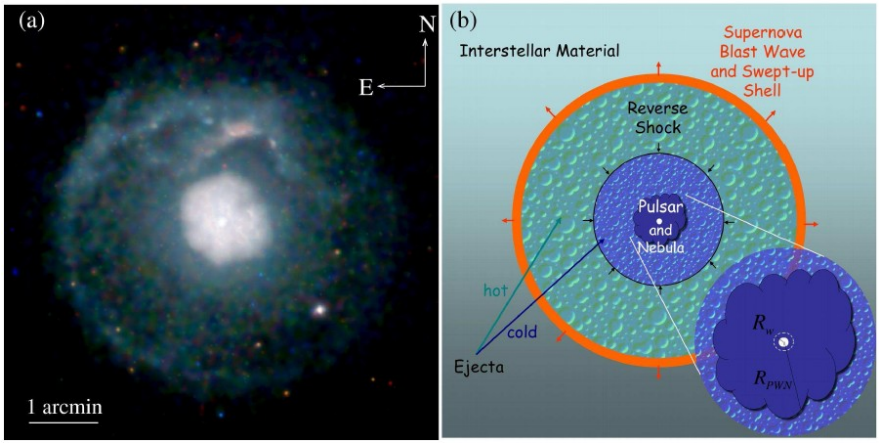


FIGURE 1.7 – (a) Image en rayons X prise par le satellite Chandra de l'objet SNR G21.5-0.9. Cette nébuleuse présente une symétrie circulaire, le pulsar J1833-1034 se trouvant au centre. La coque sphérique de la supernova est légèrement rougeoyante dans les rayons X ; Le centre du reste est rempli par une nébuleuse de vent pulsar d'électrons hautement relativistes avec une forte émission de rayons X. (b) Diagramme schématique montrant l'éjection chaude et froide séparée par le choc inverse. [6]

1.5.3 Les systèmes binaires

Au milieu du vingtième siècle, des premières tentatives ont été établies pour la fréquence de trouver un système binaire pour des étoiles de séquence principale F et G étoiles. Ces études ont suggéré qu'une très grande fraction (70-80%) de tous ces systèmes stellaires se composent d'étoiles binaires ou multiples [10] [1].

Les systèmes binaires émettant un rayonnement γ à très haute énergie et détectables par des télescopes Cherenkov sont composés d'un objet compact avec une étoile de type O ou Be. Ces objets particuliers feront l'objet d'un chapitre complet (voir chapitre 5). Les systèmes binaires en astronomie γ sont des sources variables : on observe une modulation du flux de photons dépendant souvent de la position de l'objet compact et/ou de la nature de l'étoile compagnon.

1.5.4 Les noyaux actifs de galaxies ou AGN (Active Galactic Nuclei).

Les noyaux actifs de galaxies possèdent un noyau très lumineux et sont le siège de production de rayonnement électromagnétique à différentes longueurs d'onde très intense. Ils représentent environ 10 % des galaxies et constituent une majorité des sources extragalactiques d'émission de photons γ.
Ces galaxies contiennent en leur centre un trou noir ($\sim 10^6$ à 10^9 $M_\odot$) qui accrète la matière se trouvant dans son environnement. Cet objet compact supermassif est donc capable d'accélérer les particules à des vitesse relativistes et de produire des photons de très haute énergie. Dans quelques cas, on peut également observer dans le domaine des ondes radio un jet de plasma atteignant des longueurs de plusieurs Mpc. La visibilité et l'intensité dépendent fortement de l'angle d'observation de ces galaxies particulières. Si l'angle est inférieur à 10°, l'émission des jets est amplifiée par effet Doppler et on parle de blazar. Les blazars constituent la grande majorité des AGN observés.

1.5.5 Galaxies à sursaut de formation d'étoiles (Starsburst galaxies)

Une galaxie starburst est une galaxie ayant un taux exceptionnellement élevé de formation d'étoiles, tellement important que la galaxie pourra consommer tout son réservoir de gaz, à partir duquel les étoiles se forment, à une échelle de temps beaucoup plus courte qu'une galaxie normale. Les Starbursts peuvent constituer une phase d'évolution d'une galaxie. En effet, la majorité des galaxies Starburst sont au milieu d'une fusion ou d'une rencontre avec une autre galaxie. La flambée d'étoiles peut être déclenchée par la déstabilisation du gaz induit par la collision avec une autre galaxie. On peut citer pour illustrer cette description les galaxies M82, NGC 4038 / NGC 4039 et IC 10.

1.5.6 Les sursauts γ (Gamma Ray Burst)

Ce sont de brèves émissions γ observées le plus souvent dans des galaxies lointaines et constituent les événements électromagnétiques les plus brillants connus dans l'univers. Les éclats peuvent durer de dix millisecondes à plusieurs heures [3] [7] [8]. Après le flash initial de rayons gamma, on observe généralement des émissions dans les domaines énergétiques à plus grandes longueurs d'ondes (rayons X, ultraviolets, optiques, infrarouges, micro-ondes et radio).

Le rayonnement intense des GRB les plus nombreux est censé être libéré lors d'une supernova ou d'une hypernova comme un effondrement très rapide d'une étoile supermassive. Il existe une sous-classe de GRB, avec des émissions courtes. Celles-ci proviennent d'un processus différent : la fusion des étoiles à neutrons binaires, lors de leur collision, ces deux astres sont détruits [23].

Les GRB sont des événements extrêmement rares : quelques par galaxie par million d'années [20]. Les GRB ont été détectés pour la première fois en 1967 par les satellites Vela, qui avaient été conçus pour détecter les essais d'armes nucléaires dissimulés.

1.6 Conclusion

Il existe plusieurs mécanismes d'émissions possibles responsables de la production de rayons γ. Le scénario " hadronique" fait référence au cas où l'émission γ à très haute énergie est fournie par la désintégration d'un pion. Les rayonnements synchrotron et inverse Compton correspondent au scénario "leptonique". Pour lever partiellement cette dégénérescence, on peut étudier le spectre d'une source sur une large gamme d'énergie. En ajustant les modèles au spectre obtenu, on peut favoriser un scénario par rapport à un autre.

Si on considère une population leptonique dont la répartition suit une loi de puissance $N(E) \propto E^{-p}$, le système est considéré comme stable avec une diffusion négligeable. Le processus de perte dominant influe le spectre observé. Si la perte par ionisation prédomine, le spectre de particules résultant suit $N(E) \propto E^{-(p-1)}$, alors que si les pertes synchrotron ou Inverse Compton dominent, $N(E) \propto E^{-(p+1)}$. Dans le cas d'un rayonnement de Bremsstrahlung dominant, le spectre reste inchangé. Ces processus d'accélération et d'émission sont particulièrement pertinents pour l'étude des sources astrophysiques à très haute énergie.

Pour les systèmes binaires, le modèle est souvent difficile à établir car le système est anisotrope, il faut alors tenir compte de la position de l'objet compact par rapport à l'étoile compagnon, ainsi que celle de l'observateur comme nous le verrons dans le chapitre 5.

1.7 Bibliographie

[1] ABT, H. A. et S. G. LEVY. 1976, «Multiplicity among solar-type stars», *APJS*, vol. 30, p. 273–306. 28

[2] AHARONIAN, F. 2002, «Astronomy : The cosmic accelerator», *Nature*, vol. 416, p. 797–798. 24

[3] ATKINSON, N. 2015, «New Kind of Gamma Ray Burst is Ultra Long-Lasting», URL https://www.universetoday.com/101486/new-kind-of-gamma-ray-burst-is-ultra-long-lasting/. 29

[4] FODOR, Z., S. KATZ et AL. 2006, «Strong Neutrino-Nucleon Interactions at Ultrahigh Energies as a Solution to the GZK Puzzle», dans *The Tenth Marcel Grossmann Meeting*, p. 741. 19

[5] FORREST, D. J., W. T. VESTRAND et AL. 1985, «Neutral pion production in solar flares», *International Cosmic Ray Conference*, vol. 4. 24

[6] GAENSLER, B. M. et P. O. SLANE. 2006, «The Evolution and Structure of Pulsar Wind Nebulae», *ARA&A*, vol. 44, p. 17–47. 28

[7] GENDRE, B., G. STRATTA, J. L. ATTEIA et AL. 2013, «The Ultra-long Gamma-Ray Burst 111209A : The Collapse of a Blue Supergiant ?», *ApJ*, vol. 76. 29

[8] GRAHAM, J. F. et A. S. FRUCHTER. 2013, «The Metal Aversion of Long-duration Gamma-Ray Bursts», *ApJ*, vol. 774, 119. 29

[9] GREISEN, K. 1966, «End to the cosmic-ray spectrum ?», *Phys. Rev. Lett.*, vol. 16, p. 748–750. 20

[10] HEINTZ, W. D. 1969, «A Statistical Study of Binary Stars», *Journal of the Royal Astronomical Society of Canada*, vol. 63, p. 275. 28

[11] HESTER, J. et A. LOLL. 2017, «The Crab Nebula», URL https://www.nasa.gov/multimedia/imagegallery/image_feature_1604.html. 26

[12] HILLAS, A. M. 1984, «The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays», *ARAA*, vol. 22, p. 425–444. 22

[13] MARIAUD, C. 2012, «Comment réaliser une chambre à brouillard ?», *B.U.P*, vol. 940. 16

[14] NAGANO, M. 2009, «Search for the end of the energy spectrum of primary cosmic rays», *New Journal of Physics*, vol. 11, nº 6, p. 065 012. URL http://stacks.iop.org/1367-2630/11/i=6/a=065012. 21

[15] NOBELPRIZE.ORG. 2014, «Prix Nobel de Physique en 1927», URL https://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1927/. 16

[16] NOBELPRIZE.ORG. 2014, «Prix Nobel de Physique en 1936», URL https://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1936/. 16

[17] NOBELPRIZE.ORG. 2014, «Prix Nobel de Physique en 2011», URL https://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2011/. 26

[18] OSTIE, B. et B. CARROLL. 2007, *An Introduction to Modern Astrophysics*, Kindle Edition. 24

[19] PERLMUTTER, S., G. ALDERING, G. GOLDHABER et AL. 1999, «Measurements of Ω and Λ from 42 High-Redshift Supernovae», *ApJ*, vol. 517, p. 565–586. 26

[20] PODSIADLOWSKI, P., P. A. MAZZALI, K. NOMOTO et AL. 2004, «The Rates of Hypernovae and Gamma-Ray Bursts : Implications for Their Progenitors», *ApJ*, vol. 607, p. L17–L20. 29

[21] SAFI-HARB, S. 2012, «Plerionic supernova remnants», dans *American Institute of Physics Conference Series, American Institute of Physics Conference Series*, vol. 1505, édité par F. A. Aharonian, W. Hofmann et F. M. Rieger, p. 13–20. 27

[22] SPURIO, M. 2015, *Particles and astrophysics : a multi-messenger approach*, Springer. 23

[23] TSANG, D., J. S. READ, T. HINDERER et AL. 2012, «Resonant Shattering of Neutron Star Crusts», *Physical Review Letters*, vol. 108, nº 1. 29

[24] VF HESS SOCIETY, S. P., ECHOPHYSICS. 2012, «A century of discoveries - Physicists celebrate centenary of the discovery of cosmic rays», URL https://phys.org/news/2012-07-century-discoveries-physicists-celebrate.html. 17

[25] WAKELY, S. et D. HORAN. 2018, «TeV CAT Catalog», URL http://tevcat.uchicago.edu/. 25

[26] WEILER, K. W. et N. PANAGIA. 1978, «Are Crab-type Supernova Remnants (Plerions) Short-lived ?», *A&A*, vol. 70, p. 419. 27

[27] ZATSEPIN, G. T. et V. A. KUZ'MIN. 1966, «Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays», *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, vol. 4, p. 78. 20

Chapitre 2

Les télescopes Cherenkov

« *Télescope : instrument inventé par les étoiles pour regarder notre œil.* »

Hervé Bailly-Basin / Paroles

Sommaire

2.1 Introduction 35
2.2 Principe de la technique d'imagerie Cherenkov atmosphérique 35
2.2.1 Développement de la gerbe d'origine électromagnétique 35
2.2.2 Développement des gerbes hadroniques 36
2.2.3 Séparation des gerbes hadroniques et électromagnétique 38
2.3 Quelques exemples de télescopes Cherenkov 39
2.3.1 Instruments actuels 39
2.3.2 CTA 41
2.4 Réseaux de télescopes H.E.S.S. 42
2.4.1 Configuration des miroirs 42
2.4.2 Caméras 43
2.4.3 Taux de déclenchement 44
2.5 Calibration des caméras de H.E.S.S. 45
2.5.1 Gains, piédestaux et Flat-field 45
2.5.2 Efficacité Optique 47
2.5.3 Calibration du pointé 48
2.6 Reconstruction des événements 49
2.6.1 Nettoyage de l'image 49
2.6.2 Paramètres de Hillas 49
2.6.3 Méthode semi-analytique 51
2.7 Soustraction du fond 52
2.7.1 Méthode des régions OFF multiples 52
2.7.2 Méthode de l'anneau complet (Ring Background) 52
2.8 Significance d'une source 53
2.9 Performances de H.E.S.S. II 54
2.10 Analyse spectrale 55

2.11 Conclusion 56
2.12 Bibliographie 57

2.1 Introduction

L'étude des systèmes binaires pouvant émettre à très haute énergie ne peut être possible que si nous disposons de télescopes capables de détecter les photons γ. Ils utilisent l'imagerie atmosphérique Cherenkov. Ces instruments disposent maintenant d'une bonne résolution angulaire et leur sensibilité dans le domaine du rayon γ n'est plus très loin des limites fondamentales. Ici, nous présenterons les télescopes utilisant cette technique ainsi que le futur de cette imagerie avec la prochaine génération de télescopes à imagerie Cherenkov (CTA).

Le fonctionnement de ces instruments est complexe, mais comprendre leur fonctionnement et les paramètres pouvant gêner la détection des photons γ permettent aussi d'améliorer les observations effectuées des sources astronomiques. Plusieurs méthodes des analyses du signal sont présentées dans ce chapitre ainsi que les différents spectres obtenus.

2.2 Principe de la technique d'imagerie Cherenkov atmosphérique

2.2.1 Développement de la gerbe d'origine électromagnétique

Les photons à haute énergie entrant dans l'atmosphère interagissent avec les atomes de l'atmosphère terrestre et déclenchent des gerbes de particules, par l'intermédiaire de production de paires d'électrons et de mécanismes de bremsstrahlung (voir figure 2.2). Le nombre de particules générées est étroitement lié à l'énergie du photon primaire et à la densité de molécules d'air dans l'atmosphère (cette densité diminuant avec l'altitude). Par exemple, pour une gerbe de particules déclenchée par des photons de l'ordre ~1 TeV, la largeur maximale se produit pour une profondeur de ~ 300g.cm^{-2} soit à ~10 km au-dessus du niveau de la mer si l'angle zénithal de ces photons est nul. Les électrons et les positrons ayant une énergie supérieure à $\frac{m_e c^2}{\sqrt{1-n^{-2}}}$ peuvent émettre une lumière Cherenkov [18], car ces particules se déplacent à une vitesse supérieure à la célérité de la lumière dans l'air. Cette lumière, émise pendant un intervalle très court (~ 5 ns), permet d'obtenir une image de la gerbe et ainsi remonter ainsi à l'énergie impliquée et la direction incidente du photon γ. L'étude de cette lumière de Cherenkov permet d'avoir accès l'énergie de la gerbe. Comme l'indice de réfraction est proche de 1, l'angle d'ouverture de la lumière de Cherenkov dans l'air est d'environ $\theta \approx 1.4°$ ($\cos\theta = \frac{1}{n.\beta}$) soit un rayon du cône de lumière de ~120 m de large à une hauteur d'observation typique de ~2000 m. Cet angle est encore plus faible dans les hautes couches de l'atmosphère, en effet la masse volumique de l'air diminue avec l'altitude. Cette lumière est donc très peu dispersée ce qui ne serait pas le cas si le milieu était de l'eau ($\theta \approx 41°$) (voir figure 2.1).

Pour une efficacité optique instrumentale d'environ de 10%, des miroirs ayant une superficie totale de ~100 m^2 sont nécessaires pour produire des images contenant au moins 100 photoélectrons pour des énergies de l'ordre de 100 GeV. Si les gerbes de particules se développent à des distances d'impact de plus d'une centaine de mètres du réseau de télescopes, seules celles de plus de 10 TeV seront alors observables. Comme

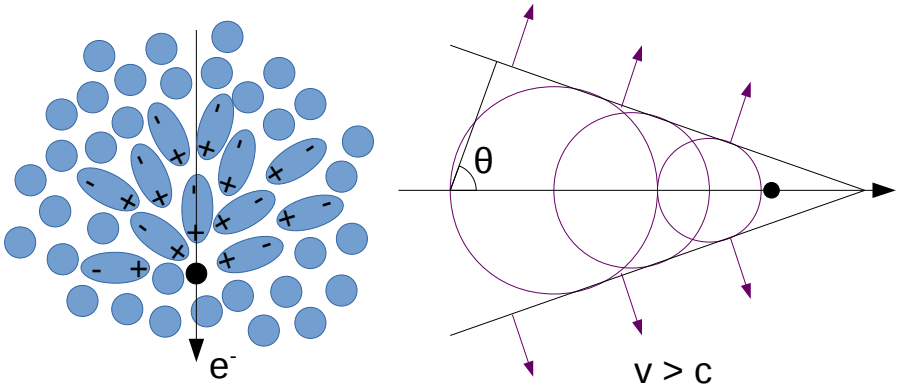


FIGURE 2.1 – Schématisation de l'émission Cherenkov : lorsqu'une particule chargée ultra-relativiste traverse un milieu diélectrique, elle polarise les molécules ou atomes environnants (schéma de gauche). Lorsque v > c il se crée alors un cône de lumière dont l'angle d'ouverture θ dépend de l'indice de réfraction du milieu, en effet, il se produit une dépolarisation cohérente du milieu diélectrique. A l'inverse, si v < c, le milieu est aussi polarisé, mais la dépolarisation se fait de façon incohérente ne pouvant générer une lumière Cherenkov.

le cône de la lumière Cherenkov ne dure que quelques nanosecondes, une électronique rapide, couplée à des photocapteurs eux aussi rapides est donc nécessaire. Le temps d'exposition doit également être faible afin de réduire l'impact de la lumière du fond du ciel nocturne (Night Sky Background - NSB).

Comme la plus grande partie de la lumière Cherenkov provenant des gerbes de l'ordre du TeV est produite autour du point de développement maximal de la gerbe, l'intensité de la lumière au niveau du sol est inversement proportionnel à d^2, où d est la distance au maximum de la gerbe, mais la surface couverte par la lumière Cherenkov est proportionnelle à d^2. Les observations à des altitudes plus faibles ou à des angles zénithaux plus importants peuvent être utilisées, mais au détriment d'un seuil d'énergie plus élevé [16]. Les images des gerbes en astronomie γ ont des largeurs de typiques et des longueurs de ~0.1° et ~0.3° respectivement pour ~1 TeV, et une distance d'impact de 100m. La position du centre de gravité de l'image dans la caméra est directement corrélée avec la distance d'impact de l'axe de la gerbe par rapport au télescope. À des énergies plus élevées, la zone de collecte efficace pour un télescope Cherenkov est donc souvent limitée par la taille du champ de vision (Field of View - FoV), plutôt que par la surface des miroirs.

2.2.2 Développement des gerbes hadroniques

Les gerbes produites par les protons ou les noyaux d'hélium (entités constituant l'essentiel du rayonnement cosmique) génèrent des réactions nucléaires plus complexes comme la spallation produisant en particulier des mésons π et K. Les particules π^0 peuvent produire deux photons γ alors que les particules π^- et π^+ génèrent davantage de muons ou de neutrinos (voir figure 2.3). Ainsi, la multiplicité des particules produites, l'impulsion transverse des pions et la diffusion coulombienne des électrons font que l'image de la gerbe hadronique sera moins symétrique que celle issue d'une gerbe électromagnétique.

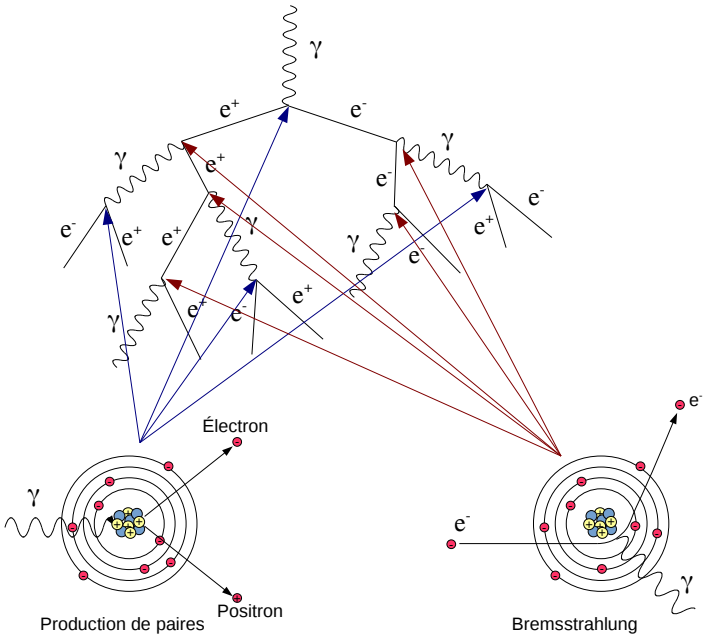


FIGURE 2.2 – Mécanisme de développement d'une cascade atmosphérique. Un photon γ peut initier la production d'une paire électron/positron (production de paires). Un électron peut aussi interagir avec le champ électrique d'un noyau atomique et initier un photon γ (rayonnement de Bremsstrahlung).

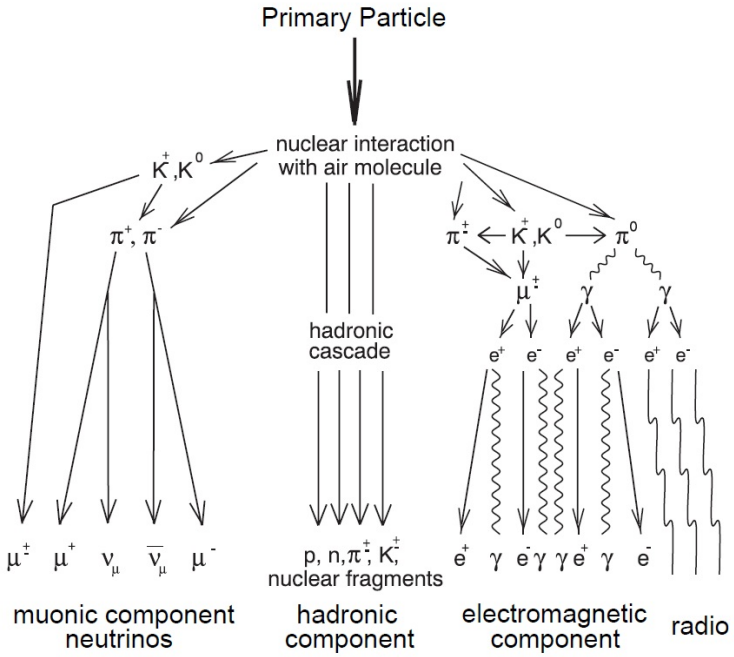
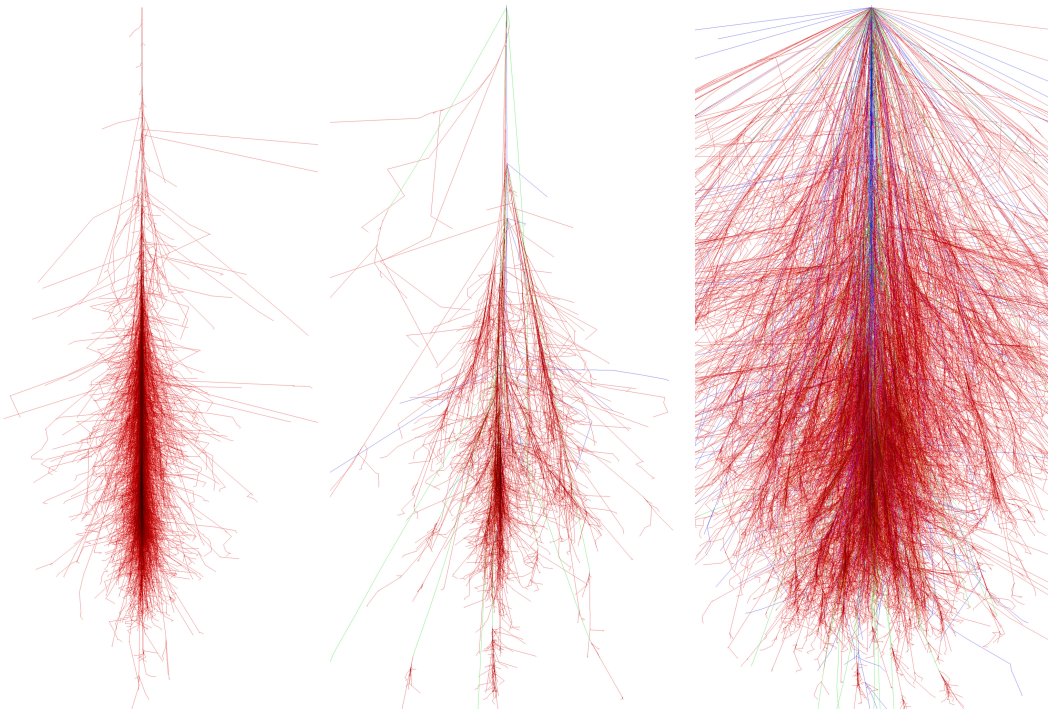


FIGURE 2.3 – Développement schématique d'une gerbe hadronique. Les pions et kaons engendrent des sous-gerbes électromagnétiques mais également une impulsion transverse. [25]

2.2.3 Séparation des gerbes hadroniques et électromagnétique

Les cascades de particules produites dans l'atmosphère par des photons de très haute énergie ne représentent qu'une très faible proportion, il est donc important de les distinguer des autres gerbes. Ainsi la forme de l'image obtenue sur la caméra nous donnera de précieux renseignements pour connaître la nature de la particule incidente et ainsi séparer les gerbes issues d'un photon γ (< 0.1 %) de celles issues d'un proton (> 99 % des cascades).

Cependant pour 20% des gerbes, la distinction est plus difficile, nous pourrons lever cette ambigüité par des techniques de soustraction du fond. La première hauteur d'interaction est également un autre facteur déterminant, elle est plus fluctuante pour les gerbes hadroniques.



(a) (b) (c)

FIGURE 2.4 – Simulations de cascades atmosphériques engendrées par un photon à 100 GeV (a), un proton à 100 GeV (b) et un noyau de fer à 1 TeV (c) avec un angle zénithal nul. [13] [14]

L'avantage de disposer de plusieurs télescopes est que la cascade atmosphérique peut être visualisée simultanément sous différents angles, une approche connue sous le nom de stéréoscopie. Les images enregistrées simultanément dans de multiples télescopes sont identifiées comme appartenant à la même gerbe de particules. Lors d'une analyse, ces images sont combinées, permettant ainsi de reconstruire de façon précise la direction incidente de la particule primaire. Des informations supplémentaires permettent également une estimation plus précise de l'énergie de la cascade atmosphérique et une meilleure séparation photons γ / protons.

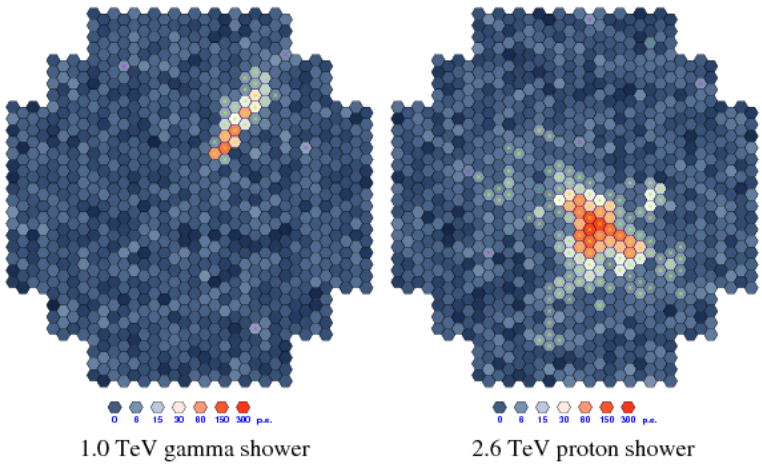


FIGURE 2.5 – Simulations d'une gerbe atmosphérique d'un proton et d'un photon sur une caméra d'un télescope Cherenkov. [28]

2.3 Quelques exemples de télescopes Cherenkov

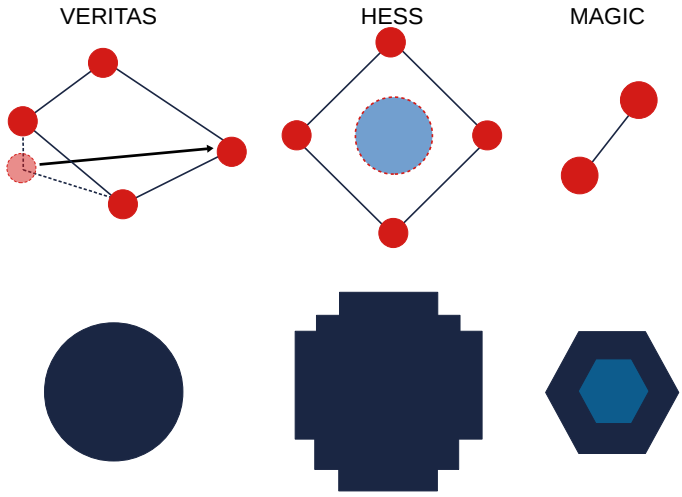


FIGURE 2.6 – Comparaison de la disposition (en haut) et du champ de vue des caméras (en bas) pour les principaux détecteurs atmosphériques de Cherenkov actuellement en service. La flèche indique la relocation du télescope 1 dans le réseau VERITAS [24]. Le cercle en pointillé représente le cinquième télescope mis en service dans la collaboration H.E.S.S. depuis 2012. La région la plus claire au centre de la caméra MAGIC illustre la région avec une taille de pixel plus petite.

2.3.1 Instruments actuels

H.E.S.S.

High Energy Stereoscopic System (H.E.S.S.) est un ensemble de télescopes à imagerie Cherenkov nommés en l'honneur de Victor Hess (pour sa découverte des rayons cosmiques). Il a commencé ses observations en 2002 et a été pleinement opérationnel en

2004. H.E.S.S. est situé dans les hautes terres de Khomas, en Namibie, à 1800 m d'altitude. L'emplacement a été choisi pour son climat sec avec des températures régulières, Cette position géographique offre une très bonne visibilité de la Voie Lactée dans cette partie de l'hémisphère. Par conséquent, la contribution de H.E.S.S. est assez importante, plus de la moitié des sources γ au TeV actuellement connues ont été découvertes par ce réseau de télescopes. Comme son nom l'indique, le principe de la stéréoscopie est utilisé, ce qui n'a pas été le cas pour tous les télescopes utilisant l'imagerie Cherenkov. L'altitude du site de 1800 m apporte également une contribution importante en raison de la dépendance de la surface éclairée au sol par la lumière Cherenkov, le rayon typique de la tache au sol étant de 120 m. Afin d'optimiser le nombre de gerbes mesurées stéréoscopiquement, les quatre télescopes originaux de H.E.S.S. sont disposés ainsi en carré avec des côtés de 120 m, les coins de ce carré étant orientés vers les quatre points cardinaux.

La deuxième phase de H.E.S.S. a débuté en 2012, avec l'inauguration d'un cinquième télescope (CT5) situé au centre des quatre premiers constituant le carré. Avec une surface réfléchissante six fois plus grande que les autres télescopes, il a permis d'obtenir une meilleure sensibilité du réseau aux énergies les plus basses. L'une des principales motivations scientifiques de l'abaissement du seuil d'énergie est d'obtenir des données dans une nouvelle gamme d'énergies précédemment inaccessibles, et ainsi combler l'écart entre les données obtenues au sol par les télescopes Cherenkov et les données obtenues dans l'espace à plus basse énergie (Fermi-LAT). Ce recoupement des données permet de mieux contraindre les nombreuses sources émettrices de rayons γ à des énergies de l'ordre du GeV ou 100 GeV. De plus, la rapidité de pointage vers une nouvelle position pour le cinquième télescope est grandement améliorée, ce qui permet également l'étude des gamma-ray bursts.

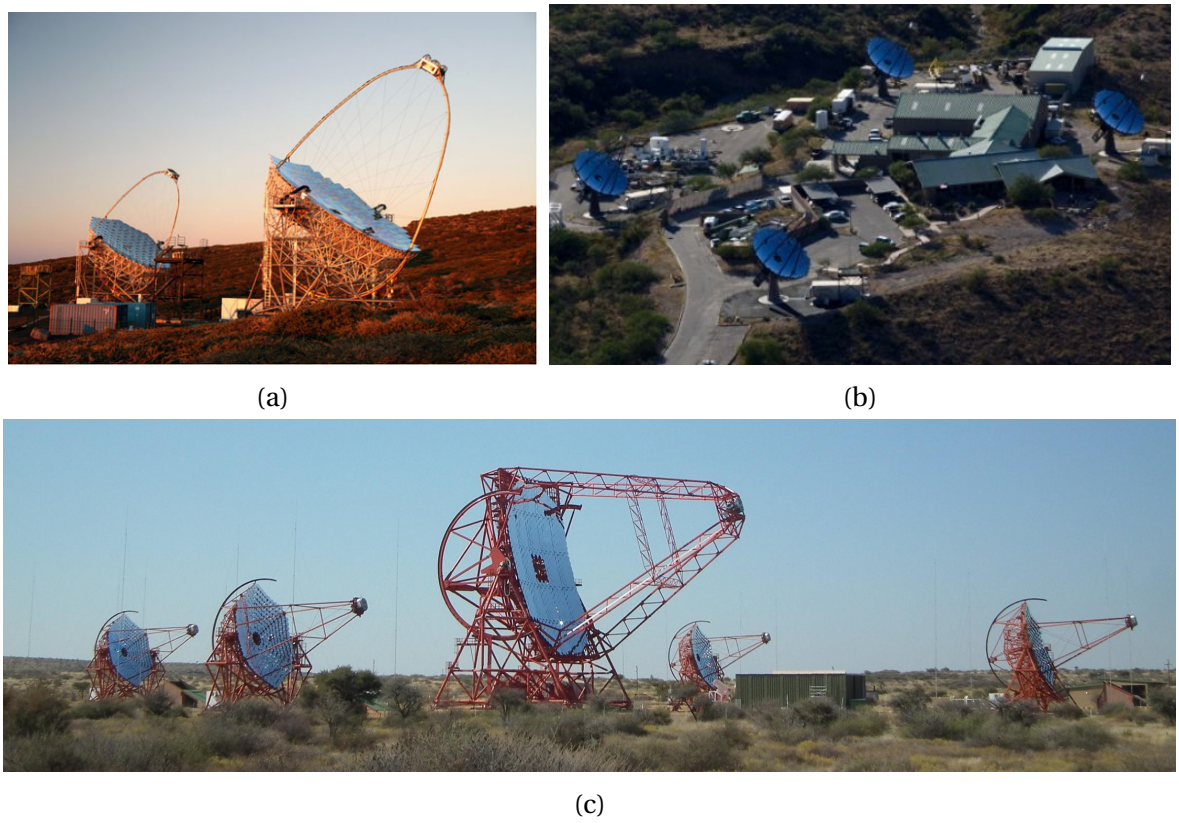
MAGIC

Le télescope MAGIC à La Palma, aux îles Canaries, avec deux télescopes de 17m de diamètre, a été le plus grand télescope Cherenkov en opération avant H.E.S.S. II, permettant d'obtenir un seuil de détection en énergie très bas ($\approx$ 60 GeV) [8]. Il a été constitué tout d'abord que d'un seul télescope, la conception de l'instrument a été guidée par deux objectifs, pour pouvoir orienter rapidement le télescope en réponse aux alertes des gamma-ray bursts et atteindre un seuil d'énergie aussi faible que possible. La taille des pixels sur le premier télescope n'est pas uniforme, ils sont plus petits au centre de la caméra. La construction légère (en masse) permet une vitesse de rotation de $\sim 5\,^{\circ}.s^{-1}$. Un profil parabolique supprime la dispersion du temps en raison des différences de longueur de trajet optique et une mise à niveau de la première caméra permet de réaliser maintenant un échantillonnage à 2 GHz, induisant une meilleure synchronisation de l'information pour la détection du flash Cherenkov. Les avantages d'un système stéréoscopique (comme pour H.E.S.S.) ont motivé la deuxième phase du projet MAGIC : la construction d'un second télescope de 17 m à 85 m du premier. Ce deuxième télescope est maintenant opérationnel et dispose d'une caméra avec une taille de pixel uniforme.

VERITAS

VERITAS (The Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System) est un réseau de quatre télescopes de 12 m de diamètre, cette expérience fut pleinement opérationnelle en 2007. La conception globale, et donc la sensibilité, de l'ensemble de ce té-

lescopes est plutôt similaire à celle de H.E.S.S.. VERITAS possède l'avantage d'un échantillonnage très rapide très rapide de 500 MHz, grâce à des cartes flash-ADC (Analog to Digit Converters), mais un champ de vue un peu plus étroit ($\approx 3.5°$), ce qui peut limiter les performances à des énergies élevées [18].



(a) (b)

(c)

FIGURE 2.7 – (a) : Télescopes MAGIC à La Palma [7], (b) : Télescopes VERITAS à Whipple Observatory sur le mont Hopkins [27], (c) : Télescopes H.E.S.S. dans le Khomas Highland en Namibie.

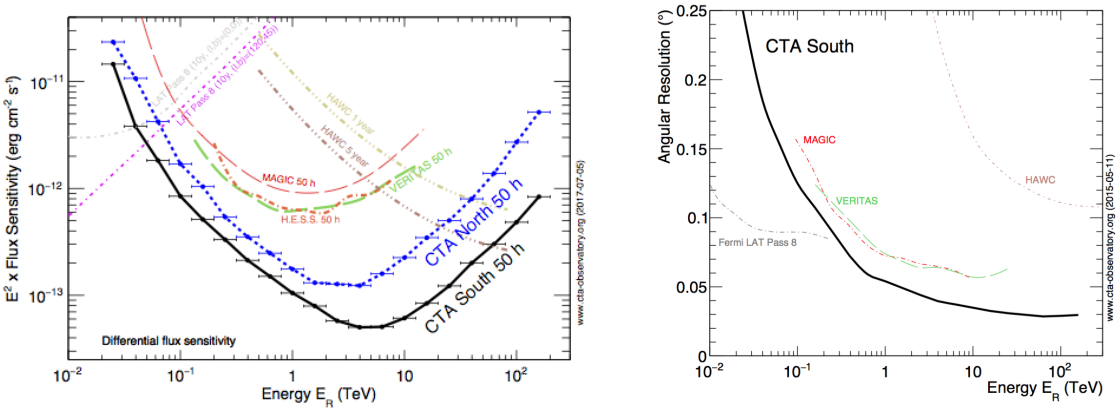
2.3.2 CTA

À l'heure actuelle, la plupart des 3 expériences décrites ci-dessus arrivent à terme. La communauté se tourne vers une gamme plus large de télescopes Cherenkov (CTA), H.E.S.S. ayant montré la possibilité de fonctionner avec plusieurs télescopes de type différents. Cette nouvelle génération de télescopes sera comme H.E.S.S. un système hybride de différentes télescopes permettra d'obtenir une meilleure sensibilité et résolution angulaire d'un ordre de grandeur par rapport aux expériences actuelles (voir figure 2.8). Trois tailles de télescopes seront utilisées, Large-Sized Telescopes (LST), Medium-Sized Telescopes (MST) et Small-Sized Telescopes (SST) pour les plus petits ; ils seront répartis sur deux sites, un dans l'hémisphère Nord à La Palma et un autre dans l'hémisphère Sud au Chili :

- Hémisphère Sud : 4 LSTs, 25 MSTs and 70 SSTs répartis sur une surface ~ 4 km^2.
- Hémisphère Nord : 4 LSTs, 15 MSTs répartis sur une surface ~ 0.4 km^2.

Davantage de télescopes sont disposés sur l'hémisphère Sud en raison du nombre de sources γ présentes dans la Voie Lactée. Les télescopes de grande taille occuperont le centre, autour seront placés les télescopes de tailles intermédiaires, puis enfin en bordure

les plus petits. La découverte de nouvelles sources et l'observation peut-être de nouveaux phénomènes physiques sont bien sûr attendus.



(a) (b)

FIGURE 2.8 – (a) : Sensibilité de CTA en fonction de l'énergie Les courbes ci-dessus ne donnent qu'une comparaison indicative de la sensibilité des différents instruments, car la méthode de calcul et les critères appliqués sont différents. En particulier, la définition de la sensibilité différentielle pour HAWC est plutôt différente du fait du manque de reconstruction d'énergie pour les photons individuels dans l'analyse HAWC [9]. (b) : Résolution angulaire de CTA comparée à d'autres expériences comme HAWC, Fermi, MAGIC et VERITAS [9].

2.4 Réseaux de télescopes H.E.S.S.

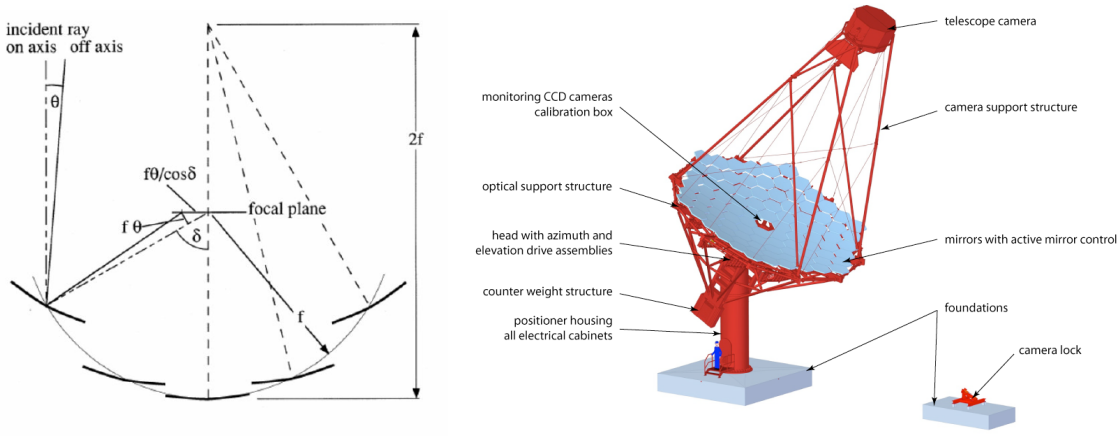
2.4.1 Configuration des miroirs

Tous les télescopes H.E.S.S. se composent d'une surface réfléchissante sur laquelle est disposée plusieurs miroirs orientables individuellement. Ceux des premiers télescopes (H.E.S.S. phase I) ont pour but de focaliser la lumière sur une caméra ultra-rapide. Le diamètre pour chaque télescope est de 13 m (soit une surface de 107 m^2) et ils sont composés de 380 panneaux de 60 cm chacun.

Les miroirs ont une distance focale de 15 m et sont disposés sur une surface sphérique de rayon de 7.5 m soit la moitié de la distance focale du télescope. Cette configuration, nommée Davies-Cotton permet de réduire l'aberration de coma du télescope. En effet, les photons arrivant sur les bords de la caméra parcourent une distance plus grande de ceux arrivant sur le centre de la caméra. La différence de temps entre le centre du disque et le rayon situé à une distance r du centre est donnée par la formule : $c.\Delta t = f\,(1- \cos\alpha)$ avec $\sin\alpha = r/f$ (voir figure 2.9). Dans le cas de HESS : $r_{max} = 6.5$ m, $f = 15$ m et donc $\Delta t_{max} = 4.5$ ns, ce qui permet d'éviter une trop grande dispersion du signal.

Ce principe n'est plus valable avec des télescopes plus larges : l'anisochronisme devient trop important et cette configuration augmente également le taux du NSB (Night Sky background). Le cinquième télescope est donc conçu avec une forme parabolique, la distance focale étant cette fois-ci de 36 m. Les miroirs sont constitués de verre aluminisé avec un revêtement de quartz [4]. Ils doivent avoir une réflectivité optique élevée dans

les longueurs d'ondes ultraviolettes et bleues visibles (domaine électromagnétique de la lumière Cherenkov), tout en étant raisonnablement résistant aux variations environnementales et climatiques.

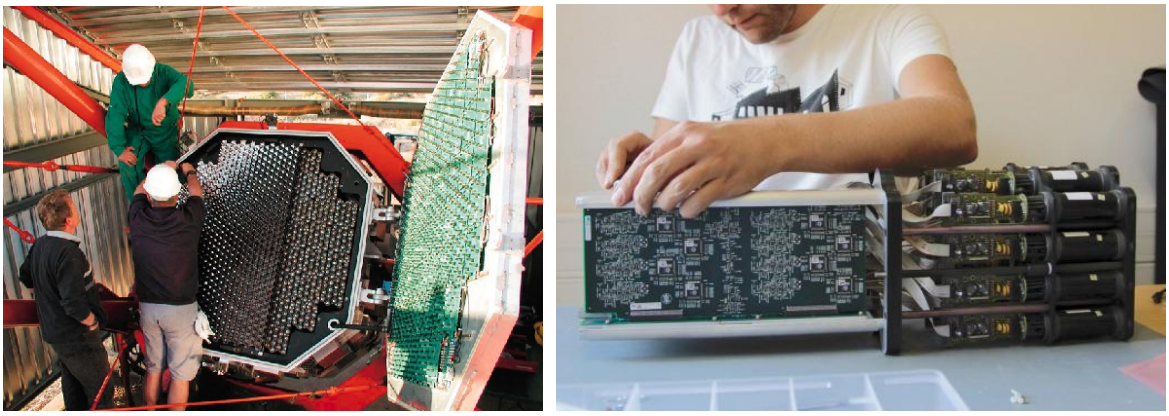


(a) (b)

FIGURE 2.9 – (a) : Schéma de la configuration en Davies-Cotton [26], (b) : Le design du futur télescope MST de CTA aura également une configuration en Davies-Cotton [10].

2.4.2 Caméras

Chaque pixel de caméra est équipé d'un cône Winston, permettant la collection des photons lumineux vers le photomultiplicateur (PM) qui amplifie et convertit le signal en photoélectrons. Les caméras sont finement pixellisées ce qui rend possible une reconstruction précise de la gerbe.



(a) (b)

FIGURE 2.10 – (a) : Photo d'une des caméras de H.E.S.S. au moment de l'installation des cônes de Winston, (b) : Assemblage d'un module des nouvelles caméras de H.E.S.S. en Namibie, montrant de droite à gauche les photodétecteurs avec leurs bases et la carte de lecture, avec leurs puces NECTAr.

Chaque caméra de CT1-4 est constituée d'un réseau hexagonal de 960 tubes photomultiplicateurs. Chaque PM correspond à un pixel sur l'image finale obtenue, son

champ de vue dans le ciel est de 0.16°, le champ de vue total pour les télescopes H.E.S.S. phase I sont de 5°. La caméra du cinquième télescope est considérablement plus grande, elle possède 2048 pixels de 0.067° de diamètre chacun pour un champ de vue total de 3.2° [15]. Des photoélectrons produits à la cathode sont accélérés et amplifiés à chaque passage dans les dynodes.

Dans H.E.S.S., un gain nominal de $\sim 2\times10^5$ est appliqué afin de détecter le photoélectron produit au départ à la cathode. Les photomultiplicateurs sont regroupés par 16 dans des unités appelées « tiroirs ». Il existe deux canaux d'acquisition utilisés simultanément couvrant différentes plages de charge de signal : une amplification faible si le signal est important et élevé dans le cas contraire. On utilise lors d'un des deux canaux lors de l'analyse des données. Le signal électrique est ensuite envoyé grâce à un convertisseur analogique à numérique (ADC) avec la sortie finale puis enregistrée en coups d'ADC.

A l'arrière de la caméra se trouve une baie électronique contenant l'unité centrale et le système de déclenchement de la caméra. L'information est ainsi directement numérisée, évitant une dégradation du signal dans le cas classique où il est véhiculé de façon analogique jusqu'au traitement des données.

La caméra du télescope CT1 a été mise à jour au cours de l'été 2015, les autres caméras CT2-4 au cours de l'automne 2016. Cette opération a pour but de maintenir les systèmes à un niveau optimal grâce à l'introduction de la puce NECTAr. Cette puce sera également utilisée dans les télescopes CTA (voir figure 2.10).

2.4.3 Taux de déclenchement

Le système de déclenchement des caméras se fait à deux niveaux. Le premier niveau de déclenchement s'effectue dans la caméra en elle-même. La caméra est déclenchée si un certain nombre de pixels appartenant à un même secteur de la caméra observe un signal dans une courte fenêtre de temps (~ ns) avec une intensité minimale (~ 4 photo–électrons). Ce test de coïncidence des pixels est effectué en continu dans plusieurs secteurs de la caméra arbitraires qui se chevauchent. Un ordre est alors envoyé pour arrêter l'acquisition et commencer le traitement des données. L'information est envoyée par fibre optique du télescope jusqu'au déclenchement central.

Les évènements qui se produisent dans un seul télescope sont appelés évènements mono (monoscopiques), alors que les évènements déclenchant simultanément plus d'un télescope sont qualifiés d'évènements stéréo (stéréoscopiques). Dans H.E.S.S. II, les évènements mono ne sont stockés que pour CT5 : pour les autres télescopes, un déclencheur stéréoscopique est requis avant l'enregistrement du signal. La contrainte imposée du déclenchement stéréoscopique contribue à minimiser la quantité d'évènements parasites induits par le bruit du fond du ciel nocturne (NSB), ainsi que les évènements dus à des muons individuels. En effet, bien qu'ils soient en général produits dans les gerbes hadroniques, la faible section efficace des muons leur permet d'avoir une composante plus pénétrante dans l'atmosphère et ils peuvent être détectés seuls lorsqu'ils tombent loin de la cascade hadronique. Ceci constitue une contribution importante du signal de fond. L'enregistrement des évènements stéréoscopiques permet de réduire aussi le taux de déclenchement pour CT1-4, rendant le débit et la gestion des données plus aisée. Les

évènements mono dans CT5 sont toujours enregistrés, car ils permettent d'accéder à un seuil d'énergie beaucoup plus faible comparé avec CT1-4 utilisés seuls. Les évènements stéréo impliquant CT5 en conjonction avec l'un des 4 autres télescopes ont également augmenté le taux général de déclenchement du réseau. Pour de nombreux évènements qui auraient déjà été rejetés comme monoscopiques dans l'un des CT1-4, la zone de miroir grandement augmentée de CT5 lui permet de détecter également davantage d'évènements, que l'on appelle évènements hybrides.

Ainsi, le deuxième niveau de déclenchement s'effectue dans le bâtiment de contrôle : si dans une fenêtre de temps de 80 ns, le central trigger reçoit au moins une information de 2 télescopes différents, caractéristique d'un évènement stéréo, alors les données du télescopes sont enregistrées [5], ce qui permet de réduire le taux de déclenchement de 1.4 kHz pour les caméras de type H.E.S.S. phase I à 300 ~ 400 Hz [11]. À part l'exception faite pour CT5, on enregistre tous les évènements de la caméra ayant satisfait les deux premiers critères (4 p.e et 3 pixels).

2.5 Calibration des caméras de H.E.S.S.

2.5.1 Gains, piédestaux et Flat-field

Les photomultiplicateurs convertissent les photons en photo-électrons, le signal est ensuite converti en valeur numérique (pas d'ADC). Le but de la calibration est de connaître la relation entre le nombre de photo-électrons et le pas d'ADC [22].

De manière à recouvrir une large bande d'évènements à différentes énergies, pour l'amplification il existe la chaîne :

- de haut gain (HG) pour les évènements de faible intensité ;
- de bas gain (LG) pour les évènements de forte intensité ;

Les PMs ne sont pas homogènes, ils ne répondent pas de la même façon à un signal lumineux, il faut donc en tenir compte dans l'analyse du signal. Pour étalonner un simple photoélectron (p.e.), on utilise une DEL envoyant un signal lumineux périodique générant un unique 1p.e. Sur chaque pixel, on regarde la réponse en coups d'ADC dans le canal à gain élevé de chaque pixel de la caméra. Le signal est traité en pas d'ADC et on appelle S_{HG} le signal pour le haut gain et S_{LG} pour le signal du bas gain. Le choix de l'amplification est fait par le logiciel d'analyse des données :

$$\begin{cases} S_{HG} = \dfrac{ADC_{HG} - P_{HG}}{\gamma_{HG}} \times FF \\ S_{LG} = \dfrac{ADC_{LG} - P_{LG}}{\gamma_{HG}} \times (HG/LG) \times FF \end{cases} \tag{2.1}$$

où P_{HG} et P_{LG} sont les positions de référence, du haut gain et du bas gain respectivement, du piédestal en pas d'ADC, γ_{HG} le facteur de conversion entre les pas d'ADC et le nombre de photo-électrons (ce facteur est appelé également gain), HG/LG le rapport entre le haut gain et bas gain dans la chaîne électronique et FF le coefficient de flat fielding.

Le coefficient de flat fielding est une grandeur tenant compte de l'inhomogénéité des photomultiplicateurs et cônes de Winston au sein de la caméra. A certains moments

particuliers, la caméra est éclairée par des DELs pulsées au centre du miroir produisant un faisceau homogène. La différence de réponse entre chaque pixel en sortie permet de déterminer la valeur du coefficient du flat fielding FF.

La distribution d'un photo-électron en pas d'ADC, $\mathcal{G}(x)$ obéit à la somme de deux gaussiennes décrites dans l'équation 2.2. La valeur de gain est obtenue par un ajustement de la répartition en pixels des coups d'ADC. Cette fonction d'ajustement est une convolution du signal obéissant à une fonction poissonienne (due à la DEL clignotante) avec la réponse de l'instrument, comprenant le socle électronique obéissant à une gaussienne et la réponse photoélectronique de type gaussien également [2].

$$\mathcal{G}(x) = \mathrm{N}\times\left(\frac{e^{-\mu}}{\sqrt{2\pi}\sigma_\mathrm{P}}\exp\left[-\frac{(x-\mathrm{P_{HG}})^2}{2\sigma_\mathrm{P}^2}\right] + \mathrm{N_S}\sum_{n=1}^{m\gg 1}\frac{e^{-\mu}}{\sqrt{2\pi n}\sigma_{\gamma_e}}\frac{\mu^n}{n!}\exp\left[-\frac{(x-\mathrm{P_{HG}}-n\gamma_\mathrm{HG})^2}{2\sigma_{\gamma_e}^2}n\right]\right) \tag{2.2}$$

où N est le nombre total d'évènements, $\mathrm{N_S}$ une constante de normalisation, μ la luminosité moyenne (nombre moyen de photo-électron par évènement, σ_P la largeur du piédestal, σ_{γ_e} la largeur du pic du photo-électron.

L'ajustement permet d'obtenir la valeur du gain du photomultiplicateur γ_HG. Lors d'une analyse des données, le gain est moyenné sur une lunaison. Le gain permet d'amplifier des évènements de faible intensité provoquant également une augmentation du taux de déclenchement de la caméra.

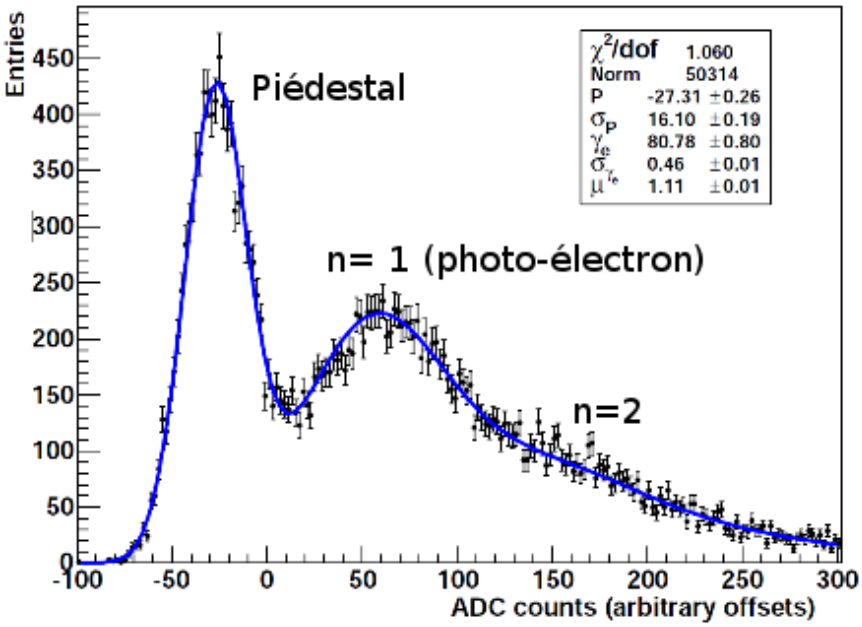


FIGURE 2.11 – Distribution du signal en pas d'ADC du photo-électron unique (points noirs). La fonction d'ajustement 2.2 est représentée en bleu [6]. La haute tension est déterminée de façon à avoir le pic du photo-électron à 80 pas d'ADC au-dessus du piédestal [11]. 2 photo-électrons auront ainsi un coup d'ADC de 160.

Le piédestal de la caméra se réfère ainsi à la réponse de la caméra en l'absence de lumière et constitue une mesure de la réponse de base des caméras. La connaissance des piédestaux électroniques des photomultiplicateurs dans l'obscurité nous permet de

connaître le bruit électronique : on obtient une distribution gaussienne avec un faible étalement. Cette calibration est réalisée lorsque la caméra est placée dans l'obscurité. La position du piédestal est notamment sensible à la température de la caméra, de sorte qu'une température stable est recherchée pour effectuer cette calibration. Le piédestal est aussi estimé à partir des données en faisant la moyenne des coups d'ADC des pixels n'ayant pas contribué à l'image de la gerbe. Une nouvelle estimation est faite tous les milliers d'évènements. La largeur du socle peut être utilisée comme mesure du niveau de NSB dans la caméra, ainsi qu'une estimation de la haute tension.

2.5.2 Efficacité Optique

L'étude des muons détectés par le réseau des télescopes H.E.S.S. nous permet de connaître la quantité de photons perdus au niveau du détecteur et nous donne accès à l'efficacité optique (μ_{eff}) de notre télescope. Ces différentes pertes sont dues à [6] :

- l'efficacité de réflexion des miroirs Re ;
- la caméra et les mâts (ombre) Sh ;
- aux cônes de Winston (réflexion) Co ;
- l'efficacité des photomultiplicateurs QE ;

L'efficacité optique maximale pour un télescope H.E.S.S. a donc pour expression [6] :

$$\mu_{eff,max} = Re \times (1 - Sh) \times Co \times QE \approx 10\%$$

Cependant le matériel se dégrade au cours du temps et l'efficacité optique (μ_{eff}) diminue (figure 2.13). C'est pourquoi l'étude des anneaux de lumière Cherenkov produits par les muons nous donne accès aux photons perdus dans l'image et à un constat de la rapidité de vieillissement du matériel. Cependant, il faut mettre en place les reconstructions des anneaux muoniques. L'efficacité optique μ_{eff} se détermine à partir du rapport entre le nombre de photo-électrons réellement produits et le nombre de photons prédits par le modèle.

Les muons possèdent en effet la propriété de perdre très peu d'énergie entre le moment où ils sont produits et leur arrivée dans les basses couches de l'atmosphère. Leur faisceau de lumière émis reste parallèle lors de la traversée de l'atmosphère, on observe alors un anneau de lumière au niveau de la caméra.

Pour reconstruire les anneaux de muons et connaître le nombre de photo-électrons N produits dans la caméra, on utilise l'expression suivante donné par Rovero [1] et repris par Chalmé [6] :

$$\frac{d^4N}{drd\Phi d\lambda d\theta} = \frac{\alpha}{2}\sin(2\theta_C)\frac{\Psi(\lambda)}{\lambda^2}D(\Phi)\alpha(r,\lambda)\frac{\exp\left(-\frac{(\theta-\theta_C)^2}{2\sigma_T^2(r,\theta_C)}\right)}{\sqrt{2\pi}\sigma_T(r,\theta_C)} \tag{2.3}$$

avec σ_T la largeur de l'anneau considéré comme gaussienne, r la distance d'impact avec le télescope et le miroir considérés, θ la distance entre le centre de l'anneau et le photomultiplicateur étudié, θ_C l'angle Cherenkov (dépendant de β), α le coefficient d'absorption de l'atmosphère, Φ l'angle azimutal et D la corde définie entre le plan du

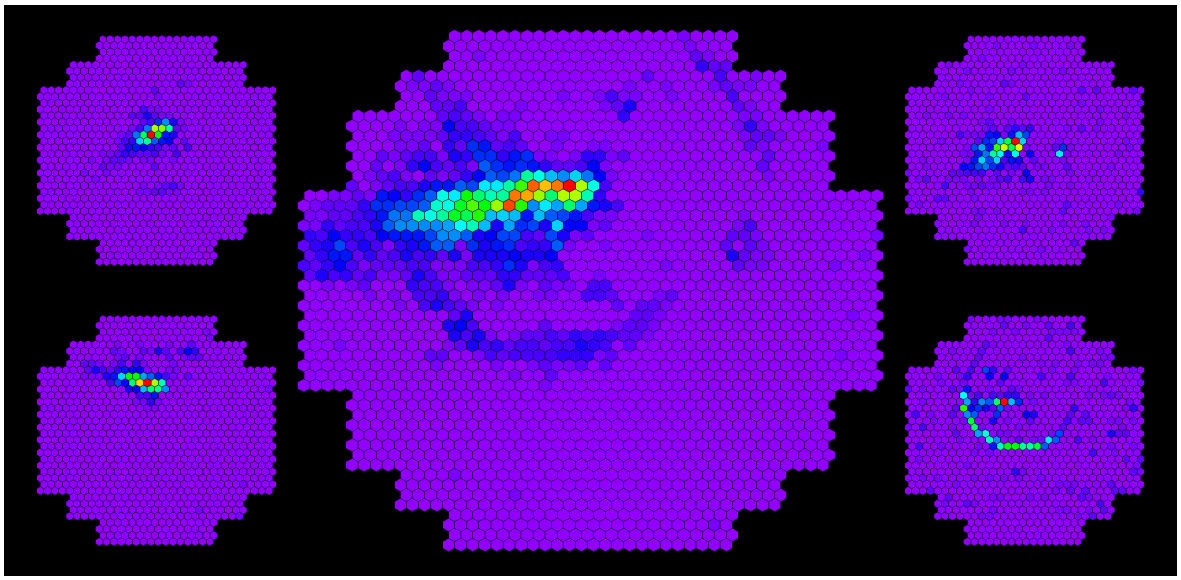


FIGURE 2.12 – Observation d'un anneau correspondant à un muon sur les caméras du milieu (CT5) et la caméra en bas à droite. L'arc de cercle n'est pas complet dû aux pertes de photons dans le télescope.

miroir et le plan de la trajectoire des photons.

Le coefficient d'absorption des photons α ne correspond pas à celui de notre étude dans le chapitre 4, les muons émettent leur lumière Cherenkov à plus basse altitude, les UVB et UVC sont alors très peu absorbés par l'atmosphère terrestre.

Après nettoyage de l'image (voir section 2.6.1), l'ajustement du modèle de l'anneau est fait pixel par pixel en recherchant la maximum de vraisemblance $L(s \mid \mu)$:

$$L(s \mid \mu) = -2\ln\left[\sum_n \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n\sqrt{2\pi(\sigma_P^2 + n\sigma_\gamma^2)}} \exp\left(-\frac{(s-n)^2}{2(\sigma_P^2 + n\sigma_\gamma^2)}\right)\right] \tag{2.4}$$

où s est le signal enregistrés en photo-électrons, μ le modèle dérivé de l'équation 2.4, σ_P la largeur du piédestal et σ_γ la largeur du pic d'un photo-électron unique.

2.5.3 Calibration du pointé

Régulièrement, il est nécessaire de vérifier le pointé des télescopes. Pour cela, on applique des caches sur les caméras et on oriente les télescopes vers une succession d'étoiles choisies dans un ordre aléatoire, mais à partir d'une liste satisfaisant des critères de sélection minutieux (notamment la magnitude des objets stellaires). Un jeu de DEL est monté sur le socle du cache et est utilisé comme positions de référence. Pour chaque étoile, un ensemble d'images du ciel nocturne est pris avec une caméra CCD appelée SkyCCD (monté parallèlement à l'axe optique). Les mesures sont utilisées afin d'établir :

- les divergences entre les positions attendues et mesurées des DEL par rapport aux positions connues des étoiles,
- les distorsions des images d'étoiles sur le couvercle de la caméra.

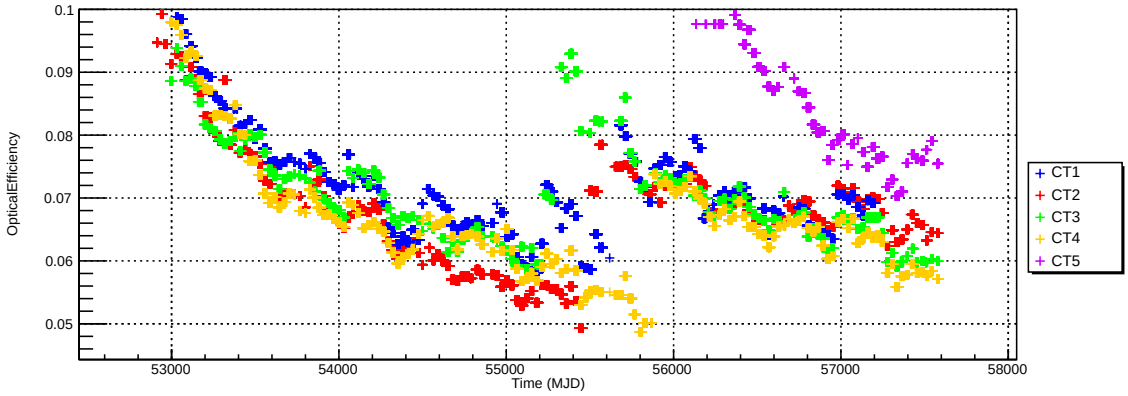


FIGURE 2.13 – Evolution de l'efficacité optique au cours du temps. La ré-aluminisation à partir de l'année 2011 a permis une augmentation significative de leur valeur.

Des méthodes alternatives, encore moins robustes, de pointage d'étalonnage peuvent être obtenues à partir des données elles-mêmes. Les étoiles déjà dans le champ de vue des télescopes font parties du NSB et conduisent à des signaux lumineux dans des pixels isolés. Bien que ces pixels ne soient pas utilisés dans l'analyse de données standard, ils peuvent être exploités pour vérifier l'étalonnage et la précision de pointage du télescope.

2.6 Reconstruction des événements

2.6.1 Nettoyage de l'image

Avant de commencer l'étape de reconstruction, il faut nettoyer l'image de manière à éliminer les bruits de fond ou les pixels ayant une intensité trop faible. Pour cela on effectue un nettoyage « à double seuil », on garde le pixel si celui-ci est voisin d'un autre pixel au-dessus d'un seuil minimal et inversement. Les valeurs typiques sont souvent 5/10 p.e. ou 4/7 p.e.. Ce nettoyage permet d'éliminer en particulier les pixels très lumineux et isolés, en raison des étoiles dans le NSB. Cette opération de nettoyage sera également utilisée pour l'étude de l'influence du champ magnétique terrestre sur une gerbe électromagnétique (voir chapitre 4).

Cependant, ce nettoyage n'est pas toujours idéal : la coupure entraîne la suppression des évènements de faible énergie. Des améliorations ont été apportées à partir du temps d'arrivée du signal de crête dans chaque pixel, permettant une meilleure de rejection du bruit électronique et du NSB. Ceci est dû au fait que la forme spatiale et temporelle de l'impulsion d'un rayon γ typique est plus élevée, les signaux NSB et hadroniques sont plus aléatoires. L'utilisation de cette synchronisation dans le nettoyage de l'image de Cherenkov a été démontrée sur l'expérience MAGIC [23]. Parmi les télescopes H.E.S.S., CT5 stocke des informations de synchronisation, ce qui fait que l'on peut appliquer aussi cette technique seulement pour les données incluant le cinquième télescope [6].

2.6.2 Paramètres de Hillas

Cette méthode des moments a été définie par Hillas en 1985 [17] et est maintenant appliquée dans de nombreuses expériences en astronomie γ. On suppose dans cette ap-

proche que l'image obtenue est une ellipse. Les paramètres de Hillas sont les suivants :

- la longueur (L) et la largeur (W) de l'ellipse ;
- le barycentre de l'image ;
- la distance angulaire D entre le barycentre de l'image et la position théorique de la source ;
- l'angle de l'image par rapport l'axe principal (φ) ;
- l'orientation de l'image dans la caméra (α).

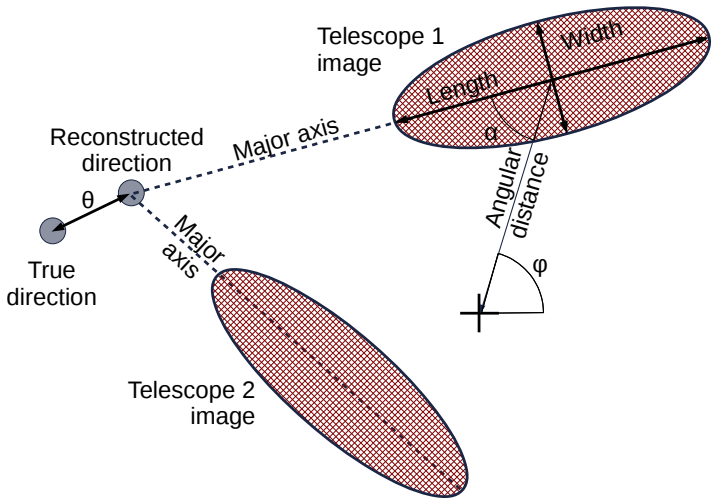


FIGURE 2.14 – Définition des paramètres de Hillas. L'intersection des axes principaux des ellipses à partir de plusieurs télescopes permet de reconstruire la direction de la source.

Ces paramètres de Hillas permettent d'ajuster l'image obtenue par une ellipse (voir figure 2.14). À partir des tables générées via des simulations Monte Carlo et à partir de l'impact reconstruit et de l'amplitude de l'image, la largeur $\langle w_i \rangle$ et la longueur $\langle l_i \rangle$ attendues sont trouvées et comparées aux largeurs mesurées w_i et des longueurs l_i pour chaque télescope noté i.

$$SW = \frac{w_i - \langle w_i \rangle}{\sigma_{wi}},\ SL = \frac{l_i - \langle l_i \rangle}{\sigma_{li}} \tag{2.5}$$

Où σ_{wi} et σ_{li} est la valeur efficace moyenne obtenue à partir des tables de recherche. Ces valeurs sont ensuite combinées pour tous les télescopes ayant été déclenchés pour cet évènement afin d'obtenir la variable « Mean Reduced Scaled Width » (MRSW) et « Mean Reduced Scaled Length » (MRSL) pour la longueur :

$$MRSW = \frac{\sum SW}{\frac{NTels}{\sqrt{NTels}}},\ MRSL = \frac{\sum SL}{\frac{NTels}{\sqrt{NTels}}} \tag{2.6}$$

Les paramètres de Hillas permettent de reconstruire en plus la direction et l'énergie de la particule incidente. L'énergie est calculée par comparaison avec des images simulées en utilisant le paramètre d'impact et l'amplitude contenue dans l'ellipse de Hillas. Ces variables ne permettent pas seulement de reconstruire les paramètres de la gerbes, elles fournissent également une discrimination entre les candidats γ et les hadrons.

2.6.3 Méthode semi-analytique

Cette méthode fut mise au point pour l'étude des données de l'expérience CAT dans les années 90 [20]. La technique repose sur la comparaison pixel par pixel de l'image de la gerbe avec des images pré-calculées. Ces distributions sont dérivées des simulations de Monte Carlo et paramétrées pour obtenir une description analytique de la gerbe. La densité de lumière est déterminée à partir d'une multi-intégrale [11] dépendante du développement longitudinal de la gerbe, de l'énergie de la gerbe, de la direction par rapport au télescope et par rapport à la direction principale de la gerbe, de la longueur d'onde des photons Cherenkov et de l'angle azimutal. Une fois le modèle de la gerbe obtenue, les images actuelles de la caméra sont comparées avec celles du modèle. La fonction de vraisemblance logarithmique utilisée est la somme sur tous les pixels de « pixel log-likelihood » s'exprimant de la manière suivante :

$$\ln L = -2\ln P_i(s_i \mid \mu, \sigma_P, \sigma_\gamma) \tag{2.7}$$

où $P_i(s_i \mid \mu, \sigma_P, \sigma_\gamma)$ est la probabilité d'obtenir un signal s connaissant l'amplitude μ, la fluctuation du piédestal σ_P et une fluctuation sur la valeur du photoélectron unique σ_γ. Cette vraisemblance s'exprime de la manière suivante :

$$P(s \mid \mu, \sigma_P, \sigma_\gamma) = \sum_n \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!\sqrt{2\pi(\sigma_P^2 + n\sigma_\gamma^2)}} \exp\left(-\frac{(s-n)^2}{2(\sigma_P^2 + n\sigma_\gamma^2)}\right) \tag{2.8}$$

$P_i(s_i \mid \mu, \sigma_P, \sigma_\gamma)$ correspond donc à la convolution d'une distribution de Poisson du nombre de photoélectrons n avec la résolution du photomultiplicateur. Cette probabilité tient compte du bruit de fond introduit par l'électronique et celui du ciel. Les images n'ont pas besoin de subir de nettoyage et l'analyse est indépendante de la région du ciel observée. On définit alors le « telescope log-likelihood » comme la somme sur tous les pixels du « pixel log-likelihood » :

$$\ln L_{tel} = \sum_{pixel_i} L_i = \sum_{pixel_i} -2 \times \ln P_i(s_i \mid \mu, \sigma_P, \sigma_{1pe}) \tag{2.9}$$

Il est alors possible de construire une variable qui évalue la qualité de l'ajustement de l'image de la gerbe (goodness of fit). Cette variable se comporte comme un χ^2 et se définit de la manière suivante :

$$G = \frac{\sum_{pixel_i} \left[\ln L(s_i \mid \mu_i) - \langle \ln L \rangle|_{\mu_i}\right]}{\sqrt{2 \times N_{dof}}} \tag{2.10}$$

où N_{dof} est le nombre de degré de liberté et $\langle \ln L \rangle|_{\mu_i}$ la valeur attendue de la vraisemblance.

La clé de cette analyse repose sur cette variable goodness puisque elle estime la probabilité qu'un évènement soit un rayonnement γ. Afin d'avoir une meilleure séparation photon/hadron, les pixels de la caméra sont séparés en deux catégories à la fin de l'ajustement. Les pixels dont l'amplitude prédite par le modèle est supérieure à 0.01 photoélectrons ainsi que pour trois pixels voisins sont appelés « cœur de gerbe ». Les autres sont identifiés comme pixels du background. Ainsi à partir de cette séparation des pixels en deux catégories, on crée deux variables : ShowerGoodness et BackgroundGoodness, définies en utilisant le même modèle que Goodness. Cependant, le nombre de degré de

libertés de ShowerGoodness est plus faible que Goodness ce qui permet de la rendre plus sensible à la forme de la gerbe et ainsi améliorer la séparation hadron/photon. BackgroundGoodness est plus sensible à l'émission plus diffuse et la détection de sous–gerbes issues d'une cascade principale de type hadronique.

Ces variables sont ensuite mises à l'échelle et moyennées sur l'ensemble des télescopes ayant détecté la gerbe. On crée ainsi les variables MeanScaledShowerGoodness et MeanScaledBackgroundGoodness ; la première variable étant au final la variable discriminante de ce modèle d'analyse. MeanScaledShowerGoodness permet de rejeter plus de 95% du fond et de garder ~70% des rayons γ. Ces variables décrites dans cette sous-partie sont très bien décrites dans ces deux publications [11] et [12] ; cette méthode est couramment utilisée dans les analyses des télescopes H.E.S.S..

2.7 Soustraction du fond

Les méthodes d'analyse présentées précédemment permettent une bonne séparation des évènements pour plus de 70% des cas, γ-like est le terme employé pour signifier qu'un photon γ est détecté. Pour les gerbes restantes, l'analyse morphologique n'est plus efficace, notamment les électrons produisant des gerbes très similaires aux photons, ou des sous-gerbes issues des cascades hadroniques. On considère le fond (background) comme étant isotrope, une soustraction peut donc être utilisée à partir des évènements détectés dans ce fond. Plusieurs méthodes ont été développées [20]. Un choix minutieux sera fait pour choisir les régions de contrôle permettant une estimation et une soustraction du fond (ou régions OFF). Cependant, la source que l'on étudie n'est pas nécessairement l'unique source de très haute énergie dans le champ de vue. Les autres sources doivent bien sûr ne pas être pris en compte dans la soustraction du fond. C'est pourquoi il est nécessaire dans une analyse de définir également des régions d'exclusion. Nous présentons ici deux méthodes que l'on utilise assez souvent dans les analyses de sources γ.

2.7.1 Méthode des régions OFF multiples

Dans ce cas, la région OFF a la même taille et la même forme que la région ON, les deux régions étant également décalées de la position d'observation. Grâce à l'égalité de ce décalage, la correction par une acceptance radiale n'est pas utile pour cette méthode de soustraction. En effet, les régions où l'exposition du télescope est importante aura plus de chance de détecter des photons γ. Dans des régions complexes ou avec des sources multiples ou des sources étendues remplissant le champ de vue, une variante connue sous le nom de méthode de fond réfléchi (reflected background [3]) peut être utilisée.

2.7.2 Méthode de l'anneau complet (Ring Background)

Dans cette approche, l'estimation de fond est prise en considérant un anneau autour de la position de la source, en définissant un rayon à partir de la source et une épaisseur spécifiques. Pour les sources isolées, cette approche est relativement simple. Dans le cas de régions complexes à sources multiples ou de sources étendues, la taille de l'anneau peut être adaptée afin de rester dans le champ de vision, soit en modifiant le rayon interne, soit en gardant l'épaisseur de l'anneau fixe, ce qui garantit que les estimations de fond sont prises au-delà des régions d'exclusion. L'acceptance doit être prise en compte,

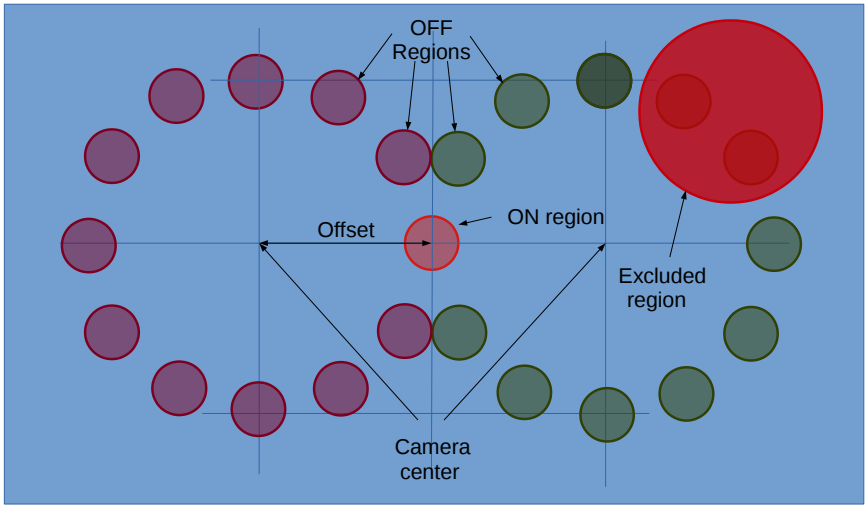


FIGURE 2.15 – Méthode de soustraction en utilisant la technique des régions OFF multiples. La caméra a pointé dans la zone de la source étudiée (ON region) a deux endroits différents (croix bleues). Les régions OFF (en vert et en violet) ont la même taille et se situent à la même distance du centre de la caméra que la région ON. On a représenté une région d'exclusion, ce qui a pour effet de supprimer deux régions OFF.

les régions observées par les télescopes ne sont pas dans ce cas exposées de la même façon.

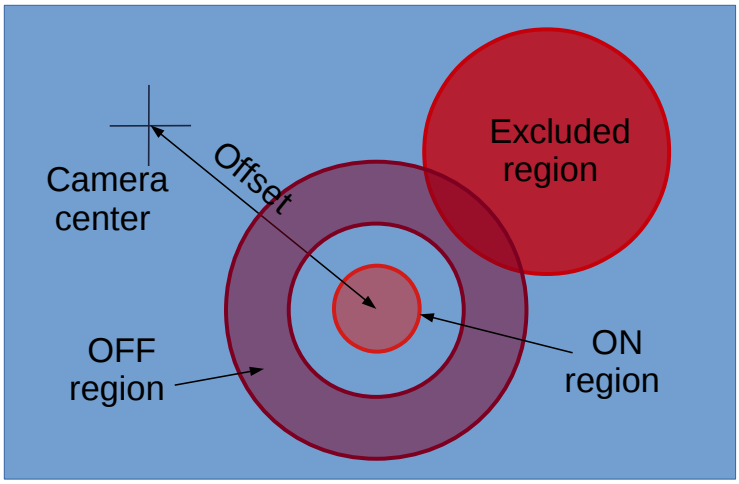


FIGURE 2.16 – Méthode de soustraction en utilisant la technique de l'anneau complet. La région OFF peut être amputée d'une partie de son aire si une région d'exclusion vient chevaucher l'aire de l'anneau.

2.8 Significance d'une source

L'extraction du signal dans les données est basée au final sur la comparaison du nombre d'évènements entre la région qui nous intéresse (N_{ON} évènements) et la région de contrôle qui est supposée contenir seulement le fond continu (N_{OFF} évènements). Selon la statistique de Li et Ma [21], la significativité d'un excès $N_{ON} - \alpha N_{OFF}$ est donnée par

la formule :

$$S = -2 \times \ln\lambda \tag{2.11}$$

où λ est le likelihood-ratio entre deux hypothèses :

- Hypothèse 1 : le nombre d'évènements observés N_{ON} résulte du nombre d'évènements du fond du ciel (B) plus le signal S de la source que l'on veut extraire. En combinant les deux probabilités, on obtient :

$$P(N_{ON}, N_{OFF} \mid S, B) = \frac{\exp -(S+\alpha B)(S+\alpha B)^{N_{ON}}}{N_{ON}!} \times \frac{\exp(-B) \times B^{N_{OFF}}}{N_{OFF}!}$$

- Hypothèse 2 : le nombre d'évènements observés résulte seulement du nombre d'évènements du fond du ciel $\alpha \times B$:

$$P(N_{ON}, N_{OFF} \mid B) = \frac{\exp -(\alpha B)(\alpha B)^{N_{ON}}}{N_{ON}!} \times \frac{\exp(-B) \times B^{N_{OFF}}}{N_{OFF}!}$$

Ces deux probabilités doivent être maximisées, afin d'optimiser le nombre d'évènements les plus probables. Pour cela, on maximise la vraisemblance (likelihood) de cette probabilité :

$$\left(\frac{\partial \log P(N_{ON}, N_{OFF} \mid S, B)}{\partial S}\right)_B = 0, \left(\frac{\partial \log P(N_{ON}, N_{OFF} \mid S, B)}{\partial B}\right)_S = 0 \text{ et } \frac{\partial \log P_0(N_{ON}, N_{OFF} \mid B)}{\partial B} = 0$$

où P_0 correspond au cas d'une hypothèse nulle. La solution nous donne : $\overline{S} = N_{ON} - \alpha N_{OFF}$, $\overline{B} = N_{OFF}$ et $\overline{B_0} = \frac{N_{OFF} + N_{ON}}{\alpha + 1}$ pour l'hypothèse nulle [11].

Finalement le ratio λ du likelihood ratio s'exprime :

$$\lambda = \frac{P(N_{ON}, N_{OFF} \mid \overline{B_0})}{P(N_{ON}, N_{OFF} \mid \overline{S}, \overline{B_0})} = \left[\frac{\alpha}{\alpha+1}\left(\frac{N_{ON}+N_{OFF}}{N_{ON}}\right)\right]^{N_{ON}} \times \left[\frac{1}{\alpha+1}\left(\frac{N_{ON}+N_{OFF}}{N_{ON}}\right)\right]^{N_{OFF}} \tag{2.12}$$

Dans le cas d'une distribution poissonienne des évènements $S = N_{ON} - \alpha N_{OFF}$,
$S = -2 \times \ln\lambda$ suit asymptotiquement une loi de χ^2 à un degré de liberté. Il est nécessaire d'avoir une significance de plus de 5 déviations standards (notée σ par la suite), pour une source extragalactique et de plus de 7σ pour un objet situé dans la Voie Lactée pour considérer le signal S comme une source γ. En effet le fond est beaucoup plus fluctuant dans notre galaxie.

2.9 Performances de H.E.S.S. II

L'addition de CT5 permet d'obtenir un seuil en énergie plus faible, une résolution angulaire améliorée en stéréo et une sensibilité accrue du système. L'ensemble, avec des améliorations dans les techniques d'analyse, conduit à une performance accrue du système H.E.S.S..

La résolution angulaire du système est une mesure de la position à laquelle l'origine de l'émission de rayons γ peut être déterminée. Ceci est particulièrement important pour séparer plusieurs sources apparaissant très proches dans le ciel. Ceci peut servir également à déterminer avec une meilleure précision les caractéristiques morphologiques

d'une source étendue. La résolution angulaire en analyse stéréoscopique est du même ordre de grandeur avec ou sans le cinquième télescope. Cependant, elle est dégradée si on utilise le cinquième télescope seul (mode mono) dans l'analyse. Mais l'avantage de ce type d'analyse est que l'on peut descendre le seuil en énergie. Le but est donc de trouver le bon compromis entre une analyse ayant un seuil en énergie assez bas tout en conservant une résolution angulaire tout à fait satisfaisante. C'est pourquoi, il a été mis en place une analyse combined [19]. Un événement détecté par la cinquième caméra et une autre télescope peut être analysé de deux façons, le logiciel choisissant la meilleure reconstruction entre les deux analyses.

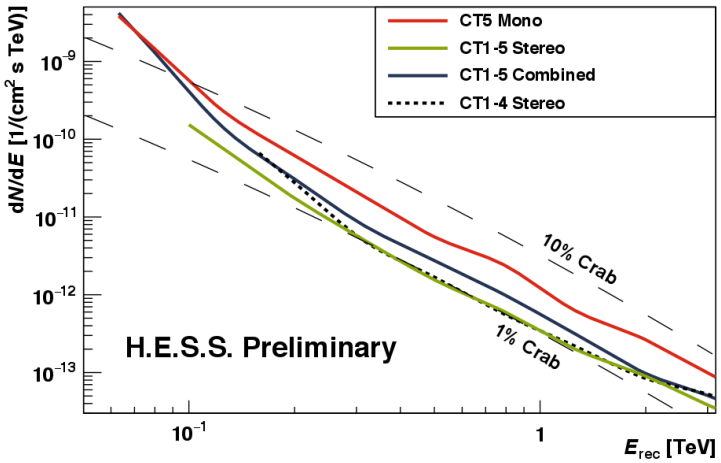


FIGURE 2.17 – Comparaison de la sensibilité des différentes analyses : Mono, stereo et combined avec H.E.S.S. II, ainsi que pour H.E.S.S. I. La source de la Nébuleuse du crabe étant considérée comme ponctuelle [19].

2.10 Analyse spectrale

Reconstruire le spectre d'une source consiste à déterminer le nombre de photons γ émis par la source détectée par intervalle d'énergie considéré. Il est donc nécessaire d'avoir une bonne connaissance de l'efficacité de détection des rayons γ des télescopes. L'acceptance traduit cette efficacité de détection. Elle est déterminée à partir de simulations de Monte Carlo. Les tables d'acceptance dépendent bien sûr de l'énergie E_{true}, mais également de l'angle zénithal θ, de l'angle hors-axe δ et également de l'efficacité optique μ : $A(E_{true} \mid \theta, \delta, \mu)$). Ainsi le nombre de photons n_γ attendus pour un intervalle donné se détermine ainsi :

$$n_\gamma = T_{ON} \int_{E_{min}}^{E_{max}} dE_{rec} \int_0^\infty dE_{true} \, \frac{dN}{dE} \, A(E_{true} \mid \theta, \delta, \mu) \, P(E_{true}, E_{rec} \mid \theta, \delta, \mu) \tag{2.13}$$

où T_{ON} est le temps d'observation et $P(E_{true}, E_{rec} \mid \theta, \delta, \mu)$ la probabilité de reconstruire l'évènement d'énergie E_{true} à l'énergie E_{rec}.

Les formes spectrales les plus souvent utilisées dans cette thèse sont décrites ci-dessous :

- loi de puissance :

$$\frac{dN}{dE} = \Phi_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \tag{2.14}$$

- loi de puissance avec coupure exponentielle :

$$\frac{dN}{dE} = \Phi_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\Gamma} \times \exp\left(-\frac{E}{E_{cut}}\right) \tag{2.15}$$

- loi de puissance brisée avec énergie de coupure :

$$\frac{dN}{dE} = \Phi_0 \begin{cases} \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\Gamma_1}, & \text{for } E \leq E_{cut} \\ \left(\frac{E_{cut}}{E_0}\right)^{-\Gamma_1+\Gamma_2} \times \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\Gamma_2}, & \text{for } E \geq E_{cut} \end{cases} \tag{2.16}$$

- loi de puissance courbée :

$$\frac{dN(E)}{dE} = \Phi_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{[-\Gamma+\beta \log_{10}(E/E_0)]} \tag{2.17}$$

Pour une forme spectrale choisie, on peut maximiser une fonction de vraisemblance qui tient compte des probabilités d'obtenir les distributions d'évènements dans la région de la source et du fond.

2.11 Conclusion

Les travaux de recherche pour l'étude des systèmes binaires se sont effectués avec la méthode semi-analytique en essayant au maximum d'inclure les performances du cinquième télescope. Pour l'étude du système binaire LS 5039, une nouvelle implémentation dans le logiciel semi-analytique a été effectuée : une loi de puissance tenant compte de la création de paires.

$$\frac{dN}{dE} = \Phi_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\Gamma} \times e^{-\tau_{\gamma\gamma}} \tag{2.18}$$

où $\tau_{\gamma\gamma}$ représente la profondeur optique. Les valeurs implémentées sont spécifiques au système binaire LS 5039 et ne peuvent donc pas être utilisées pour d'autres systèmes. La description exacte de cette grandeur sera présentée au chapitre 6 et les résultats des spectres obtenus présentés au chapitre 7.

2.12 Bibliographie

[1] A.C. ROVERO, P. E. A., J.H. BUCKLEY. 1996, «Calibration of the whipple atmospheric Čerenkov telescope», *APh*, vol. 5, p. 27–34. 47

[2] AHARONIAN, F., A. AKHPERJANIAN, K.-M. AYE et AL. 2004, «Calibration of cameras of the H.E.S.S. detector», *APh*, vol. 22, p. 109–125. 46

[3] BERGE, D., S. FUNK et J. HINTON. 2007, «Background modelling in very-high-energy γ-ray astronomy», *A&A*, vol. 466, p. 1219–1229. 52

[4] BERNLÖHR, K., O. CARROL, R. CORNILS et AL. 2003, «The optical system of the H.E.S.S. imaging atmospheric Cherenkov telescopes. Part I : layout and components of the system», *APh*, vol. 20, p. 111–128. 42

[5] BRUN, F. 2011, *Recherche de sources ténues ou transitoires dans les régions centrales de la Galaxie avec H.E.S.S. Application à l'étude de la région du vestige de supernova W49B.*, thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI. 45

[6] CHALME-CALVET, R. 2015, *Étalonnage du cinquième télescope de l'expérience H.E.S.S. et observation du Centre Galactique au delà de 30 GeV*, thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI. 46, 47, 49

[7] COLLABORATION, M. 2014, «Black hole lightning due to particle acceleration at sub-horizon scales», *Science*, vol. 346, p. 1080–1084. 41

[8] CORTINA, J. 2005, «Status and first results of the magic telescope», *Astrophysics and Space Science*, vol. 297, nº 1, p. 245–255. 40

[9] CTA COLLABORATION. 2016, «CTA Performance», URL https://www.cta-observatory.org/science/cta-performance/. 42

[10] CTA COLLABORATION. 2016, «CTA Public», URL https://portal.cta-observatory.org/Pages/. 43

[11] DE NAUROIS, M. 2012, *Very High Energy astronomy from H.E.S.S. to CTA. Opening of a new astronomical window on the non-thermal Universe*, thèse de doctorat, laboratoire Leprince-Ringuet - Ecole Polytechnique. 45, 46, 51, 52, 54

[12] DE NAUROIS, M. et L. ROLLAND. 2009, «A high performance likelihood reconstruction of γ-rays for imaging atmospheric Cherenkov telescopes», *APh*, vol. 32, p. 231–252. 52

[13] HECK, D., J. KNAPP et AL. 1998, *CORSIKA : a Monte Carlo code to simulate extensive air showers.*, FORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE. 38

[14] HECK, D. et T. PIEROG. 2018, «Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA : A User's Guide», URL https://web.ikp.kit.edu/corsika/usersguide/usersguide.pdf. 38

[15] HESS COLLABORATION. 2016, «H.E.S.S. : High Energy Stereoscopic System», URL https://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/. 44

[16] HESS COLLABORATION, F. AHARONIAN, A. G. AKHPERJANIAN et AL. 2005, «Observations of Mkn 421 in 2004 with HESS at large zenith angles», *A&A*, vol. 437, p. 95–99. 36

[17] HILLAS, A. 1985, «Cerenkov light images of EAS produced by primary gamma», *International Cosmic Ray Conference*, vol. 3. 49

[18] HINTON, J. 2009, «Ground based gamma ray astronomy with Cherenkov telescopes», *New Journal of Physics*, vol. 11, nº 5. 35, 41

[19] HOLLER, M., D. BERGE, M. DE NAUROIS et AL. 2015, «Observations of the Crab Nebula with HESS Phase II», *arXiv*. 55

[20] LE BOHEC, S., B. DEGRANGE, M. PUNCH et AL. 1998, «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 Section A*, vol. 416. 51, 52

[21] LI, T.-P. et Y.-Q. MA. 1983, «Analysis methods for results in gamma-ray astronomy», *ApJ*, vol. 272, p. 317–324. 53

[22] LOÏC, R. 2005, *Etalonnage des cameras de l'experience d'astronomie gamma H.E.S.S. et observations du Centre Galactique au-dela de 100 GeV*, thèse de doctorat, Université Paris VI. 45

[23] MAGIC COLLABORATION, E. ALIU, H. ANDERHUB et AL. 2009, «Improving the performance of the single-dish Cherenkov telescope MAGIC through the use of signal timing», *APh*, vol. 30, p. 293–305. 49

[24] PERKINS, J. S., G. MAIER et THE VERITAS COLLABORATION. 2009, «VERITAS Telescope 1 Relocation : Details and Improvements», *ArXiv*. 39

[25] R., H. 2018, «Cosmic Ray induced radio emission», URL http://cosmicray.com.au. 37

[26] TAYABALY, K., D. SPIGA, R. CANESTRARI et AL. 2015, «Roughness tolerances for Cherenkov telescope mirrors», dans *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, *procspie*, vol. 9603, p. 960307. 43

[27] VERITAS COLLABORATION. 2016, «VERITAS/CTA», URL https://www.nevis.columbia.edu/particle/veritas.html. 41

[28] VÖLK, H. J. et K. BERNLÖHR. 2009, «Imaging very high energy gamma-ray telescopes», *Experimental Astronomy*, vol. 25, p. 173–191. 39

Chapitre 3

Mesure de la transparence de l'atmosphère

« *Dans une langue que nous savons, nous avons substitué à l'opacité des sons la transparence des idées.* »

Marcel Proust

Sommaire

3.1 Introduction 60
3.2 Origines de l'absorption atmosphérique 60
3.3 Paramètres influençant le taux de déclenchement de la caméra 61
3.4 Choix de la méthode de calcul 64
3.5 Correction du taux de déclenchement par différents paramètres 65
3.6 Détermination du coefficient de transparence 69
3.7 Évolution saisonnière du coefficient de transparence 72
3.8 Corrélations des données 73
3.8.1 Comparaison avec les données de MISR 73
3.8.2 Importance du LIDAR 74
3.9 Variation du coefficient de transparence pendant une durée d'observation 74
3.10 Système de déclenchement central 77
3.11 Influence de l'opacité de l'atmosphère sur les résultats de la Nébuleuse du Crabe 79
3.12 Conclusion 87
3.13 Bibliographie 88

3.1 Introduction

Certains phénomènes atmosphériques (nuages et aérosols) peuvent atténuer la lumière Cherenkov émises par les particules créées dans la gerbe et donc réduire la quantité de photons atteignant le détecteur et induire peut-être une sous-estimation de l'énergie reconstruite [27]. Cet effet est donc particulièrement problématique pour l'analyse spectrale d'une source notamment à basse énergie.

Il est donc nécessaire d'estimer un coefficient traduisant la transparence de l'atmosphère noté TC à partir des données recueillies par le réseau de télescopes H.E.S.S.. Les choix utilisés pour la détermination de cette grandeur sont présentés de façon détaillée dans ce chapitre en incluant également les données du cinquième télescope. L'un des points clés du calcul est que ce coefficient est déterminé de façon indépendante pour chaque télescope. Les incertitudes liées à la création de cette grandeur seront également déterminées le plus rigoureusement possible.

Cette étude n'est pas totalement décorrélée de notre principal sujet puisque nous verrons dans le chapitre 7 comment améliorer l'analyse du binaire LS 5039 à partir des valeurs du coefficient de transparence.

3.2 Origines de l'absorption atmosphérique

Le maximum d'émission lumineuse par effet Cherenkov des gerbes atmosphériques pour des énergies ≥ 300 GeV) a lieu à des altitudes entre ~ 6–11 km [11]. Les couches minces de nuages se situant à une altitude inférieure à 6 km ou la présence d'aérosols peuvent atténuer la lumière Cherenkov. Ainsi, le taux de déclenchement de la caméra (trigger rate R) [6] peut s'en trouver affecter (figure 3.2).
Ce taux de déclenchement de la caméra peut donc être utilisé pour estimer le coefficient de transparence de l'atmosphère. Cette quantité varie sur une échelle de temps de l'ordre de la minute lors du passage d'un petit nuage. Cependant, une étude sur une échelle de temps plus large est nécessaire pour étudier la présence ou non d'aérosols [1] dans l'atmosphère ou une couche de nuages beaucoup plus large pouvant couvrir toute la durée de l'observation. Les aérosols peuvent être d'origine naturelle ou anthropique (tableau 3.1).

Origines naturelles	Poussières minérales emportées par le vent
	Condensation de gaz provenant d'éruptions volcaniques
	Incendies naturels de la végétation
Origines anthropiques	Emissions de combustibles fossiles ou de biocarburants
	Emissions liées aux activités industrielles
	Pratiques agricoles (combustion de la biomasse)
	Smog induit par des réactions photochimiques NO et NO_2 dû principalement aux véhicules (figure 3.1)

TABLEAU 3.1 – Origines des aérosols dans l'atmosphère

1. particules solides en suspension dans l'air

(a) Pékin avant la pluie (b) Pékin après la pluie

FIGURE 3.1 – Smog photochimique apparaissant à Pékin lors d'une journée ensoleillée à Pékin [3]

Ces aérosols peuvent se retrouver dans la troposphère [2] et se propager sur de grandes distances. Par exemple, l'éruption du volcan islandais Eyjafjöll en 2010 a perturbé tout le trafic aérien européen. Leur durée de vie varie de quelques minutes à plusieurs jours dans la troposphère, ce temps de présence dépendant notamment de la taille de l'aérosol, de sa chimie et de son altitude dans l'atmosphère. La connaissance des aérosols à l'échelle locale et mondiale et leur variation temporelle sont d'une grande importance pour notre étude. La partie Sud de l'Afrique (Afrique du Sud, Namibie, Botswana, Zimbabwe et Mozambique) est notamment touchée par la présence d'aérosols d'origine anthropiques. L'Afrique du Sud est notamment célèbre pour son ciel orange brillant au lever et au coucher du soleil, qui peut également être un indicateur de la présence d'aérosols. Certaines précédentes études ont indiqué que ce pays frontalier de la Namibie est l'un des pays les plus touchés en ce qui concerne l'aérosol de charge, en raison de diverses activités anthropiques (combustion de la biomasse pendant certaines saisons afin d'obtenir une terre fertile rapidement, et infrastructures industrielles du charbon [23]). La variabilité saisonnière de ces aérosols peut nous donner une indication précieuse sur la variation du coefficient de transparence au niveau du site d'observation de H.E.S.S..

3.3 Paramètres influençant le taux de déclenchement de la caméra

Le taux de déclenchement est la grandeur affectée par la qualité de l'atmosphère. En effet, si l'atmosphère présente une certaine opacité, le taux de déclenchement de la caméra sera plus faible. Le problème est que le taux ne dépend pas seulement de la qualité de l'atmosphère, il dépend aussi :

- du nombre de télescopes engagés : lors de l'observation, un plus grand nombre de télescopes engagés dans une prise de données augmente la probabilité de la détection d'une gerbe atmosphérique, la surface utile est en effet plus importante.
- de l'angle zénithal θ : le taux de déclenchement diminue si les observations se rapprochent de l'horizon, la lumière Cherenkov est plus diluée
- de l'efficacité optique μ_{eff} : une efficacité optique basse implique un taux de déclenchement de la caméra moins élevé.

2. Couche de l'atmosphère la plus proche de la surface du sol jusqu'à une altitude de 8 à 15 km

- du gain g des photomultiplicateurs.

Il convient donc de décorréler le taux de déclenchement R du reste des autres variables. Pour déterminer ce coefficient de transparence, on a choisi la quasi-totalité des observations faites par le réseau H.E.S.S. de 2004 à 2015. Pour être sélectionné, l'observation doit durer au moins 2 min et comporter 3 télescopes au minimum dans le cas d'une prise de données de type H.E.S.S. I. Ce dernier critère n'est pas retenu pour les observations de type H.E.S.S. II. En effet, la large surface de miroirs que présente le dernier télescope CT5, lui permet d'étudier des évènements de plus basse énergie que les autres télescopes (CT1-4). Il observe donc des évènements stéréoscopiques mais également monoscopiques où seul CT5 a pu détecter la gerbe de particules.

Pour effectuer la calibration des données, les observations présentant une bonne transparence de l'atmosphère (> 90 %) seront sélectionnés afin de déterminer les relations entre le taux de déclenchement, l'angle zénithal et l'efficacité muonique. L'évolution temporelle du taux de déclenchement au cours d'une observation peut nous donner également une précieuse information quant à la stabilité et l'opacité de l'atmosphère. On peut le modéliser selon une droite affine d'équation $y_0 = a.x + b$ grâce à une régression linéaire. Cette fonction linéaire permet de définir 3 grandeurs :

- Le taux de déclenchement moyen : $R_{mean} = \frac{1}{N} \times \sum_{i=1}^{i=N} y_i$où N est le nombre d'événements enregistrés, y_i le taux de déclenchement de l'événement i .
- la variation du taux de déclenchement en % : $R_{variation} = \frac{a}{R_{mean}} \times 100.$
- la dispersion du taux de déclenchement en % : $R_{dispersion} = \frac{\sigma}{R_{mean}} \times 100$, la variance σ^2 est estimée par la variation résiduelle, $\sigma^2 = \frac{1}{N} \times \sum_{i=1}^{i=N} (y_i - y_0)^2$.

R_{mean} sera la variable pris en compte lors du calcul du coefficient de transparence et $R_{dispersion}$ la variable pour l'incertitude. On peut déjà présupposer qu'un taux de déclenchement faible traduira une atmosphère plutôt opaque et dispersion forte une atmosphère instable. La figure 3.2 représente l'évolution cette variable au cours d'une observation du télescope CT1 pour 3 données d'observation différentes, et permettant également d'illustrer les variables décrites ci-dessus (figure 3.2).

- Observation 33747 (en haut) : la variation et la dispersion du taux déclenchement au cours de cette observation est faible (-2.20 % et 1,66 % respectivement). Il est par contre difficile de conclure sur la valeur de la transparence de l'atmosphère avec seulement la valeur moyennée de R (R_{mean} = 114 Hz), l'angle zénithal moyen étant de 12.6°.
- Observation 48821 (au milieu) : la dispersion est faible (2.6 %) mais une variation plus élevée du taux de déclenchement (-18.2 %). L'atmosphère pour cette atmosphère reste stable mais les conditions se dégradent.
- Observation 63888 (en bas) : taux de déclenchement moyen faible (R_{mean} = 29.8 Hz avec un angle zénithal de 25°) et également un fort taux de dispersion $R_{dispersion}$ = 18.3%. On constate également une chute brutale de cette variable, ce qui suppose le passage d'un nuage. Cette observation illustre le cas d'une atmosphère plutôt opaque, donc des mauvaises conditions d'observation.

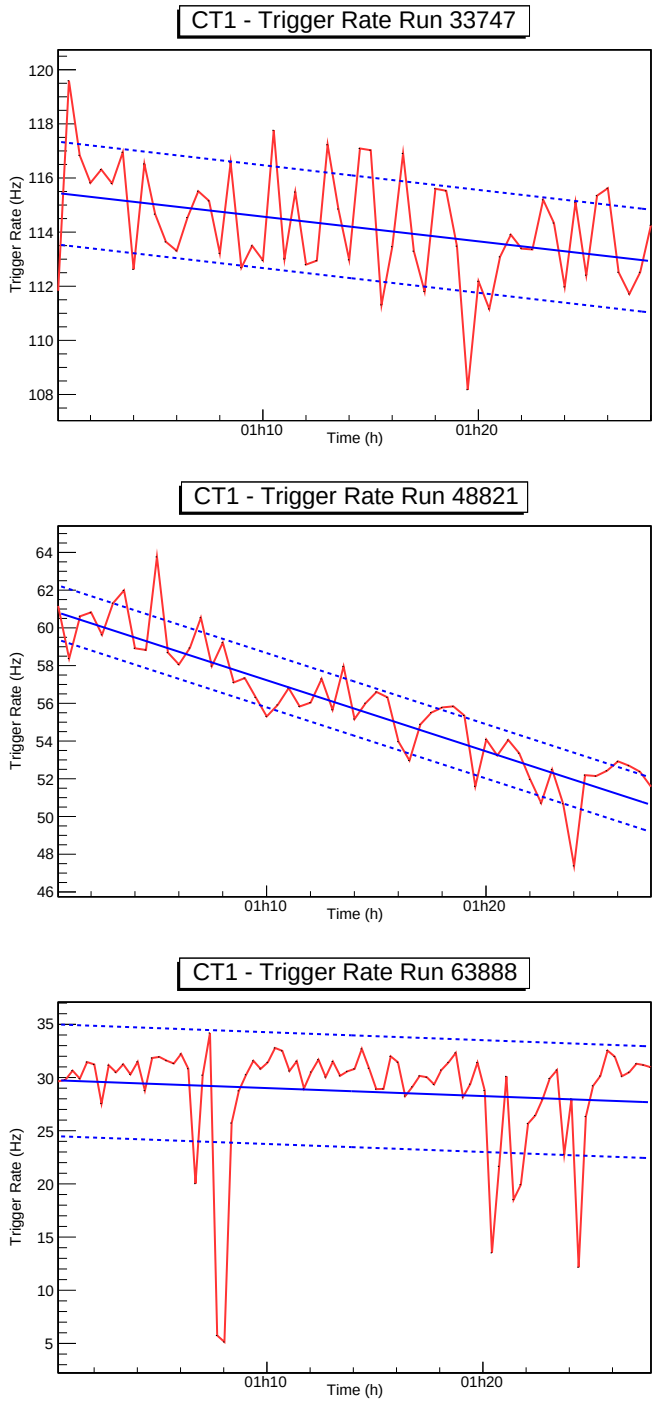


FIGURE 3.2 – Variation du taux de déclenchement du télescope 1 au cours de plusieurs observations (ligne continue en rouge) 33747, 48821 et 63888. La droite représentée en bleu représente une modélisation de cette variation du taux de déclenchement selon une régression linéaire. Les droites bleus en pointillés représentent une dispersion de 1σ autour de la droite modélisée (variable $R_{dispersion}$).

3.4 Choix de la méthode de calcul

On suppose que le taux de déclenchement de la caméra pour chaque télescope R est dominé par les rayons cosmiques de type hadronique. Dans la bande énergétique où les observations sont faites, on peut également admettre que le spectre obéit à loi de puissance [27] : $dN/dE_{CR} \sim E_{CR}^{-2.7}$.

$$R_{cor} \sim \int_0^{\infty} A_{eff} f(E) dE \tag{3.1}$$

$$R_{cor} \sim kE^{-1.7} \tag{3.2}$$

Où R_{cor} est le taux de déclenchement de la caméra corrigé par le gain g, l'efficacité optique μ_{eff} et l'angle zénithal θ. Pour cette intégration, on postule une aire efficace A_{eff} indépendante de l'énergie et constante. Dans les précédentes études, la correction par le gain et l'efficacité optique était linéaire. On suppose dans cette étude une relation en loi de puissance entre le taux de déclenchement R et l'efficacité muonique μ et également entre R et le gain g. Nous devrons donc déterminer deux paramètres supplémentaires α et β pour traduire cette loi de puissance.

$$R_{cor} = \frac{R}{g^{\beta}.\mu_{eff}^{\alpha}.[1+\lambda(1-\cos\theta)^2]} \tag{3.3}$$

Comme dans les études précédentes [27], on utilise une fonction parabolique pour la correction par l'angle zénithal θ. On corrigera de manière séparée, pour chaque caméra le taux de déclenchement corrigé R_{cor}, permettant alors de définir un coefficient de transparence t_i pour chaque télescope. En effet, le cinquième télescope mis en service en 2012 n'a pas le même comportement que les 4 autres, son taux de déclenchement est environ dix fois plus élevé que les télescopes H.E.S.S. phase I (~ 1500 Hz contre ~ 150 Hz pour les quatre autres).

Pour déterminer les différents paramètres α, β et λ, on utilise une méthode itérative : on prédétermine un coefficient de transparence permettant d'avoir des observations de bonne qualité. Une fois α, β et λ déterminés, on vérifie que la liste de ces observations, avec laquelle nous avons fait notre analyse n'est pas (ou très peu) modifiée ainsi que les paramètres calculés.

Après cette présélection, on sépare les données en quatre groupes, selon les configurations les plus fréquentes :

- observations de type H.E.S.S. phase I avec 3 télescopes ;
- observations de type H.E.S.S. phase I avec 4 télescopes ;
- observations de type H.E.S.S. phase II avec 4 télescopes ;
- observations de type H.E.S.S. phase II avec 5 télescopes ;

En effet, le nombre de télescopes et la présence ou non du cinquième télescope modifie le taux de déclenchement de la caméra. Pour chaque configuration, il est important de disposer d'un nombre d'observations important afin d'obtenir la meilleure précision des paramètres recherchés.

3.5 Correction du taux de déclenchement par différents paramètres

Pour déterminer les valeurs de ces paramètres, une méthode itérative est également effectuée. On suppose de plus que les télescopes CT1–4 ont le même comportement. On ajuste par le même paramètre les 4 courbes obtenues. Chaque paramètre obéit à une loi qui lui est propre :

- λ, $\frac{R}{g^{\beta}.\mu_{eff}^{\alpha}} = f(\theta)$, β et α étant fixés. La fonction obtenue est parabolique ;
- α, $\frac{R}{g^{\beta}.[1+\lambda(1-\cos\theta)^2]} = f(\mu)$, β et λ étant fixés. On ajuste la fonction selon un modèle en loi de puissance ;
- β, $\frac{R}{\mu^{\alpha}.[1+\lambda(1-\cos\theta)^2]} = f(g)$, α et λ étant fixés. On ajuste la fonction également selon un modèle en loi de puissance.

Les fonctions d'ajustement choisies sont établies de façon empirique. En effet pour le gain et l'efficacité muonique, une loi de puissance convient mieux qu'une fonction linéaire. Les valeurs de ces paramètres convergent vers une valeur unique. Les résultats sont représentés sur la figure 3.3, mais également aux annexes A.1, A.2 et A.3, pour les 3 autres configurations.

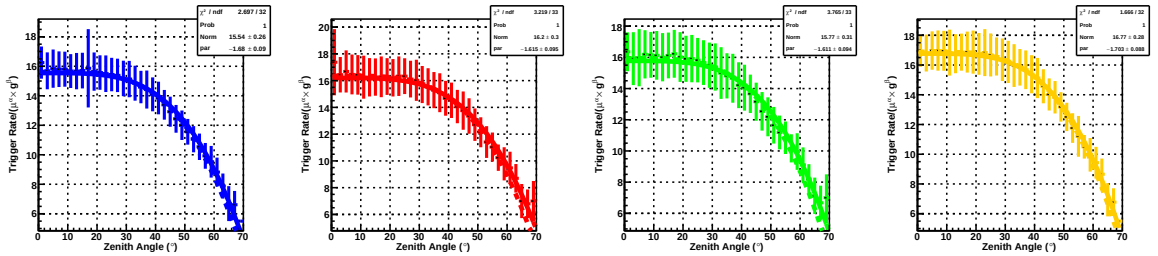
Un volume de données important est nécessaire afin d'effectuer une correction adéquate du taux de déclenchement par l'angle zénithal, l'efficacité optique et le gain. Ainsi, la recherche des paramètres est donc plus aisée sur une configuration à 4 télescopes qu'à 3 télescopes (pour CT1–4) pour les observations H.E.S.S. phase I. De même, les paramètres α, β et λ sont plus faciles à déterminer pour les observations de type H.E.S.S. phase I à 4 télescopes que celles de configuration H.E.S.S. phase II car la quantité d'information est plus importante.

Bien que cette méthode de correction du taux de déclenchement de la caméra soit purement empirique, son avantage principal résulte dans le fait qu'un modèle unique est utilisé depuis la création de H.E.S.S. et ceci malgré les différentes opérations effectuées sur les télescopes (ré-aluminisation, changement du gain, ...), il ne dépend donc que de la configuration de l'observation. Les résultats pour les télescopes CT1–4 sont présentés dans le tableau 3.2 pour les 4 configurations possibles.

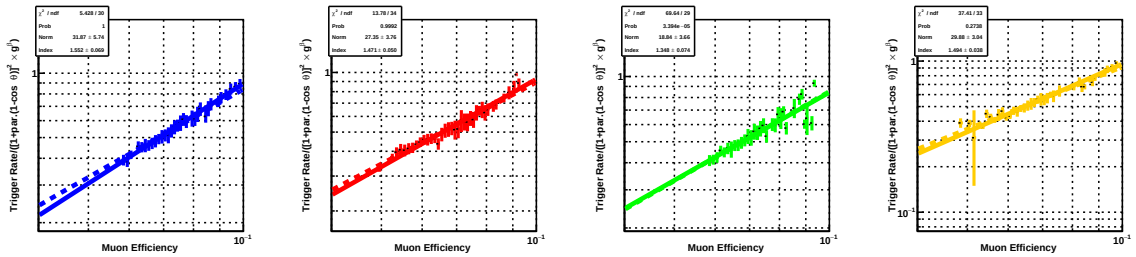
	λ	α	β
H.E.S.S. phase I avec 3 télescopes	-1.58 ± 0.03	1.60 ± 0.01	1.48 ± 0.03
H.E.S.S. phase I avec 4 télescopes	-1.82 ± 0.01	1.28 ± 0.01	1.28 ± 0.02
H.E.S.S. phase II avec 3 télescopes	-1.67 ± 0.02	1.27 ± 0.01	1.54 ± 0.01
H.E.S.S. phase II avec 4 télescopes	-1.66 ± 0.01	1.88 ± 0.03	1.63 ± 0.01

TABLEAU 3.2 – paramètres α, β et λ pour déterminer le taux de déclenchement corrigé dans le cas des télescopes CT1–4.

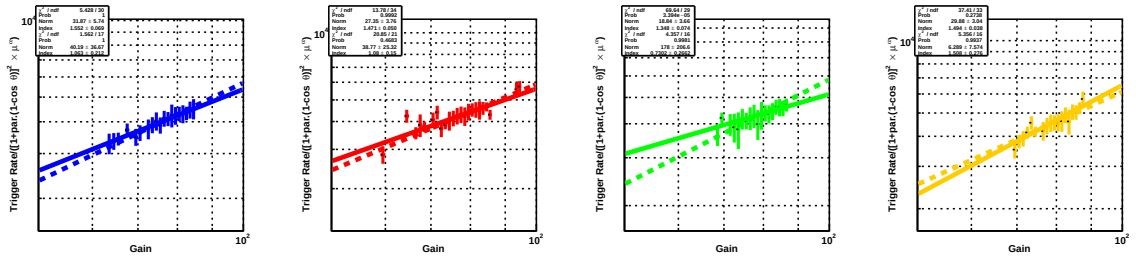
Le cinquième télescope (CT5) est traité complètement à part à cause de son taux de déclenchement est environ ~10 fois plus élevé par rapport aux caméras. Pour CT5, on constate que :



(a) Variation du taux de déclenchement en fonction l'angle zénithal θ



(b) Variation du taux de déclenchement en fonction l'efficacité optique μ



(c) Variation du taux de déclenchement en fonction du gain *g*

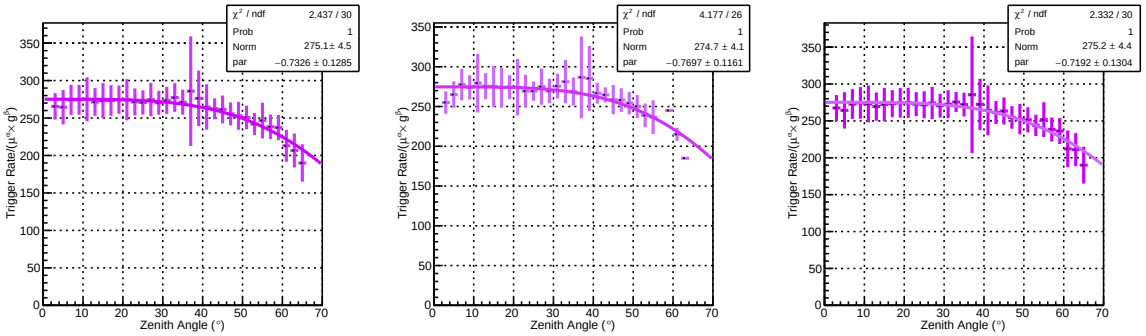
FIGURE 3.3 – Détermination des paramètres α, β et λ pour une configuration avec 4 télescopes de type H.E.S.S. phase I. Les courbes représentées correspondent en partant de la gauche vers la droite respectivement à CT1, CT2, CT3 et CT4. La courbe en pointillée représente un ajustement identique pour les 4 télescopes du paramètre recherché. Le modèle choisi est une fonction parabolique pour l'angle zénithal (a) $f(\theta) = \frac{R}{g^{\beta}.\mu_{eff}^{\alpha}} = k_1.[1+\lambda(1-\cos\theta)^2]$ pour (a), une loi de puissance en (b) pour l'efficacité optique $f(\mu) = \frac{R}{g^{\beta}.[1+\lambda(1-\cos\theta)^2]} = k_2.\mu^{\alpha}$ et une loi de puissance en (c) également pour le gain $f(g) = \frac{R}{\mu^{\alpha}.[1+\lambda(1-\cos\theta)^2]} = k_3.g^{\beta}$. La ré-aluminisation de CT3 a induit des valeurs aberrantes sur cette courbe. Ces valeurs ont été écartées par la suite dans la recherche du coefficient de transparence.

- le paramètre λ de correction l'angle zénithal est beaucoup plus faible. Le taux de déclenchement de la caméra est quasiment constant pour des angles zénithaux inférieurs à 40°. La grande surface des miroirs de ce télescope facilite davantage le déclenchement de la caméra et le rend moins sensible aux variations de l'angle zénithal.
- le nombre de télescopes présents pendant l'observation a très peu d'effet sur cette valeur du taux de déclenchement ;

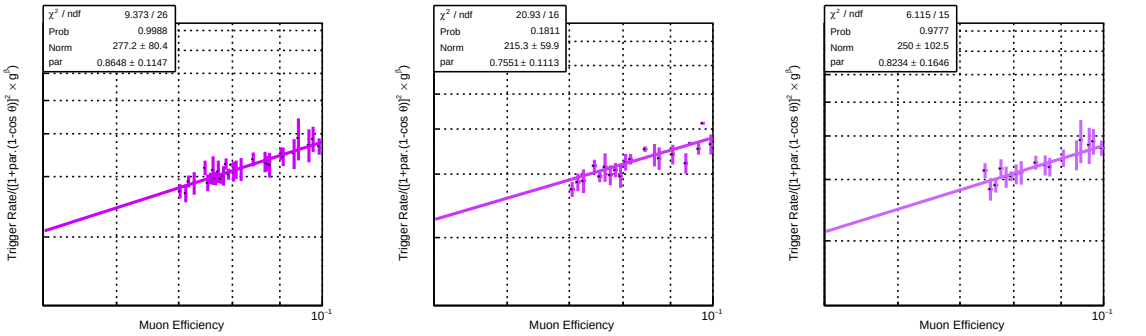
Ce dernier point provient du fait que ce télescope peut se déclencher tout seul (événement monoscopique) sans qu'il y ait un événement en commun avec un autre télescope (événement stéréoscopique). Au niveau de la caméra de CT5, ~75 % des événements sont monoscopiques et ~25 % des événements sont stéréoscopiques. Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 3.3 et la figure 3.4. Les résultats obtenus étant assez proches, on fixera donc les mêmes paramètres α, β et λ pour la cinquième caméra quelque soit la configuration d'observation.

	λ	α	β
Toutes les configurations possibles avec CT5	-0.73 ± 0.13	0.87 ± 0.11	1.04 ± 0.21
CT5 + 3 télescopes (CT1–4)	-0.77 ± 0.12	0.76 ± 0.11	1.12 ± 0.15
CT5 + 4 télescopes (CT1–4)	-0.72 ± 0.13	0.82 ± 0.17	1.07 ± 0.20

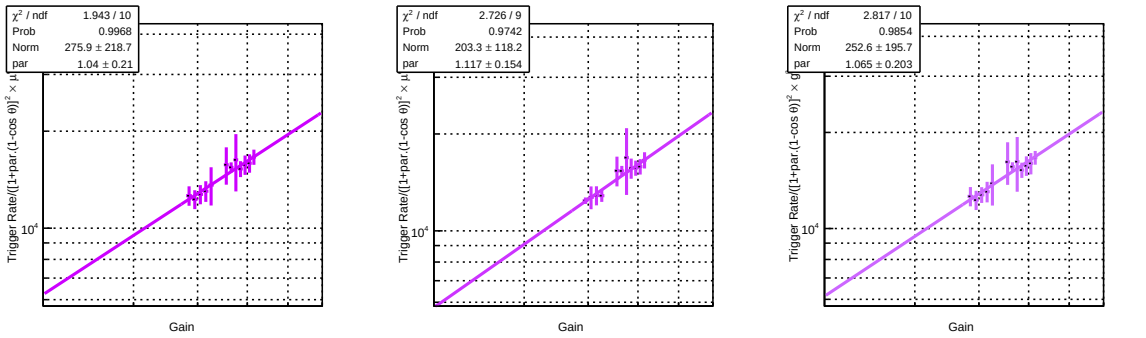
TABLEAU 3.3 – paramètres α, β et λ pour déterminer le taux de déclenchement corrigé dans le cas du télescope CT5. Les fonctions d'ajustements sont de la même forme que pour l'étude des configurations H.E.S.S. phase I



(a) Variation du taux de déclenchement en fonction l'angle zénithal θ. La fonction $f(\theta) = \frac{R}{g^{\beta}.\mu_{eff}^{\alpha}} = k_4.[1+\lambda(1-\cos\theta)^2]$ est ajustée selon un modèle parabolique.



(b) Variation du taux de déclenchement en fonction l'efficacité optique μ La fonction $f(\mu) = \frac{R}{g^{\beta}.[1+\lambda(1-\cos\theta)^2]} = k_5.\mu^{\alpha}$ est ajustée par un modèle en loi de puissance.



(c) Variation du taux de déclenchement en fonction du gain *g*. La fonction $f(g) = \frac{R}{\mu^{\alpha}.[1+\lambda(1-\cos\theta)^2]} = k_6.\mu^{\alpha}$ est ajustée par un modèle en loi de puissance

FIGURE 3.4 – Détermination des paramètres α, β et λ pour le cinquième télescope CT5. Pour chacune des courbes représentées, la figure de gauche correspond à CT5 pour toutes les configurations possibles, celle du centre à CT5 + 3 télescopes CT1–4 et celle de droite à CT5 + 4 télescopes CT1–4.

3.6 Détermination du coefficient de transparence

Une fois que le taux de déclenchement de chaque caméra est corrigé par l'angle zénithal, l'efficacité optique et le gain, on obtient une variable que l'on nomme R_{cor}. On peut alors déterminer un coefficient de transparence, que l'on nommera t_i pour chaque télescope tel que :

$$t_i = \frac{R_{cor}{}^{\frac{1}{1.7}}}{Norm} \tag{3.4}$$

Le facteur 1.7 dans l'exposant provient du fait que l'on suppose le paramètre t_i inversement proportionnel à l'énergie E de la particule détectée dans la caméra (voir équation 3.2 et [27]). Norm est une constante de normalisation, différente pour chaque télescope, elle correspond à un maximum pour t_i. Cette valeur est facilement déterminée si le nombre d'événements est suffisant. Plus les observations sont importantes plus il est facile d'obtenir une courbe piquée et donc d'obtenir une valeur fiable de la valeur de normalisation. La configuration CT5 + 3 télescopes CT1–4 correspond par exemple à un cas où il est difficile de normaliser t_i à 1.0 (859 observations) et à l'inverse une configuration H.E.S.S. phase I à 4 télescopes est beaucoup plus facile (17886 observations au moment de l'étude). Pour une configuration H.E.S.S. I à 4 télescopes et pour le cinquième télescope, on présente la répartition obtenue de t_i dans les figures 3.5 et 3.6 respectivement. Pour les autres configurations, on se reportera aux annexes A.4, A.5 et A.6.

La mise à niveau de la caméra CT1 au cours de l'année 2015 modifie radicalement le comportement du taux de déclenchement de la caméra. Le nombre insuffisant de données ne permet pas actuellement de trouver une nouvelle loi empirique ou nouvelle valeur de la constante de normalisation. La mise en place de la puce NECTAr permet d'accroître le taux de déclenchement d'un facteur d'environ 2 ce qui laisse indiquer une amélioration de la sensibilité de CT1.

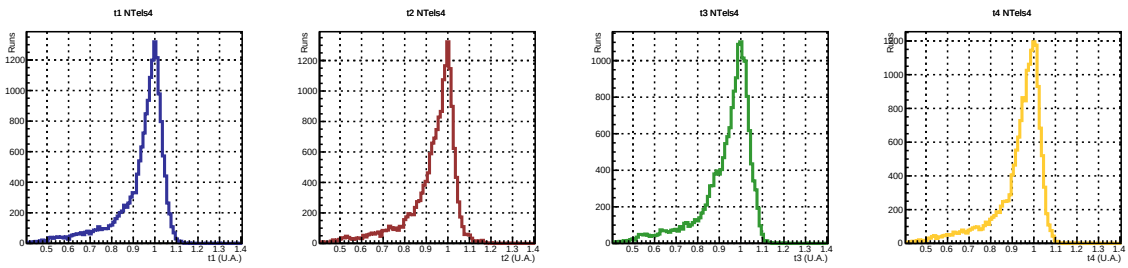


FIGURE 3.5 – Distribution du coefficient de transparence t_i pour une configuration H.E.S.S. I à 4 télescopes. Les courbes représentées correspondent en partant de la gauche vers la droite respectivement à CT1, CT2, CT3 et CT4. Des valeurs supérieures à 1 des coefficients de transparence traduisent une qualité exceptionnelle au moment de l'observation de l'atmosphère namibienne.

Le coefficient de transparence de l'atmosphère TC est donc déterminé en effectuant la moyenne pondérée par l'erreur des coefficients de transparence t_i de chacun des télescopes :

$$TC = \frac{\sum \frac{t_i}{dt_i^2}}{\sum \frac{1}{dt_i^2}}. \tag{3.5}$$

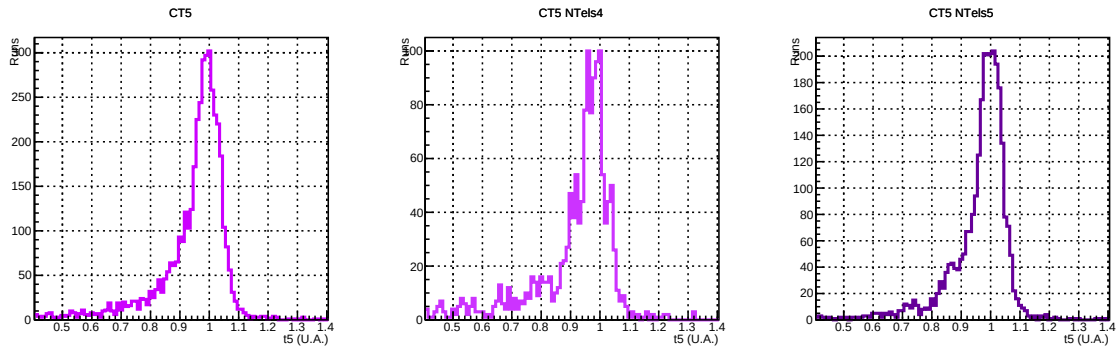


FIGURE 3.6 – Distribution du coefficient de transparence t_i pour le cinquième télescope CT5. Pour chacune des courbes représentées, la figure de gauche correspond à CT5 pour toutes les configurations possibles, celle du centre à CT5 + 3 télescopes CT1–4 et celle de droite à CT5 + 4 télescopes CT1–4.

Où dt_i est l'incertitude du coefficient de transparence déterminée à partir des incertitudes de chacun des paramètres supposés indépendants pour chacun des télescopes :

- le taux de déclenchement : dR ;
- l'efficacité optique : $d\mu_{eff}$;
- du gain : dg.

$$dR_{cor} = R_{cor} \times \sqrt{\left(\frac{dR}{R}\right)^2 + \left(\frac{\alpha.d\mu_{eff}}{\mu_{eff}}\right)^2 + \left(\frac{\beta.dg}{g}\right)^2}$$
$$dt_i = \frac{dR_{cor}^{\frac{1}{1.7}}}{Norm} \tag{3.6}$$

La moyenne permet d'obtenir une distribution plus piquée du coefficient de transparence, notamment pour une configuration H.E.S.S. phase II : le comportement similaire du cinquième télescope permet de trouver une valeur cohérente du coefficient de transparence TC, même pour un faible nombre d'observations, notamment dans le cas d'une configuration H.E.S.S. phase II impliquant CT5 avec 3 télescopes parmi CT1–4.

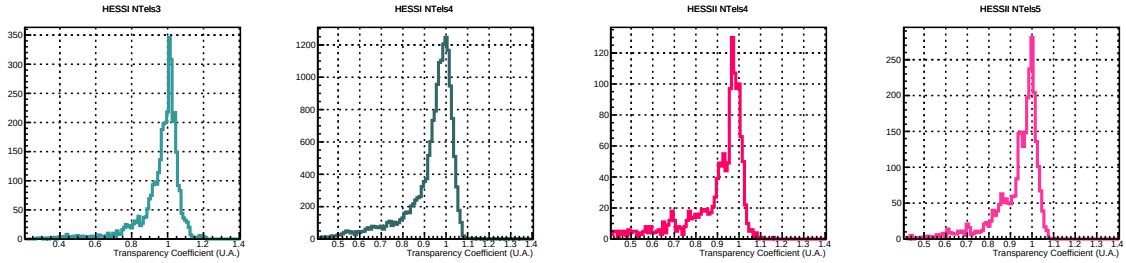


FIGURE 3.7 – Distribution du coefficient de transparence pour différentes configurations. En partant de la gauche vers la droite, on a la distribution du coefficient de transparence pour les configurations : H.E.S.S. phase I avec 3 télescopes, H.E.S.S. phase I avec 4 télescopes, H.E.S.S. phase II avec 4 télescopes et H.E.S.S. phase II avec 5 télescopes. La moyenne des coefficients de transparence permet d'obtenir une allure plus piquée et limite donc les fluctuations statistiques.

Afin de vérifier la cohérence de nos résultats entre chaque télescope, on peut déterminer l'écart relatif du coefficient de transparence t_i de chaque télescope par rapport la

valeur du coefficient de transparence moyen TC. Cet écart (en %) se détermine de la façon suivante : $\frac{t_i - TC}{TC} \times 100$. Cet écart reste dans une fourchette d'environ ±5% pour une configuration H.E.S.S. phase I à 4 télescopes (voir figure 3.8) ou H.E.S.S. phase II à 5 télescopes (voir figure 3.9), indiquant une bonne corrélation des valeurs. Cependant, le constat de valeurs plus dispersées pour certaines périodes provient des différentes opérations de maintenance et d'amélioration effectuées sur les télescopes. Cet écart devient plus important (environ ±10%) pour les deux autres configurations (voir figures A.4 et A.5), induisant une amélioration possible avec un nombre de données plus important.

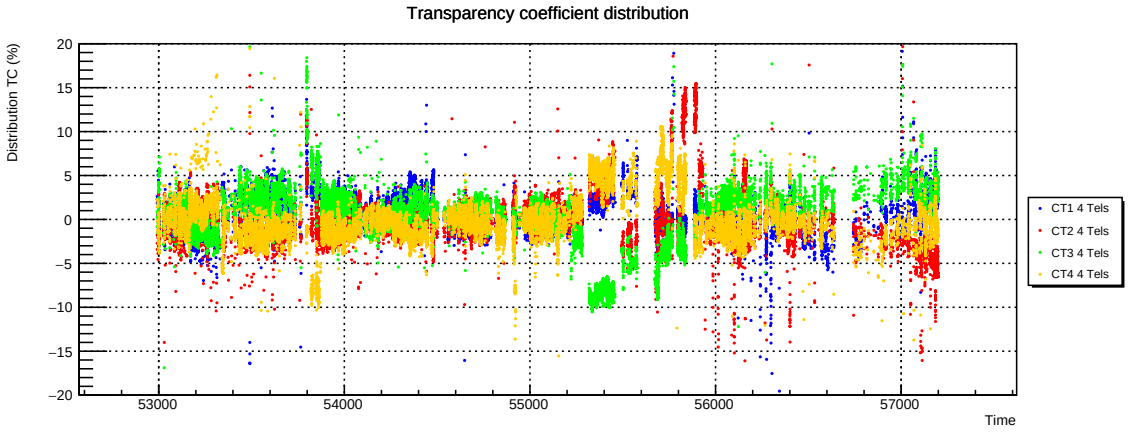


FIGURE 3.8 – Écart relatif du coefficient de transparence pour chaque télescope pour une configuration H.E.S.S. phase I à 4 télescopes. Cet écart relatif est représenté en bleu pour CT1 (moins visible à cause des autres points), en rouge pour CT2, en vert pour CT3 et en orange pour CT4. Pour certaines périodes, l'écart devient plus important notamment juste après la ré-aluminisation des télescopes.

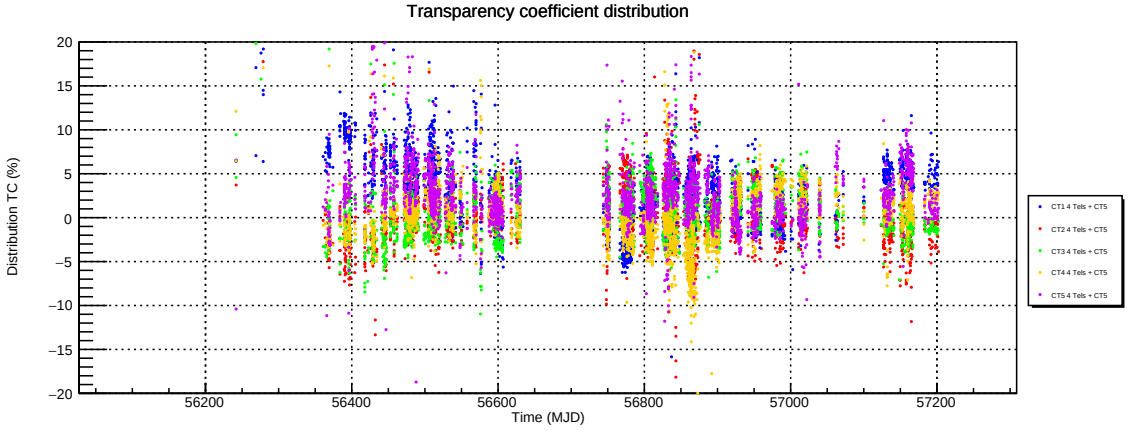


FIGURE 3.9 – Écart relatif du coefficient de transparence pour chaque télescope pour une configuration H.E.S.S. phase II à 5 télescopes. Cet écart relatif est représenté en bleu pour CT1, en rouge pour CT2, en vert pour CT3, en orange pour CT4 et en violet pour CT5.

Cette imprécision se retrouve également dans la distribution de cet écart (voir figure 3.10). En effet, on obtient une valeur efficace de cet écart seulement de ~ 2% pour une configuration H.E.S.S I à 4 télescopes, et de ~ 4,4% pour une configuration H.E.S.S II à 4 télescopes. On retrouve la difficulté de la normalisation pour une configuration H.E.S.S. I à 3 télescopes sur l'allure de cette courbe correspondante (à gauche sur la figure 3.10).

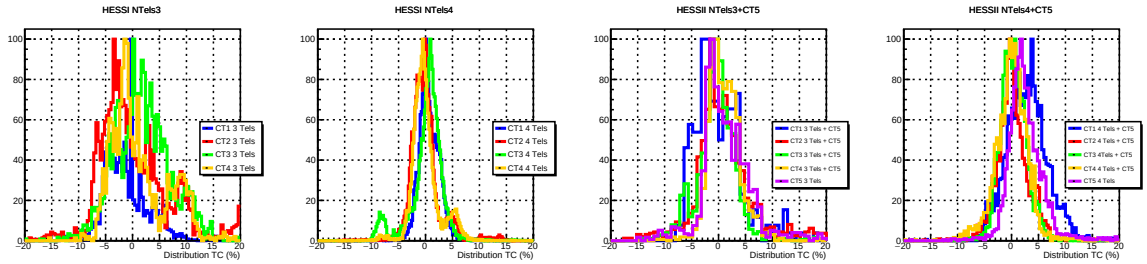


FIGURE 3.10 – Distribution de l'écart du coefficient de transparence pour chaque configuration. Cet écart relatif est représenté en bleu pour CT1, en rouge pour CT2, en vert pour CT3, en orange pour CT4 et en violet pour CT5. En partant de la gauche vers la droite, les distributions suivantes sont représentées H.E.S.S. phase I avec 3 télescopes, H.E.S.S. phase I avec 4 télescopes, H.E.S.S. phase II avec 4 télescopes et H.E.S.S. phase II avec 5 télescopes.

3.7 Évolution saisonnière du coefficient de transparence

Malgré des conditions exceptionnelles météorologiques toute l'année sur le site d'observation de Khomas Highland en Namibie, la détermination du coefficient de transparence TC montre que l'opacité de l'atmosphère apparaît à intervalle régulier (voir figure 3.11), quelque soit la configuration du réseau des télescopes. Cet affaiblissement de la transparence est observée pendant le printemps austral au moment où les champs sont brûlés en Namibie, induisant alors énormément d'aérosols dans les plus hautes couches de l'atmosphère. Ainsi août, septembre et octobre sont des mois où l'observation est la moins optimale (figures 3.11 et 3.12). Cette opacité n'a aucune relation avec les conditions météorologiques : les observations sont annulées en cas par exemple d'intempéries ou de vents trop forts. Cette dégradation de l'atmosphère est à prendre en compte lors de l'analyse d'une source, la nébuleuse du Crabe par exemple est observable le plus souvent au mois de septembre et octobre dans l'hémisphère Sud, induisant des fluctuations du flux de photons γ non nécessairement liées à la source.

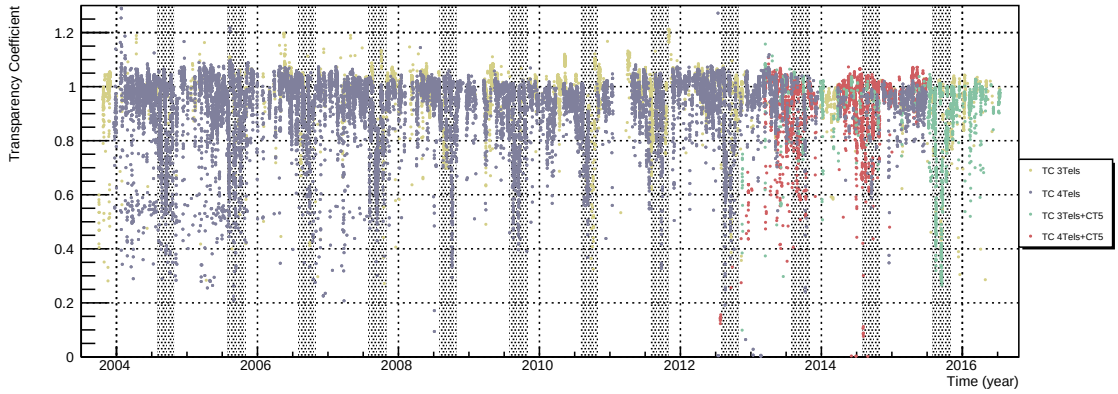


FIGURE 3.11 – Evolution temporelle du coefficient de transparence. Le coefficient de transparence est déterminé à partir des quatre configurations étudiées H.E.S.S. phase I à 4 télescopes en bleu, H.E.S.S. phase I à 3 télescopes en brun, H.E.S.S. phase II à 5 télescopes en rouge et H.E.S.S. phase II à 4 télescopes en cyan. On remarque une dégradation régulière de l'atmosphère pendant les mois d'août, septembre et octobre. Ces périodes sont représentées par des bandes grises sur le graphe.

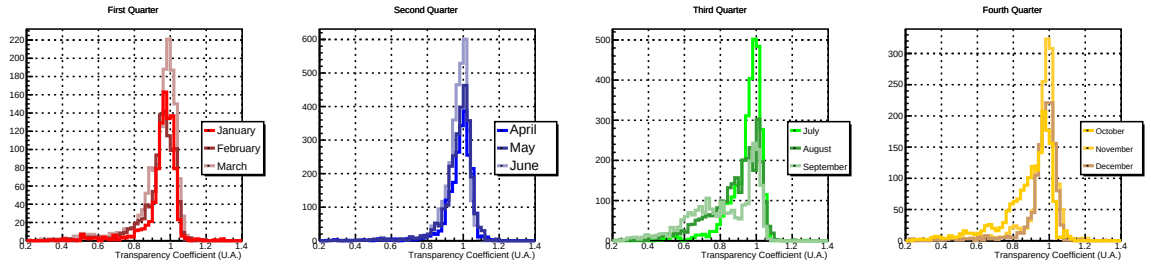


FIGURE 3.12 – Répartition du coefficient de transparence par saison. L'atmosphère se dégrade de façon régulière pendant les mois d'août septembre et octobre, le coefficient de transparence descend régulièrement en-dessous de 0.80.

3.8 Corrélations des données

3.8.1 Comparaison avec les données de MISR

Le spectroradiomètre imageur multiangle (MISR) est un satellite construit par la NASA et il fournit des informations sur le climat de la Terre, la répartition de l'énergie, la répartition des composés carbonés entre la surface de la terre et l'atmosphère, voire les impacts régionaux et mondiaux de différents types de particules atmosphériques comme les aérosols et les nuages [13], [14], [15], [26], [20], [24], [21] et [22]. L'instrument MISR mesure la luminosité de la Terre sur 4 bandes spectrales différentes et 9 angles de vue étalés dans les directions avant et arrière le long de la trajectoire de vol du satellite. Toutes les 7 minutes, une bande de 360 kilomètres de large de la Terre est analysée. Une couverture mondiale de MISR est réalisée tous les 9 jours, en prenant comme point de départ l'équateur.

Cette étude a été menée pendant dix ans (2000–2009) sur toute la région de l'Afrique du Sud à partir des données de MISR [23], région particulièrement polluée par les aérosols. Il est donc intéressant de comparer ce coefficient de transparence TC déterminé à partir des données des télescopes H.E.S.S. avec $\exp(-\mathrm{AOD})$ où AOD est la profondeur optique (Aerosol Optical Depth) [3]. Cette comparaison peut être critiquée car les longueurs d'onde d'étude entre MISR et H.E.S.S. ne sont pas identiques, les régions étudiées (Afrique du Sud et Namibie) bien que frontalières n'ont pas le même développement économique et pas la même densité de population, induisant une différence au niveau du trafic automobile et en matière de pollution. Cependant, le but commun est de mesurer la qualité de l'atmosphère et notamment de voir la dégradation par les aérosols pouvant se diffuser sur de grandes distances. Or, on observe bien le même comportement dans les deux cas : une dégradation de la qualité de l'atmosphère pendant les mois d'août, septembre et octobre pour les deux pays envisagés (figure 3.13). L'hypothèse des aérosols produits par la combustion de la biomasse pendant cette saison et occultant une partie de la lumière du flash Cherenkov est donc tout à fait plausible.

3. La profondeur optique ou l'épaisseur optique de l'aérosol est définie comme étant le coefficient d'extinction d'aérosol intégré sur une colonne verticale de section transversale unitaire

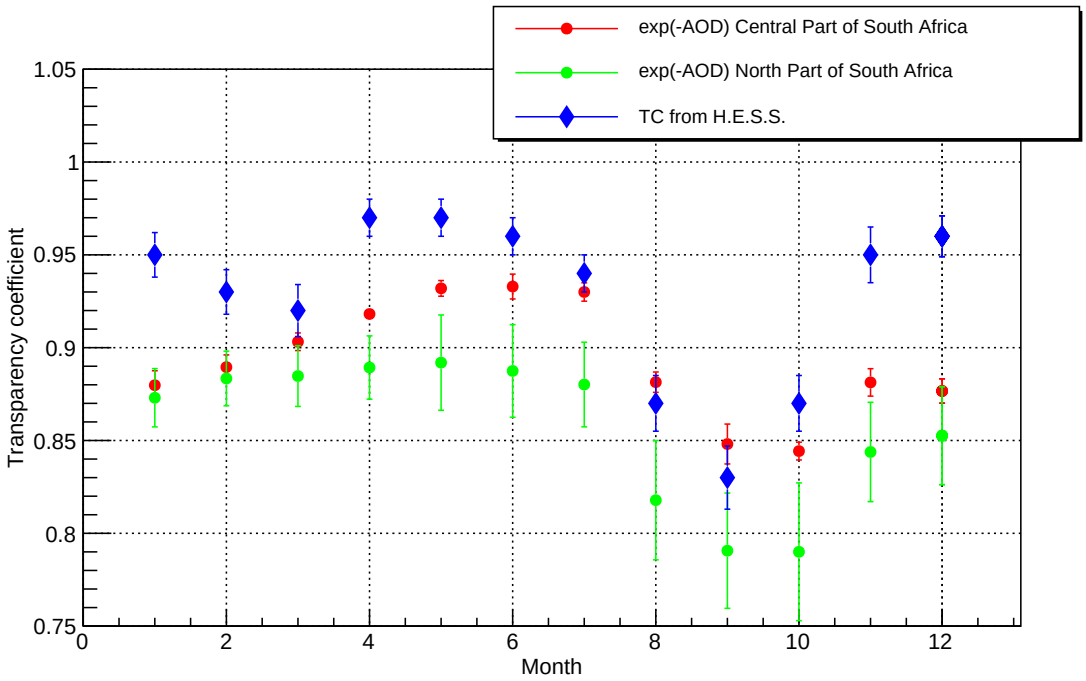


FIGURE 3.13 – Comparaison entre exp(-AOD) et le coefficient de transparence calculé à partir des télescopes Cherenkov H.E.S.S. moyenné sur plus de 10 ans et l'incertitude de TC correspond à son erreur quadratique moyenne (RMS).

3.8.2 Importance du LIDAR

Sur le site des télescopes, d'autres d'instruments sont dédiés particulièrement à l'observation de la clarté atmosphérique. L'un d'entre eux est le LIDAR (Light Detection And Ranging), dont les deux longueurs d'onde d'étude sont à 355 et 532 nm et qui fonctionne parallèlement avec les observations effectuées avec les télescopes depuis 2011. Une source de lumière laser est dirigée vers le ciel, la lumière rétro-diffusée est recueillie par un télescope puis ensuite analysée. La lumière pulsée permet de connaître le temps de retour de photons rétro-diffusés, donc d'avoir accès à l'altitude à laquelle a lieu la diffusion, la quantité de lumière recueillie donnant l'intensité de la diffusion. Le signal de rétrodiffusion LIDAR peut être utilisé pour déterminer la transmission atmosphérique, et particulièrement la présence ou non d'aérosols en fonction de l'altitude.

La diffusion des photons du laser peut être élastique (sans échange d'énergie, diffusion Rayleigh ou Mie) lorsque la longueur d'onde des photons est plus grande ou de l'ordre de grandeur de la dimension des molécules rencontrées, ou inélastique (les photons changent d'énergie donc de fréquence, diffusion Raman) lorsque la longueur d'onde des photons est plus petite que la dimension caractéristique des molécules. Au moment où ce paragraphe est écrit, l'analyse des données du LIDAR ne sont pas terminées.

3.9 Variation du coefficient de transparence pendant une durée d'observation

En appliquant la méthode de calcul vue dans la section 3.5, on peut maintenant suivre l'évolution du coefficient de transparence au cours d'une durée d'observation, si l'on

connaît l'évolution du taux de déclenchement de chaque caméra au cours du temps. En effectuant sur le même principe une régression linéaire, on peut définir comme dans la section 3.3, 3 grandeurs :

- Le coefficient de transparence moyen : TC_{mean} ;
- la variation de ce coefficient de transparence au cours d'une observation en % : $TC_{variation}$;
- la dispersion de ce coefficient de transparence au cours d'une observation en % : $TC_{dispersion}$.

En reprenant les 3 observations utilisés pour la figure 3.2, on peut cette fois-ci observer l'évolution de l'opacité de l'atmosphère au cours d'une observation dans la figure 3.14. Cette analyse, comparée à la valeur du taux de déclenchement brut, nous permet d'avoir accès à une grandeur quantitative de l'opacité de l'atmosphère :

- Observation 33747 : TC_{mean} = 0.86, on retrouve la variation et la dispersion du taux de déclenchement au cours de cette observation est faible ($TC_{variation}$ = -2,20 % et $TC_{dispersion}$ = 1.66 %). Si on se réfère à la figure 3.13, la qualité de l'atmosphère est moyenne, les conditions d'observation ne sont pas optimales, mais les couches d'air restent stables.
- Observation 48821 : TC_{mean} = 0.76, la dispersion est faible ($TC_{dispersion}$ = 1,5 %) mais une variation plus élevée ($TC_{variation}$ = -5.6 %). Les conditions d'observations se dégradent.
- Observation 63888 : TC_{mean} = 0.34 Variation faible $TC_{variation}$ = -3.0 %, mais un fort taux de dispersion $TC_{dispersion}$ = 13 %. Le taux de déclenchement moyen est de plus faible (R_{mean} = 29.8Hz) avec un angle zénithal de 25°. On constate également une chute brutale de cette variable, ce qui suppose le passage d'un nuage. Cette observation illustre le cas d'un atmosphère plutôt opaque, donc des mauvaises conditions d'observation.

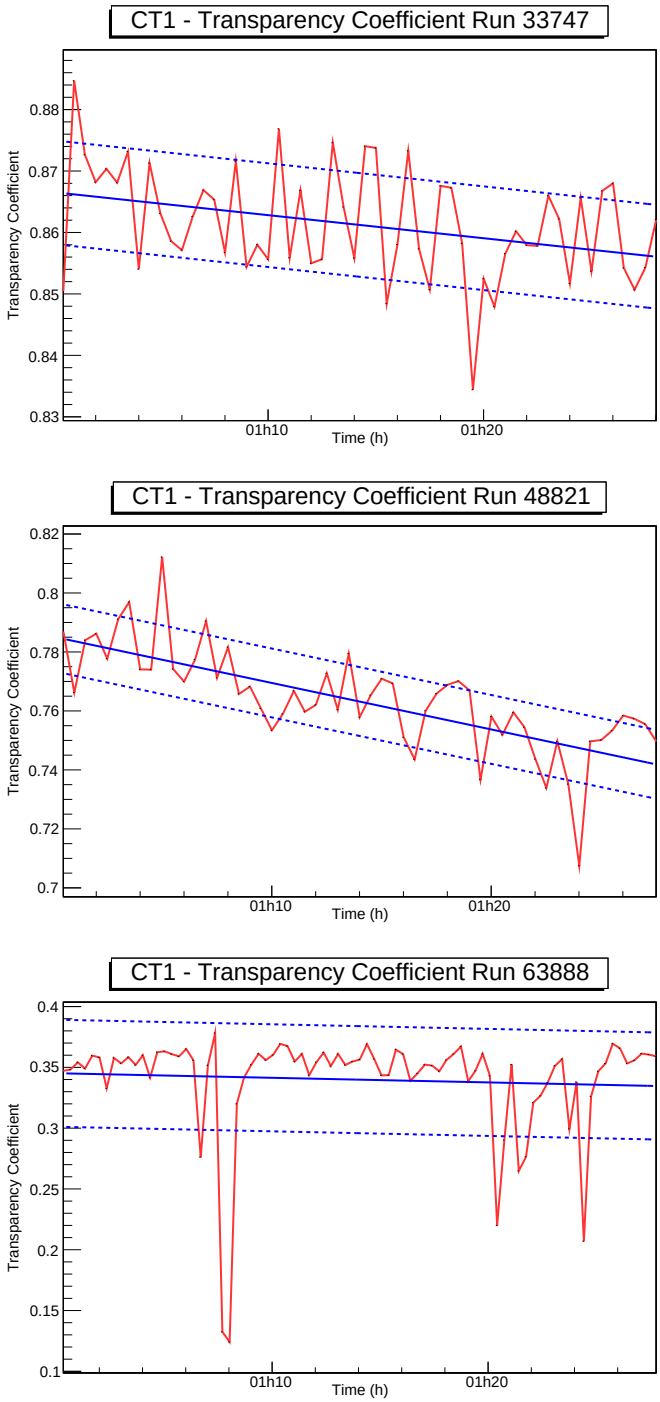


FIGURE 3.14 – Variation du coefficient de transparence t_1 de CT1 au cours d'une observation (ligne continue en rouge) pour 3 observations différentes : 33747, 48821 et 63888. La droite représentée en bleu représente une modélisation de cette variation du coefficient de transparence selon une régression linéaire. Les droites bleues en pointillés représentent une dispersion de 1σ autour de la droite modélisée (variable $TC_{dispersion}$).

3.10 Système de déclenchement central

Chaque fois que la caméra se déclenche, le signal est envoyé vers le bâtiment central : on peut alors comptabiliser l'ensemble du taux de déclenchement des télescopes (trigger central) lors d'une prise de données. Il est par conséquent supérieur à celui des télescopes CT1–4 et quasiment égal à celui de CT5 lorsque ce dernier est présent dans l'observation. Cette variable dépend également de l'angle zénithal et du nombre de télescopes impliqués dans l'observation.

La correction par l'angle zénithal du système de déclenchement central est importante car elle peut constituer un critère de qualité dans la sélection des observations. Il existait précédemment une correction de l'angle zénithal, mais cette correction provoquait une surestimation du taux de correction pour des angles zénithaux élevés (figure 3.16). La fonction f de correction par rapport à l'angle zénithal θ précédemment était : $1 - 0.367 \times x - 2.404 \times x^2 + 1.851 \times x^3$ où $x = 1 - \cos\theta$. Cette fonction est décroissante pour $x \in [0;0.936]$ mais croissante ensuite (0.936 correspond à un angle θ = 86.3°). Cette surestimation était peu visible précédemment car on possédait moins d'observations à fort angle zénithaux (θ > 50°). Pour cette nouvelle correction, on reprend la méthode vue dans

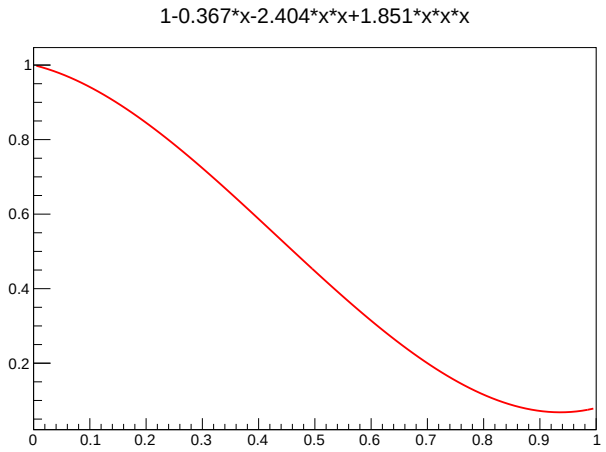
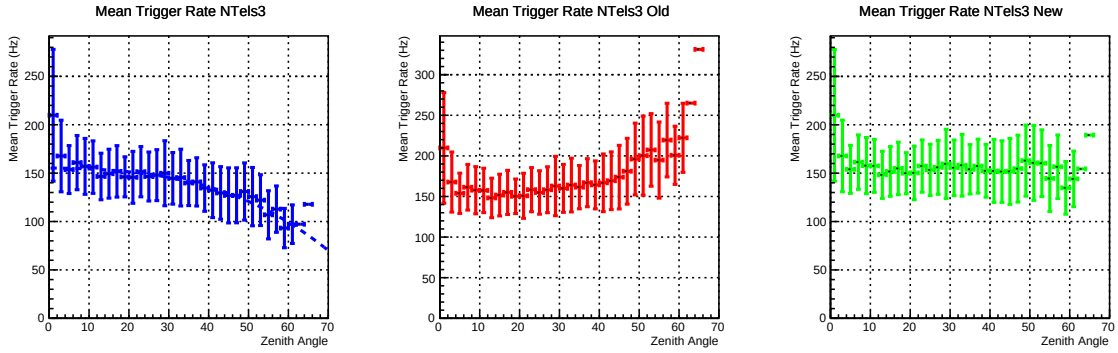


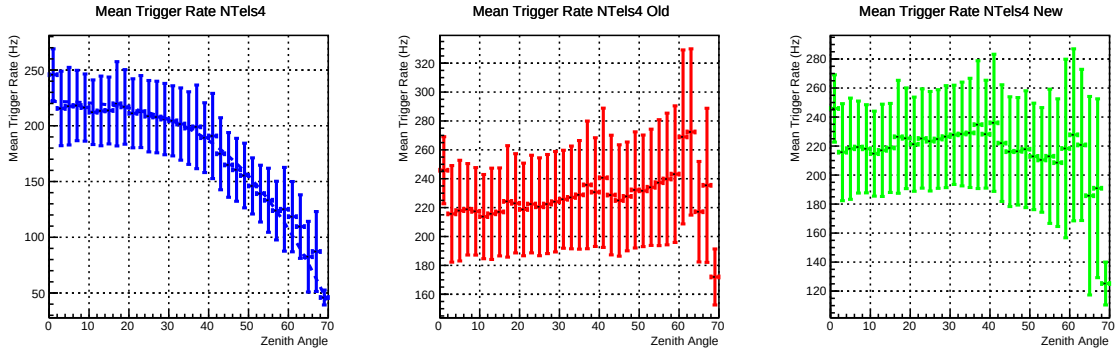
FIGURE 3.15 – Précédente fonction de correction du taux de déclenchement central par l'angle zénithal. L'axe des ordonnées représente la valeur de cette correction en fonction de $x = 1 - \cos\theta$ représenté sur l'axe des abscisses.

la section 3.5, c'est-à-dire une fonction parabolique de la forme $1 + \lambda_1 \times x + \lambda_2 \times x^2$ strictement décroissante sur l'intervalle [0;1] donc avec des paramètres négatifs ou nuls. Pour effectuer cette étude, les observations de plus de 5 min et ayant un coefficient de transparence moyen supérieur à 90 % sont sélectionnés. Les résultats obtenus nous montrent que pour les observations où le télescope CT5 est présent, on obtient des résultats similaires à ceux de CT5 pris individuellement : le taux de déclenchement dépend dans ce cas très peu de l'angle zénithal (le terme λ_1 est nul dans ce cas). On comprend également pourquoi on obtenait une surestimation de cette variable pour les observations de type H.E.S.S. phase II. Les paramètres sont présentés dans le tableau 3.4.

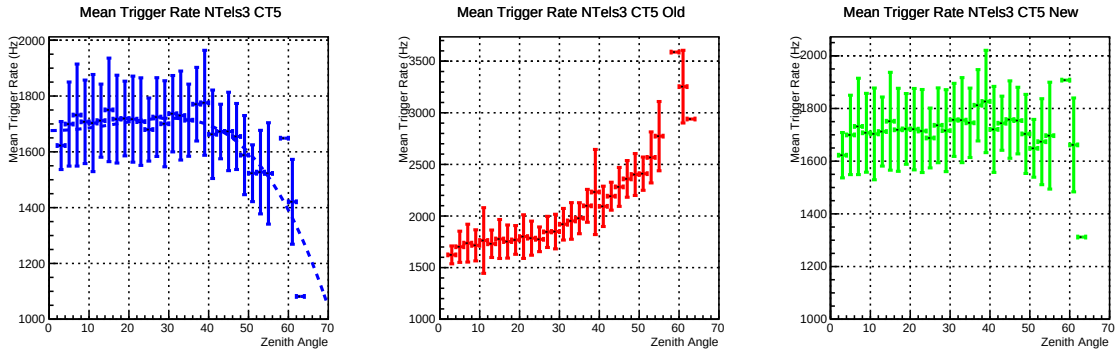
La surestimation de l'ancienne correction par l'angle zénithal, visible sur la figure 3.16 en rouge, était vraiment problématique pour les observations contenant le télescope CT5. La nouvelle fonction introduite permet d'améliorer cette correction (en vert sur la figure 3.16), le taux de déclenchement central est quasiment constant. Elle est cependant moins



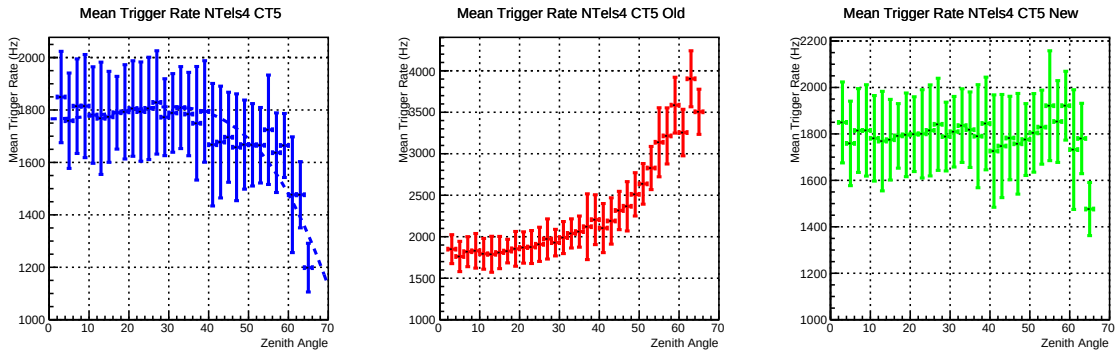
(a) Configuration H.E.S.S. phase I à 3 télescopes.



(b) Configuration H.E.S.S. phase I à 4 télescopes.



(c) Configuration H.E.S.S. phase II CT5 + 3 télescopes CT1–4.



(d) Configuration H.E.S.S. phase II CT5 + 3 télescopes CT1–4.

FIGURE 3.16 – Correction du taux de déclenchement par l'angle zénithal θ pour différentes configurations. En bleu à gauche, on représente le taux de déclenchement central en fonction de l'angle zénithal, au milieu en rouge, le taux de déclenchement corrigé par l'ancienne fonction f(x) et en vert à droite, le taux de déclenchement corrigé par les nouveaux paramètres.

	λ_1	λ_2
Observations de type H.E.S.S. phase I pour 3 télescopes	-0.436	-0.405
Observations de type H.E.S.S. phase I pour 4 télescopes	-0.651	-0.532
Observations de type H.E.S.S. phase II	0	-0.563

TABLEAU 3.4 – Paramètres λ_1 et λ_2 pour corriger le taux de déclenchement en fonction de l'angle zénithal.

fiable pour des angles supérieurs à 60°, moins d'observations sont effectuées pour ces angles zénithaux.

3.11 Influence de l'opacité de l'atmosphère sur les résultats de la Nébuleuse du Crabe

Il est intéressant de connaître l'influence de l'opacité de l'atmosphère sur les résultats d'une analyse. Cependant, il faut trouver une source ayant suffisamment d'heures d'observations afin d'avoir une étude significative. La nébuleuse du Crabe est une source intéressante car elle a été beaucoup étudiée avec les télescopes H.E.S.S. même si elle est visible de façon plus optimale dans l'hémisphère Nord. C'est également la source ponctuelle la plus brillante en astronomie γ, donc facilement détectable ; elle est observée par les 3 réseaux de télescopes à effet Cherenkov atmosphérique (MAGIC, VERITAS et H.E.S.S.). L'extension du spectre vers les très hautes énergies, jusqu'à 80 TeV a été réalisée [4] [5]. Enfin, cette source est souvent observable dans l'hémisphère Sud pendant les mois de août, septembre et octobre, mois où l'atmosphère est souvent dégradée (voir section 3.7), et avec un fort un angle zénithal élevé ($\theta > 45°$).

Le second choix de l'influence de l'opacité de l'atmosphère s'est porté sur le système binaire LS 5039, cette source possède une quantité d'observations importantes. Cet objet céleste constitue aussi l'un des sujets de cette thèse. De plus, le flux varie en fonction de la position de l'objet compact, il sera donc intéressant de voir pour les différents flux de photons γ obtenus si on a le même comportement avec une atmosphère opaque. Cette étude est présentée dans le chapitre dédiée à ce système binaire.

Le rémanent de supernova de la nébuleuse du Crabe se situe à une distance de 2000 parsecs. Cette source a été ensuite redécouverte par Bevis en 1731 et par Messier en 1758 de façon indépendante. Messier l'avait d'abord classée comme une comète [10].

Cet objet est visible sur tout le spectre électromagnétique et appartient à la classe des rémanents pleins, ou plérions [32] ; cette nébuleuse sert souvent de référence dans la classification de ce type d'objet céleste. Le pulsar se situe au centre de la supernova et possède une période de rotation de 33 ms et une luminosité très élevée L = 5×10^{38} erg.s^{-1}. L'étude au niveau des ondes radios jusqu'aux rayons X durs a mis en évidence un rayonnement synchrotron et polarisé et d'origine athermique [33] pour une énergie inférieure 1 GeV. L'énergie cinétique mise en jeu dans la nébuleuse est estimée à $\sim 7 \times 10^{49}$ erg [28] et est à l'origine en partie de la production d'un rayonnement γ à très haute énergie [5]. L'autre partie de l'énergie cinétique résiderait en dehors de la nébuleuse visible. La Nébuleuse du Crabe fournit continuellement des particules relati-

vistes de matière et d'antimatière comme les électrons et les positrons. On pense que ces particules sont accélérées par un processus similaire à celui de Fermi et provoquant lors de l'interaction avec le vent de la nébuleuse une onde de choc terminale [31] ou via une reconnexion axée sur le choc dans le vent [25]. Pour des énergies supérieures à 1 GeV, l'ensemble de l'émission du rayonnement γ est induit par une diffusion inverse Compton des électrons relativistes dans la nébuleuse [19] [9]. Des études récentes ont montré une variabilité de cette source dans le domaine des rayons X et pour des énergies au-dessus de 100 MeV [30]. Des études sont menées pour trouver également une variabilité de la Nébuleuse du Crabe pour des énergies supérieures à 300 GeV [7] [12] [2], mais aucun résultat ne montre actuellement un tel phénomène. Si une telle variabilité existait, il faudrait montrer d'abord qu'elle n'est pas due à une fluctuation de l'opacité de l'atmosphère.

Pour mener à bien cette étude, nous avons sélectionné des données de type H.E.S.S. phase I ayant des pixels indisponibles inférieurs à 15 % pour au moins 2 télescopes. Nous supposerons également que la source ne subit pas de variabilité de flux dans le domaine énergétique [400 GeV – 70 TeV] que l'on considère. Les données ont été séparées selon le coefficient de transparence (TC) défini dans la relation 3.3 pour chaque télescope et moyenné grâce à la relation 3.5. Enfin, afin d'avoir des résultats significatifs, on regroupe les observations de la Nébuleuse du Crabe selon le nombre d'heures observées pour différents domaines d'opacité de l'atmosphère.

TC	Temps d'observation	Significance	$\frac{\sigma}{\sqrt{h}}$	Nbre de γ/min détectés	Angle zénithal moyen θ_{mean}
0.50 – 0.60	8.9 h	76.2 σ	25.5	2.78 ± 0.07	48.8°
0.60 – 0.70	3.9 h	50.2 σ	25.4	2.80 ± 0.11	49.0°
0.70 – 0.80	7.1 h	71.3 σ	26.8	3.09 ± 0.09	49.5°
0.80 – 0.90	12.8 h	109 σ	30.5	4.08 ± 0.07	48.5°
0.90 – 0.95	22.7 h	157 σ	33.0	4.66 ± 0.06	49.8°
0.95 – 1.00	51.5 h	260 σ	36.2	5.56 ± 0.04	49.0°
1.00 – 1.05	41.4 h	245 σ	38.0	5.83 ± 0.05	48.1°

TABLEAU 3.5 – Répartition des données de la Nébuleuse de la Crabe en fonction du coefficient de transparence.

Même avec un temps d'observation relativement faible pour $0.60 \leq TC < 0.70$, on détecte la source avec une significance assez élevée de 50.2 σ. En examinant les résultats du tableau 3.5, nous constatons directement une relation entre le nombre de photons détectés par minute et l'opacité de l'atmosphère : les télescopes détectent moins de photons si l'atmosphère est absorbante. L'influence de l'angle zénithal moyen est à exclure, il est en effet quasiment constant entre chaque échantillon considéré ($48° < \theta_{mean} < 50°$). Nous constatons de plus que la significativité de la source dépend naturellement du temps d'observation mais également de l'opacité de l'atmosphère. Cette influence est montrée si on observe la colonne $\frac{\sigma}{\sqrt{h}}$. Cette valeur augmente si la valeur du coefficient de transparence augmente. Ces variations sont montrées dans les figures 3.17 et modélisées par une droite pour $\frac{\sigma}{\sqrt{h}} = a + b \times TC$ et par une loi de puissance pour le nombre de photons γ détectés $\gamma/min = K.TC^{\alpha}$. Pour une atmosphère transparente (TC = 1.0), $\frac{\sigma}{\sqrt{h}} = 36.8$ et une détection de 5.6 γ/min. Les modèles d'ajustement n'ont pas nécessairement un

sens physique, il faut juste les considérer comme des fonctions de correction réalisées de façon empirique [27]. Une étude théorique du modèle d'absorption de la lumière Cherenkov est nécessaire pour comprendre précisément les mécanismes mis en jeu.

Une analyse spectrale permettrait de connaître la répartition de cette absorption sur le spectre : est-ce que la lumière Cherenkov est absorbée de façon homogène quelque soit l'énergie du photon γ incident ? Pour cela on réalise le spectre de la Nébuleuse du Crabe pour les différents intervalles de coefficient de transparence choisis en ajustant avec une loi de puissance courbée [18] :

$$\frac{dN(E)}{dE} = \Phi_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{[-\Gamma+\beta \log_{10}(E/E_0)]} \tag{3.7}$$

où $\frac{dN(E)}{dE}$ représente le flux différentiel, Φ_0 le flux de photons γ à l'énergie de référence (E_0), Γ l'indice spectral et β la courbure du spectre énergétique. Les résultats sont présentés sur les figures 3.20 et 3.19. Dans premier temps, nous pouvons pas conclure sur le seuil en énergie sur les spectres. En effet, pour :

- $0.50 \leq TC < 0.60$, le premier point sur le spectre est à une énergie $E_{min} = 0.534\,TeV$;
- $1.00 \leq TC < 1.05$, le premier point sur le spectre est à une énergie $E_{min} = 0.502\,TeV$;

La différence de seuil n'est pas significatif pour pouvoir conclure sur un effet de l'opacité de l'atmosphère. Pour le maximum en énergie, il est difficile de tirer une conséquence : le dernier point en énergie sera significatif si beaucoup d'heures d'observation sont cumulées. Par exemple, le dernier point du spectre a une énergie E = 30.4 TeV pour $0.50 \leq TC < 0.60$ alors qu'il vaut E = 17.8 TeV pour $0.60 \leq TC < 0.70$, tout simplement parce que le temps d'observation est moins important dans le deuxième cas. L'absorption de la lumière Cherenkov par les aérosols ne semble donc pas dépendre de l'énergie du photon γ incident.

La figure 3.19 ne montre aucune corrélation entre la courbure du spectre β et TC d'une part et l'indice spectral Γ et TC d'autre part. En effet, les valeurs semblent réparties plus aléatoirement et sans avoir une relation claire avec le coefficient de transparence. Une atmosphère dégradée influence sur le nombre de photons détectés mais ne modifie pas l'allure du spectre (indice spectral et courbure s'il y en a une).

Par contre pour le flux différentiel à 1 TeV et le flux intégré au-dessus de 1 TeV (figure 3.20), on peut voir une dépendance avec la valeur du coefficient de transparence, d'ailleurs un modèle en loi de puissance a été établi. Pour le flux différentiel :

$$\Phi(1\,TeV) = K_1.TC^{\alpha} \quad K_1 = (47.0 \pm 1.5) \times 10^{-12}\,TeV^{-1}.cm^{-2}.s{-}1 \quad \alpha = 2.01 \pm 0.27$$

Et pour le flux intégré :

$$\Phi(E > 1\,TeV) = K_2.TC^{\alpha} \quad K_2 = (24.6 \pm 0.7) \times 10^{-12}\,cm^{-2}.s{-}1 \quad \alpha = 1.79 \pm 0.28$$

Un effet certain du coefficient de transparence est avéré : on obtient un facteur 2 pour le flux différentiel et le flux intégré entre une atmosphère considéré comme opaque ($TC < 0.70$) et une atmosphère transparente. Nous n'obtenons pas au final un modèle totalement fiable de correction du flux par le coefficient de transparence ; la fonction

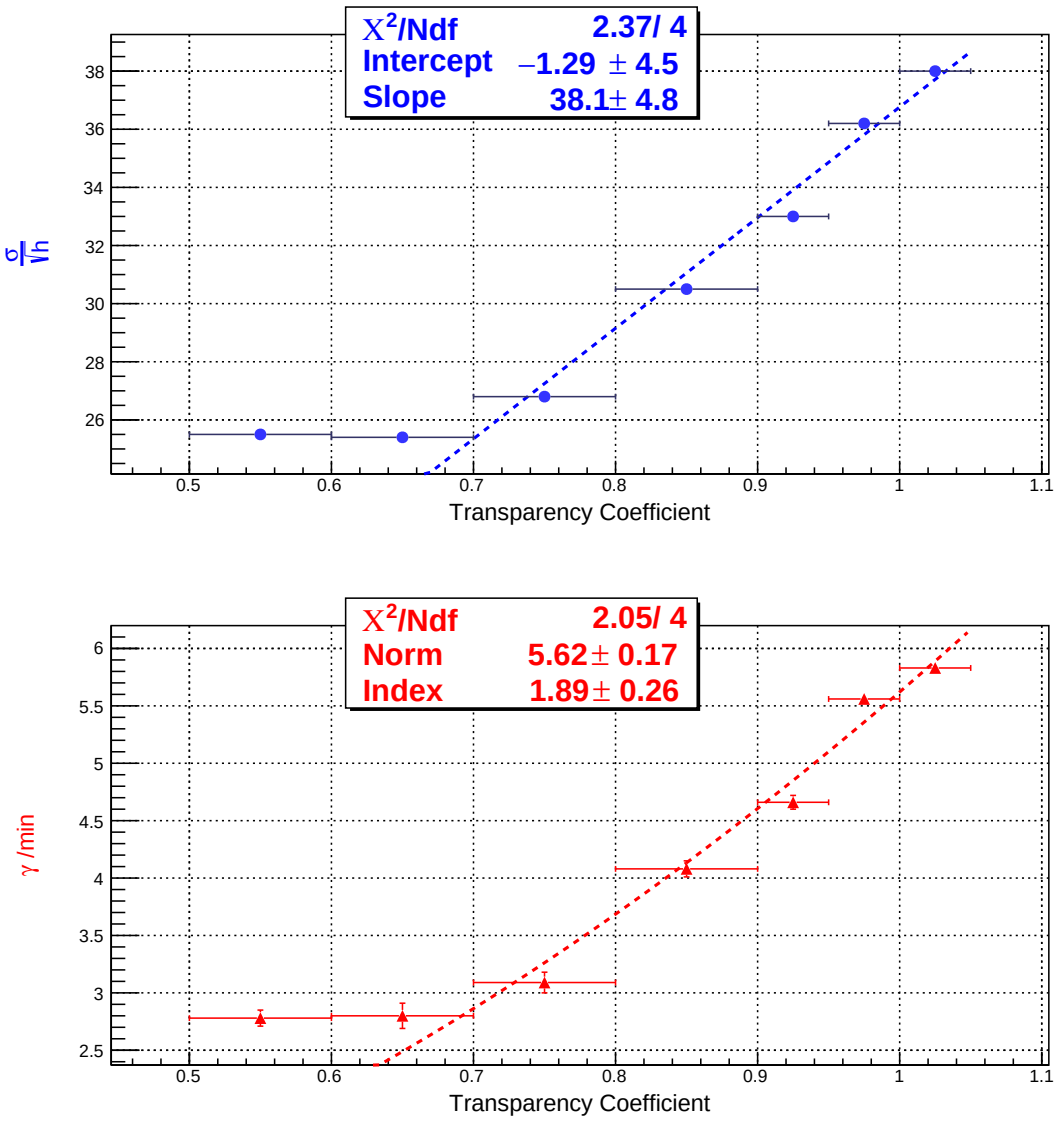


FIGURE 3.17 – Influence du coefficient de transparence sur la valeur de la significance de la nébuleuse du Crabe corrigé par le temps $\frac{\sigma}{\sqrt{h}}$ (figure du haut) et sur le nombre de photons γ détectés par minute (figure du bas). Les courbes sont ajustées sur l'intervalle TC $\in [0.60\,;\,1.05]$, un palier minimal apparaît en-dessous de ces valeurs. Les fonctions obtenues sont : $\frac{\sigma}{\sqrt{h}} = a.TC + b$ avec b $= 38.1 \pm 4.9$ et a $= -1.3 \pm 4.5$ et $\gamma/\text{min} = K.TC^{\alpha}$ avec K $= 5.62 \pm 0.17$ et $\alpha = 1.89 \pm 0.26$. Un palier est observé pour un coefficient de transparence inférieur à 0.7.

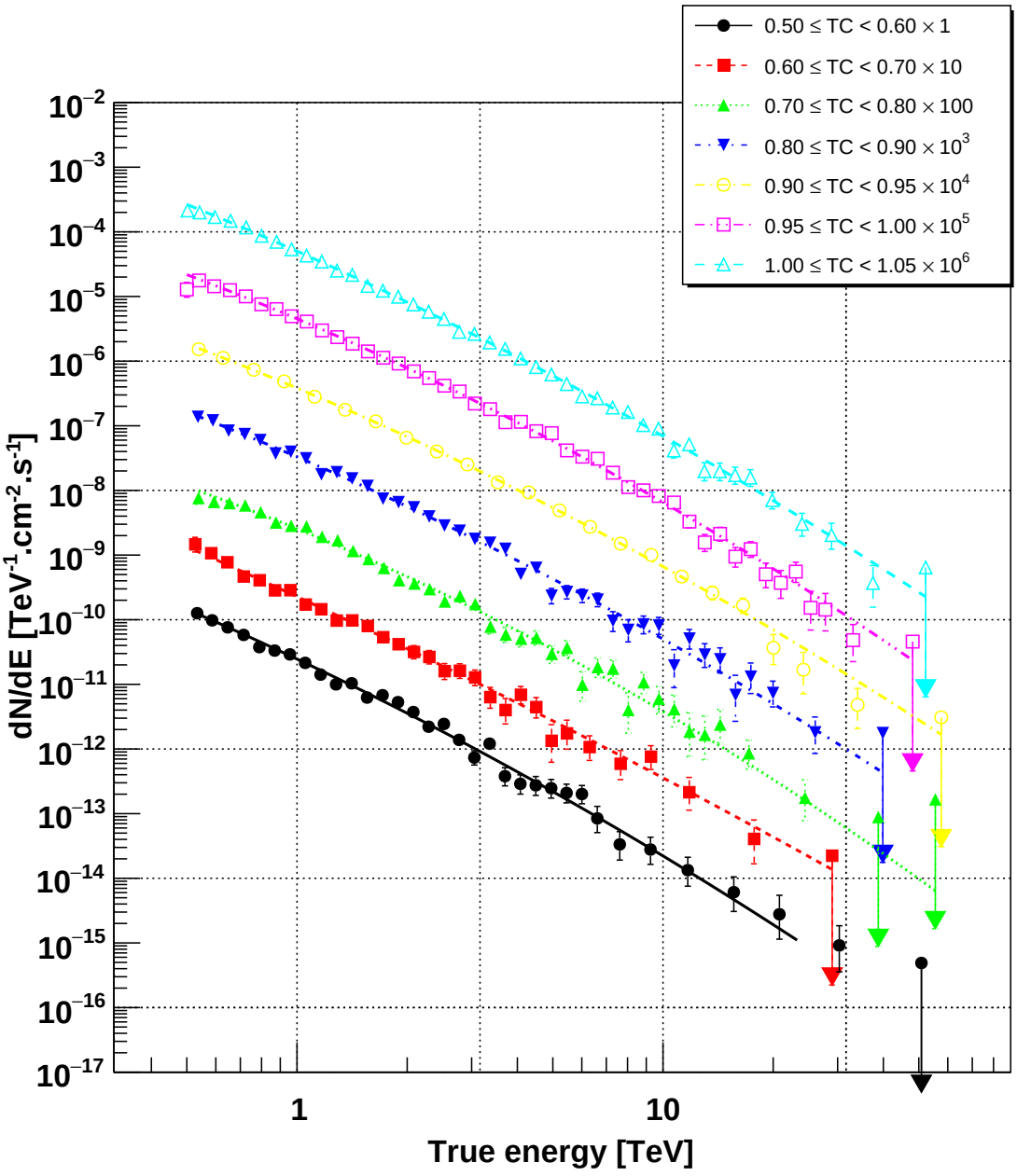
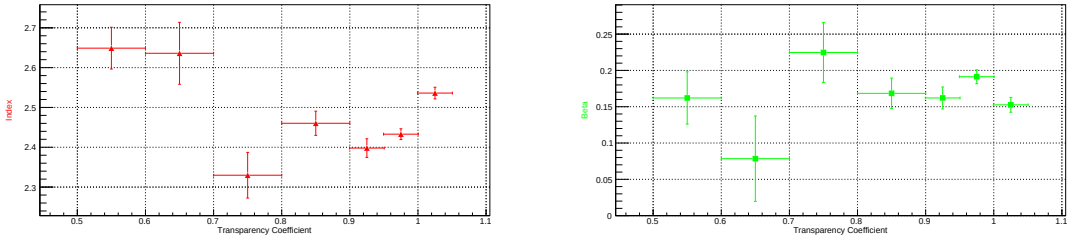
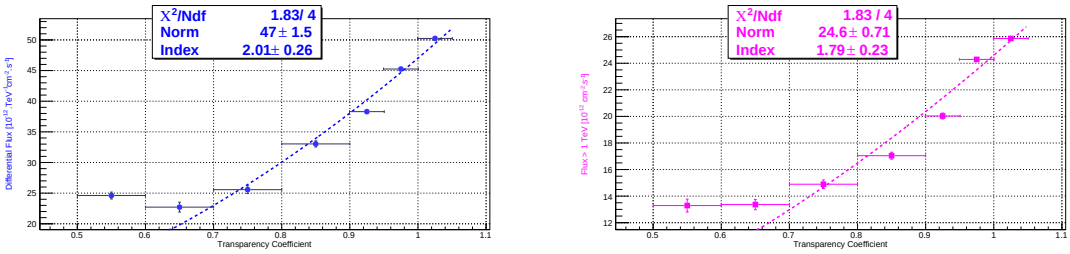


FIGURE 3.18 – Spectres de la Nébuleuse du Crabe en loi de puissance courbée pour différentes valeurs du coefficient de transparence. Les courbes ont été espacées d'un facteur dix pour plus lisibilité du spectre.



(a) (b)

FIGURE 3.19 – Influence de la transparence de l'atmosphère sur la courbure du spectre (a) et sur l'indice spectral (b) de la Nébuleuse du Crabe. Aucune relation claire n'est démontrée concernant l'influence de TC.



(a) (b)

FIGURE 3.20 – Influence de la transparence de l'atmosphère sur le flux différentiel et le flux intégré de la Nébuleuse du Crabe au-dessus de 1 TeV. Les deux courbes sont modélisées par une loi de puissance.

d'ajustement est assez éloignée des résultats expérimentaux pour TC < 0.70. On peut quand même essayer de corriger la valeur du flux différentiel et de l'amener à une valeur correspondant à une atmosphère transparente (TC = 1.0).

Avec cette analyse, la valeur du flux Φ_{Cor} que l'on devrait obtenir avec une atmosphère transparente, est donnée par la relation : $\Phi_{Cor} = \frac{\Phi}{TC^{1.79}}$ où Φ est le flux mesuré de la nébuleuse du Crabe (voir figure 3.22). Cette correction permet de corriger les flux de photons γ parfois sous-estimés lors de mauvaises conditions atmosphériques. Dans la partie basse de la figure 3.22, des valeurs du flux intégré se détachent nettement sur cette courbe de lumière notamment sur la période (en MJD) [56278 ; 56280]. Sur cet intervalle de temps, les conditions d'observations ont été très mauvaises avec un coefficient de transparence inférieur à 0.7, ces valeurs particulières sont représentées en orange sur les figures 3.21 et 3.22. Ces dates ne correspondent pas exactement au moment où un sursaut à été détecté avec le satellite Fermi-LAT en mars 2013 (MJD = [56355 ; 56360]) [1] [29] ou par les réseaux de télescopes VERITAS [8] ou H.E.S.S. [2]. L'hypothèse la plus probable est que notre modèle est encore perfectible : bien qu'il y ait clairement une relation entre le nombre de photons détectés et le coefficient de transparence, la correction devient très difficile si l'atmosphère est trop dégradée. En effet sur les courbes précédentes (figures 3.17 3.21 et 3.22), des paliers ont été observés et notre modèle ne s'applique correctement que si TC > 0.7. Les flux anormalement élevés sont sûrement dues à une surestimation de notre correction par le coefficient de transparence.

Pour compenser ce phénomène de palier et éviter une surestimation de la correction, une valeur fixe de correction est prise pour une atmosphère dont le coefficient de transparence est inférieur à 0.70. Pour ces observations on divise le flux par une valeur fixe $\Phi_{Cor} = \frac{\Phi}{0.70^{1.79}}$. Les résultats de cette nouvelle correction sont présentés sur la figure 3.23 et les valeurs de flux corrigées par une valeur fixe (soit pour TC < 0.70) sont représentées en vert, gommant ainsi certaines valeurs aberrantes par rapport à la figure précédente.

Pour résumer cette correction du flux par le coefficient de transparence, la répartition de ces 3 courbes de lumière de la nébuleuse du Crabe, donc avec les modifications apportées par la correction de la transparence de l'atmosphère, sont présentées sur la figure 3.24. L'ajustement par une gaussienne permet de se rendre compte que la répartition est très légèrement améliorée. En effet, la plupart des observations sont effectuées sous de bonnes conditions atmosphériques, seules quelques valeurs sont modifiées de façon significative. La correction permet de supprimer les valeurs trop faibles apparaissant sur la partie gauche en bleu sur l'histogramme.

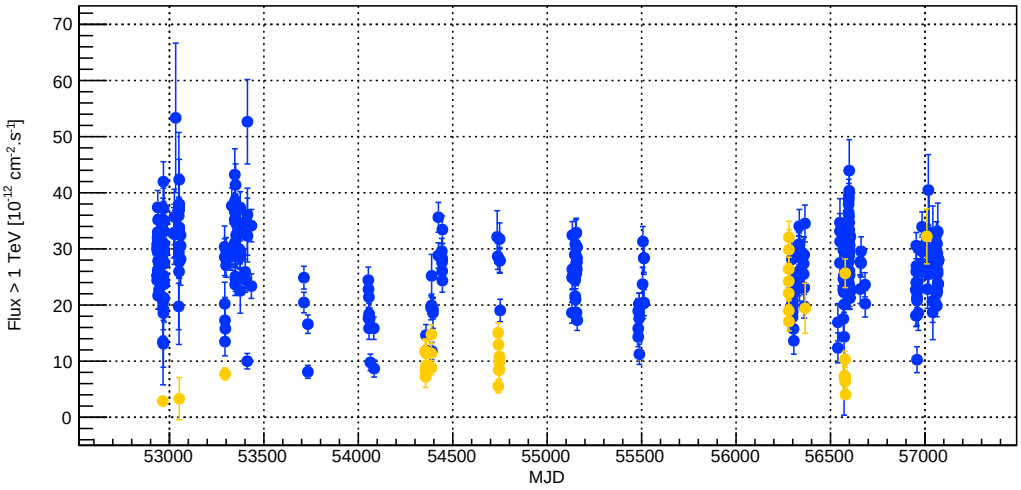
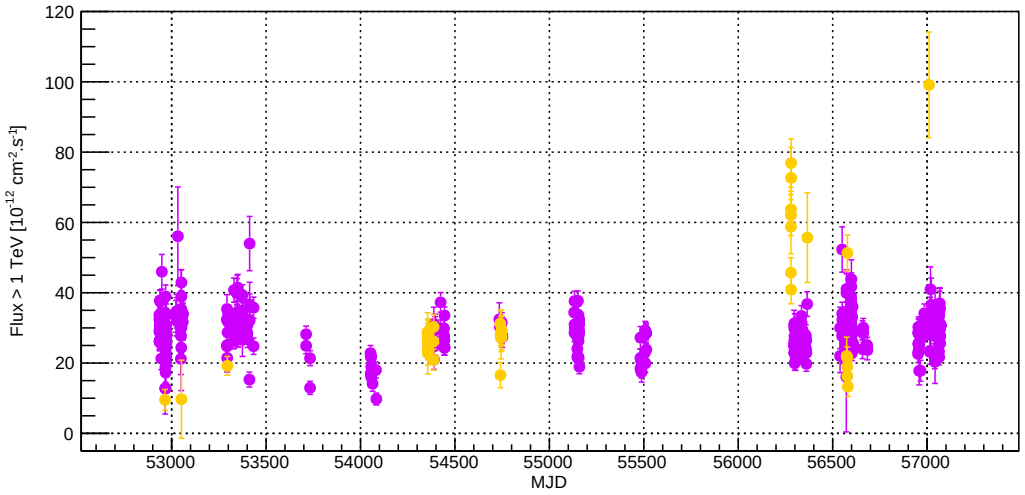


FIGURE 3.21 – Courbe de lumière de la nébuleuse du Crabe. Les observations pour lesquelles TC < 0.70 sont représentées en orange.



(a)

FIGURE 3.22 – Courbe de lumière de la nébuleuse du Crabe après correction par le coefficient de transparence. Les observations pour lesquelles TC < 0.70 sont toujours représentées en orange, mettant en évidence une surestimation de cette modification du flux pour certaines données.

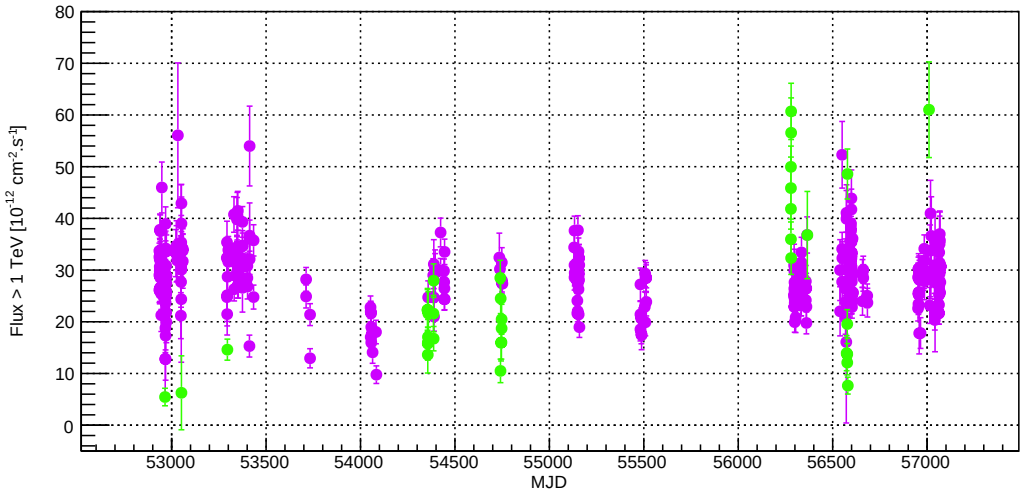


FIGURE 3.23 – Répartition des valeurs de la courbe de lumière avant et après correction par le coefficient de transparence. Les grandeurs dont TC < 0.70 sont représentées en vert, elles sont corrigées par une valeur fixe $\Phi_{\text{Cor}} = \dfrac{\Phi}{0.70^{1.79}}$ évitant ainsi une surestimation de cette correction contrairement à la figure 3.22.

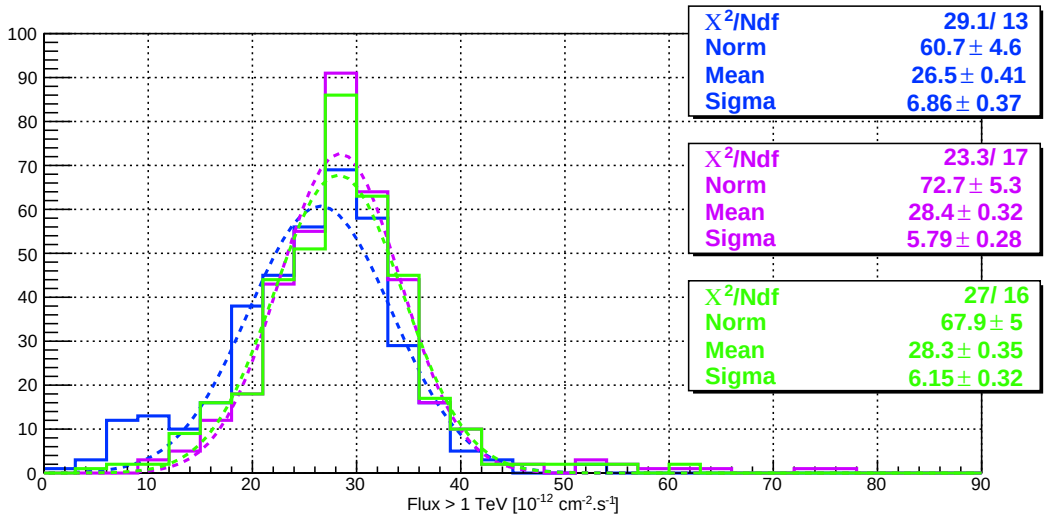


FIGURE 3.24 – Répartition des valeurs de la courbe de lumière avant et après correction par le coefficient de transparence. Les grandeurs sont ajustées par une gaussienne dans les deux cas et l'ajustement est légèrement meilleur après correction par le coefficient de transparence.

3.12 Conclusion

Le coefficient de transparence (TC) est une grandeur qui caractérise l'absorption par l'atmosphère de la lumière Cherenkov émise par les particules relativistes, cette grandeur pourrait être comparée avec la transmittance (grandeur utilisée en chimie). Cette opacité de l'atmosphère est souvent liée à des activités anthropiques, comme l'industrie ou la combustion de la biomasse des champs afin de rendre la terre plus fertile. Il en résulte de fines particules dans les hautes couches de l'atmosphère conduisant dans notre cas à l'absorption des photons Cherenkov et rendant ainsi les sources astronomiques moins visibles dans le ciel.

Ce coefficient de transparence peut être estimé à partir du taux de déclenchement de la caméra (R), de l'efficacité optique (μ_{eff}), du gain (g), de l'angle zénithal (θ), du nombre et du type de télescopes utilisés au cours de l'observation. La relation entre ces 4 grandeurs a été déterminée de façon empirique, nous obtenons une bonne corrélation des données entre télescopes si le nombre de données est suffisant. Les données du cinquième télescope a permis de montrer que le taux de déclenchement de la caméra est très peu dépendant du nombre de télescopes engagés lors d'une observation.

L'étude des valeurs obtenues du coefficient de transparence montre que régulièrement pendant les mois d'août, septembre et octobre l'atmosphère devient plus opaque. La valeur TC calculée à partir des télescopes H.E.S.S. suit les mêmes variations que exp(-AOD) où AOD est la profondeur optique, grandeur déterminée par le satellite MISR. Cette opacité est à relier directement avec la combustion de la biomasse pendant cette saison.

La méthode de calcul du coefficient de transparence de l'atmosphère a permis de modifier la correction par l'angle zénithal du taux de déclenchement central. Les varia-

tions du taux de déclenchement nous permettent en effet de déterminer les variations de TC au cours d'une observation.

Enfin deux études ont été menées sur deux sources : la nébuleuse du Crabe et LS 5039 (voir le chapitre 7 dédié à l'étude de cette source) pour connaître l'influence d'une atmosphère plus opaque sur les résultats d'une expérience. Bien que l'on ait pas pu démontrer un effet sur le seuil en énergie, la courbure du spectre ou l'indice spectral, nous avons pu clairement démontrer une influence sur la significance corrigée par le temps $\frac{\sigma}{\sqrt{h}}$, le nombre de photons γ détectés par minute, le flux différentiel et sur le flux total de la source.

Lors de l'analyse d'une source, il est donc important de connaître l'état de l'atmosphère au moment de l'observation. Une opacité des couches d'air altère le signal et la quantité de photons γ. Ces observations peuvent être rejetées lors d'une analyse ou on peut essayer de corriger les résultats obtenus notamment.

Ces résultats sont maintenant implémentés dans les logiciels de calibration et détermination de la qualité de l'observation observée. La correction du taux de déclenchement central par l'angle zénithal a été également modifiée. Ce changement a permis de révéler que 80% des évènements stéréoscopiques incluent le cinquième télescope si celui-ci est présent dans l'observation. Bien que les phénomènes physiques mis en jeu ne soient pas identiques, le LIDAR devrait capable de contre-vérifier nos valeurs.

Perspectives
Ce coefficient de transparence calculé sera pris en compte dans les calibrations des observations de manière à corriger leur effet directement au début de l'analyse avec run-wise [16][17]. Le coefficient de transparence devra également être déterminé depuis l'amélioration de la caméra des télescopes CT1–4. Ce travail ne fera pas l'objet a priori d'une publication.

3.13 Bibliographie

[1] ABDO, A. A., M. ACKERMANN, M. AJELLO et AL. 2011, «Gamma-Ray Flares from the Crab Nebula», *Science*, vol. 331, p. 739. 84

[2] ABRAMOWSKI, F. E. A., A. AHARONIAN. 2014, «H.E.S.S. observations of the Crab during its March 2013 GeV gamma–ray flare», *A&A*, vol. 562. 80, 84

[3] AERONOMIE. 2009, «Chimie troposphérique Journée portes ouvertes 2009», https://tropo.aeronomie.be/ppt/Aerosols_atmospherique(PortesOuvertesIASB.ppt. 61

[4] AHARONIAN, A. E. A., F. AKHPERJANIAN. 2004, «Constraints on Pulsar Magnetospheric and Wind Parameters for the Compact Nebulae of Vela and PSR B1706–44», *ApJ*, vol. 614, p. 897. 79

[5] AHARONIAN F., A. A. E. A. 2006, «Observations of the Crab nebula with H.E.S.S.», *A&A*, vol. 457, p. 899–915. 79

[6] ET AL., F. S. H. G. H. J. 2004, «The trigger system of the H.E.S.S. telescope array», *APh*, vol. 22, p. 285–296. 60

[7] ALEKSIC J., A. S. E. A. 2015, «Measurement of the Crab Nebula spectrum over three decades in energy with the MAGIC telescopes», *JHEAp*, vol. 5–6, p. 30–38. 80

[8] ALIU, E., S. ARCHAMBAULT, T. AUNE et AL. 2014, «A Search for Enhanced Very High Energy Gamma-Ray Emission from the 2013 March Crab Nebula Flare», *ApJL*, vol. 781. 84

[9] ATOYAN, F. A., A. M. AHARONIAN. 1996, «Constraints on Pulsar Magnetospheric and Wind Parameters for the Compact Nebulae of Vela and PSR B1706–44», *MNRAS*, vol. 278, p. 525. 80

[10] BARROW, J. D. 2008, *Cosmic Imagery : Key Images in the History of Science*, Random House. 79

[11] BERNLÖHR, K. 2000, «Impact of atmospheric parameters on the atmospheric Cherenkov technique», *APh*, vol. 12, p. 255–268. 60

[12] DE BHRÓITHE, A. O. 2015, «The search for short-term flares in extended VHE Crab Nebula observations with the Whipple 10 m telescope», *arXiv*. 80

[13] DINER, E. A., D. J. 1998, «Multi-angle Imaging SpectroRadiometer (MISR) instrument description and experiment overview», *IEEE Trans. Geosci*, vol. 36, p. 1072–1087. 73

[14] DINER, E. A., D. J. 2001, «MISR aerosol optical depth retrievals over southern Africa during the SAFARI-2000 dry season campaign», *Geophys. Res. Lett.*, vol. 28, p. 3127–3130. 73

[15] DINER, E. A., D. J. 2005, «The value of multiangle measurements for retrieving structurally and radiatively consistent properties of clouds, aerosols, and surfaces», *Remote Sens. Environ.*, vol. 97, p. 495–518. 73

[16] HOLLER, M., D. BERGE, J. HAHN, D. KHANGULYAN, R. D. PARSONS et FOR THE H. E. S. S. COLLABORATION. 2017, «Advanced search for the extension of unresolved TeV sources with H.E.S.S. : First measurement of the extension of the Crab nebula at TeV energies», *ArXiv*. 88

[17] HOLLER, M., J. CHEVALIER, J.-P. LENAIN, M. DE NAUROIS et D. SANCHEZ. 2017, «Run-Wise Simulations for Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope Arrays», *ArXiv*. 88

[18] J. ALBERT, E. A. 2008, «VHE Gamma-Ray Observation of the Crab Nebula and its Pulsar with the MAGIC telescope», *arXiv*. 81

[19] DE JAGER, A. K., O. C. ET HARDING. 1992, «Constraints on Pulsar Magnetospheric and Wind Parameters for the Compact Nebulae of Vela and PSR B1706–44», *A&A*, vol. 396, p. 161. 80

[20] KAHN, J. V. M. E. A., B. J. GAITLEY. 2005, «Spectroradiometer (MISR) global aerosol optical depth validation based on 2 years of coincident Aerosol Robotic Network (AERONET) observations», *J. Geophys. Res.*, vol. 110. 73

[21] KALASHNIKOVA, E. R. A. K., O. V. 2008, «Mineral dust plume evolution over the Atlantic from MISR and MODIS aerosol retrievals», *J. Geophys. Res.*, vol. 113. 73

[22] ET L. DI GIROLAMO, D. S. 2010, «A climatology of aerosol optical and microphysical properties over the Indian subcontinent from 9 years (2000–2008) of Multiangle Imaging Spectroradiometer (MISR) data», *J. Geophys. Res.*, vol. 115. 73

[23] M. TESFAYE, J. B. E. G. M. T., V. SIVAKUMAR. 2011, «Aerosol climatology over South Africa based on 10 years of Multiangle Imaging Spectroradiometer (MISR) data», *Journal Of Geophysical Research*, vol. 116. 61, 73

[24] MARTONCHIK, D. J. D. E. A., J. V. 2004, «Comparison of MISR and AERONET aerosol optical depths over desert sites», *Geophys. Res. Lett*, vol. 31. 73

[25] PÉTRI, Y., J. ET LYUBARSKY. 2007, «Magnetic reconnection at the termination shock in a striped pulsar wind», *A&A*, vol. 473, p. 683. 80

[26] R. KAHN, P. B. E. D. M. 2001, «Sensitivity of multiangle imaging to natural mixtures of aerosols over ocean», *J. Geophys. Res.*, vol. 106, p. 18 219–18 238. 73

[27] DE LOS REYES K. BERNLÖHR, J. H. R. et AL. 2014, «Impact of aerosols and adverse atmospheric conditions on the data quality for spectral analysis of the H.E.S.S. telescopes», *APh*, vol. 12, p. 25–32. 60, 64, 69, 81

[28] SMITH, N. 2013, «The Crab nebula and the class of Type IIn-P supernovae caused by sub-energetic electron-capture explosions», *MNRAS*, vol. 434. 79

[29] STRIANI, E., M. TAVANI, V. VITTORINI et AL. 2013, «Variable Gamma-Ray Emission from the Crab Nebula : Short Flares and Long "Waves"», *ApJ*, vol. 765, p. 52. 84

[30] STRIANI, M. E. A., E. TAVANI. 2013, «Variable gamma-ray emission from the Crab Nebula : short flares and long "waves"», *ApJ*, vol. 765, p. 52. 80

[31] ET TAVANI M., A. J. 1994, «Relativistic Particle Acceleration in Plerions», *ApJ*, vol. 90, p. 797. 80

[32] WEILER, N., K. W. ET PANAGIA. 1980, «VELA X and the evolution of Plerions», *A&A*, vol. 90, p. 269–282. 79

[33] WILSON, A. S. 1972, «The structure of the Crab Nebula», *MNRAS*, vol. 157, p. 229. 79

Chapitre 4

Influence du champ magnétique terrestre sur les données

« *C'est quoi la passion ? C'est une attirance irrésistible.*
Comme celle d'une aiguille magnétique qui a trouvé son pôle »

Madeleine Chapsal / La Femme à l'écharpe

Sommaire

4.1 Introduction 92
4.2 Caractéristiques du champ magnétique terrestre 92
4.3 Rotation de la gerbe due au champ magnétique 93
4.4 Stratégie de la simulation 94
4.5 Correction de la rotation de la gerbe 97
4.5.1 Choix des paramètres de correction 97
4.5.2 Influence de l'énergie 98
4.5.3 Influence de la distance et de l'angle d'impact 98
4.5.4 Influence de la direction du photon incident 100
4.6 Détermination des paramètres de correction 103
4.7 Conclusion 106
4.8 Bibliographie 106

4.1 Introduction

Les télescopes atmosphériques à imagerie Cherenkov utilisent les différences de forme et d'orientation des images de développement des cascades pour distinguer les rayons gamma de haute énergie des autres rayons constitués essentiellement de protons. Cependant, ces images peuvent être déformées par les effets du champ géomagnétique, ce qui diminue la sensibilité d'un télescope. Des études précédentes ont été effectuées et elles montrent que ces déformations seraient plus importantes pour les gerbes à plus basses énergie [3]. La surface du miroir, du dernier télescope CT5, mis en place sur le réseau de H.E.S.S. en 2012, étant plus large, nous pouvons ainsi enregistrer des évènements de plus basses énergies et donc plus sensibles à l'effet du champ géomagnétique. L'objet de cette étude est donc de voir si l'on peut corriger les effets du champ magnétique même si celui-ci est l'un des plus faibles de la surface terrestre au niveau de la Namibie.

4.2 Caractéristiques du champ magnétique terrestre

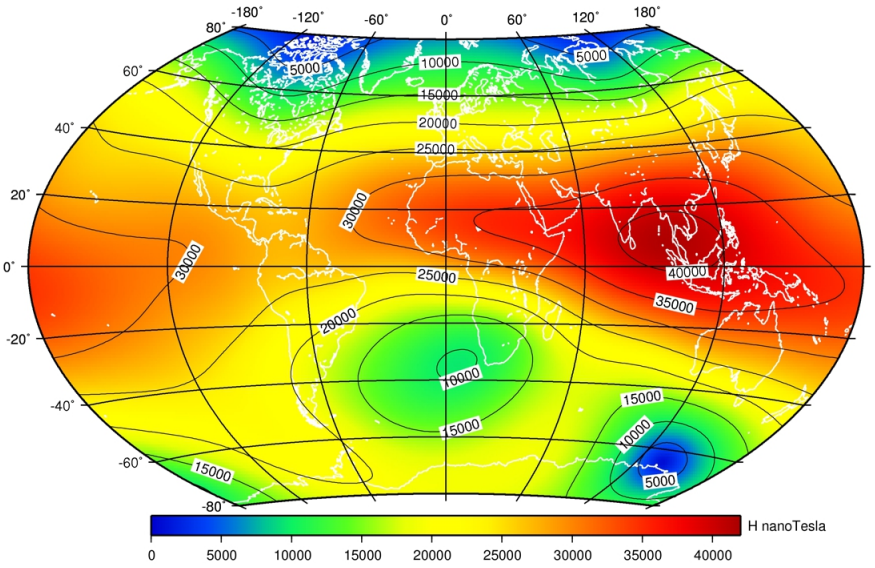


FIGURE 4.1 – Intensité du champ magnétique horizontal à la surface de la Terre. La région australe africaine possède un champ magnétique très faible en comparaison des autres régions du globe [1].

Dans le référentiel choisi, l'azimut est défini à partir de l'Est et le Sud correspond à un angle azimutal de 90°.

- x : Sud -> Nord
- y : Est -> Ouest
- z : altitude de l'observation

Les caractéristiques du champ magnétiques au niveau du site d'observations de H.E.S.S. (latitude : 23° 16' 18" S et longitude : 16° 30' 01" E, altitude : 1800 m) sont :

- $B_{X,geom}$ = 12082 nT (Nord)
- $B_{Y,geom}$ = −3074 nT (Est)

- $B_{Z,geom} = -25906$ nT (vertical dirigé vers le bas)

L'inclinaison du champ magnétique a donc pour valeur : $i = \arctan \frac{B_Z}{\sqrt{B_X^2 + B_Y^2}} = -64°$, et l'angle de déclinaison $i = \arctan \frac{B_Y}{B_X} = -14°$. Ce champ possède une composante verticale très grande et est légèrement orienté à l'Ouest, le pôle magnétique se trouvant actuellement au Nord des côtes canadiennes. Ainsi, nous attendons à une distorsion maximale de la gerbe en provenance du Sud avec un angle zénithal de 64°, et un effet minimal si la gerbe provient du Nord avec un angle zénithal de 30°.

La gerbe atmosphérique issue d'un photon γ de très haute énergie est essentiellement composée d'électrons et de positrons. Ces particules chargées sont relativistes et sont plongées dans le champ magnétique terrestre, elles subissent alors une force de Lorentz $\vec{F} = q\vec{v} \wedge \vec{B}$, induisant une déflection. Son image obtenue sur la caméra du télescope peut être allongée, élargie et pivotée par le champ magnétique terrestre. Ces effets peuvent être significatifs selon certaines directions d'observation [2]. On observe plutôt un élargissement de l'image lorsque le champ $\vec{B}$ est parallèle à l'image obtenue sur la caméra et une élongation lorsque $\vec{B}$ est perpendiculaire à ce même plan. Les conséquences de ces distorsions sont une diminution de l'efficacité de suppression du fond de rayonnement cosmique et une dégradation de la PSF [1] de la caméra. Ainsi le but est de pouvoir corriger ces effets magnétiques et ainsi augmenter la sensibilité de CT5.

4.3 Rotation de la gerbe due au champ magnétique

En appliquant le principe fondamental de la dynamique dans le cas d'une particule chargée relativiste de vitesse $\vec{v}$, plongée dans un champ magnétique $\vec{B}$, nous avons :

$$\gamma m \frac{d\vec{v}}{dt} = q\vec{v} \wedge \vec{B}$$
$$d\vec{v} = \frac{q\,dt}{\gamma m}\vec{v} \wedge \vec{B}$$

$$\vec{v} \wedge \vec{B} = \begin{pmatrix} 0 & -B_z & B_y \\ B_z & 0 & -B_x \\ -B_y & B_x & 0 \end{pmatrix} \vec{v} = Mat(\wedge).\vec{v} = i\frac{Mat(\wedge')}{\hbar}\vec{v}$$

Où $Mat(\wedge) = \begin{pmatrix} 0 & -B_z & B_y \\ B_z & 0 & -B_x \\ -B_y & B_x & 0 \end{pmatrix}$ est la matrice antisymétrique du vecteur $\vec{B}$ et $Mat(\wedge') = \frac{\hbar}{i} Mat(\wedge)$

$$d\vec{v} = \frac{i\,q\,dt}{\gamma m} \times \frac{Mat(\wedge')}{\hbar}\vec{v} \quad \Longrightarrow \vec{v}(t) = \exp\left(\frac{i\,q\,t}{\gamma m} \times \frac{Mat(\wedge')}{\hbar}\right)\vec{v}(0)$$

Ceci correspond à la rotation d'un angle $\frac{-q\,t\vec{B}}{\gamma m}$. Cette rotation est donc inversement proportionnelle à l'énergie de la particule d'où un effet plus marqué à basse énergie.

1. PSF (Point Spread Function) est une fonction mathématique décrivant la réponse d'un système d'imagerie à une source ponctuelle

4.4 Stratégie de la simulation

Cette étude est effectuée seulement sur le cinquième télescope. En effet, ce dernier est susceptible de détecter les gerbes photoniques à des énergies de 20 GeV si l'angle zénithal n'est pas trop élevé. Outre la présence ou non du champ magnétique, plusieurs paramètres interviennent donc dans cette simulation et affectent la forme de l'image de la gerbe détectée sur la caméra :

- l'énergie du photon incident : les gerbes de plus haute énergie sont moins affectées par la présence du champ magnétique terrestre ;
- l'angle zénithal : un angle zénithal élevé fait diminuer la taille de l'image sur la caméra et donc la sensibilité de la caméra ;
- l'angle azimutal : Les cascades photoniques qui seront parallèles au champ magnétique terrestre ne seront pas déformées ;
- l'angle d'impact de la gerbe : La rotation et l'élargissement / rétrécissement de la gerbe dépendant de ce paramètre ;

De façon être le plus précis possible pour notre reconstruction des paramètres de Hillas, la taille des pixels de la caméra CT5 est réduite d'un facteur 5 (au-delà certaines systématiques apparaissent) et par conséquent le nombre de pixels est augmenté d'un facteur 25 (soit ~ 50 000 pixels maintenant pour la caméra). Comme l'aire des pixels est réduite, leur sensibilité l'est également. Afin de compenser cette perte de sensibilité, une valeur de 25 est attribuée (au lieu de 1) pour la valeur d'un photon détecté et le même évènement est enregistré plusieurs fois. Enfin, la gerbe est simulée 1000 fois à une énergie fixée et ensuite moyennée sur le nombre d'évènements détectés. Ainsi la figure 4.2 illustre ce qui vient d'être décrit, et la pixellisation fine nous permet d'observer les détails de l'image des gerbes.

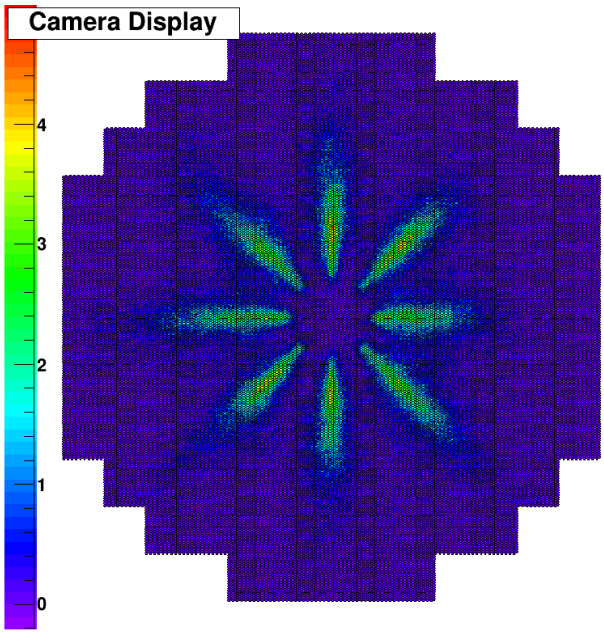


FIGURE 4.2 – Simulation de 400 photons γ à 25 GeV avec un angle zénithal nul, un angle azimutal provenant du Sud, en l'absence de champ magnétique pour une distance d'impact de 100 m. Les photons proviennent dans ce cas de 8 directions différentes sur le ciel.

Ainsi, pour chaque simulation contenant à chaque fois les 1000 gerbes moyennées, différents paramètres sont fixés, nous les faisons ensuite évoluer de façon à comparer nos résultats obtenus. Les critères de variations de ces paramètres sont définis dans le tableau 4.1.

Énergie	20 GeV → 500 GeV	Évolution tous les 10 GeV puis tous les 100 GeV pour les énergies supérieures à 100 GeV
Angle zénithal	0° → 60°	Intervalle de 6°
Angle azimutal	90° → 435°	8 directions cardinales (Sud, Sud-Est, ...)
Angle d'impact sur la caméra	0° → 315°	8 directions possibles
Distance d'impact	100 m ou 150 m	

TABLEAU 4.1 – Choix des paramètres de la simulation des gerbes photoniques

Une fois ces simulations réalisées, nous effectuons un nettoyage de l'image et nous déterminons les paramètres de Hillas comme le montre la figure 4.3, c'est-à-dire que nous enregistrons pour chaque image modélisée par une ellipse :

- son orientation (en degré)
- la largeur et la longueur de l'ellipse
- la position du centre de gravité de l'ellipse
- le *Skewness* un paramètre d'asymétrie. Ce paramètre doit être nul pour une distribution symétrique, positif pour une distribution étalée à droite, négatif pour une distribution étalée à gauche.
- le coefficient d'aplatissement *Kurtosis* qui traduit l'aplatissement du pic pour une distribution. Il est nul pour une loi normale, négatif pour une distribution moins aplatie et positif pour une distribution plus aplatie par rapport à une distribution normale.

Les définitions des deux variables précédentes sont données ci-dessous :

$$\text{Skewness} = \frac{\sum_{i=1}^{N}(Y_i - \bar{Y})^3/N}{\sigma^3} \qquad \text{Kurtosis} = \frac{\sum_{i=1}^{N}(Y_i - \bar{Y})^4/N}{\sigma^4} - 3$$

Où $\bar{Y}$ est la valeur moyenne de l'intensité de l'image de l'ellipse, Y_i l'intensité du pixel i et σ l'écart-type (ou variance dans le cas d'une distribution obéissant à une loi normale).

Pour chaque paramètre fixé, on peut ainsi comparer l'allure de la gerbe lorsqu'elle est en présence ou non du champ magnétique terrestre. Sur la figure 4.4, les pixels de la caméra et l'image de la gerbe ont été retirées, l'ellipse déterminée par les paramètres de Hillas est restée et l'on a superposé deux ellipses correspondant aux mêmes paramètres de simulation (énergie, angle zénithal, angle azimutal, distance et angle d'impact) mais avec présence (en rouge) ou non (en bleu) du champ magnétique terrestre. La rotation de la gerbe sous l'effet du champ magnétique est clairement mis en avant, les droites suivant la direction de l'ellipse sont tracées, celles (en bleu) correspondant à l'absence de champ magnétique passent par le centre de la caméra ce qui n'est pas le cas de celles (en rouge) en présence du champ magnétique terrestre. Cependant, les variations de

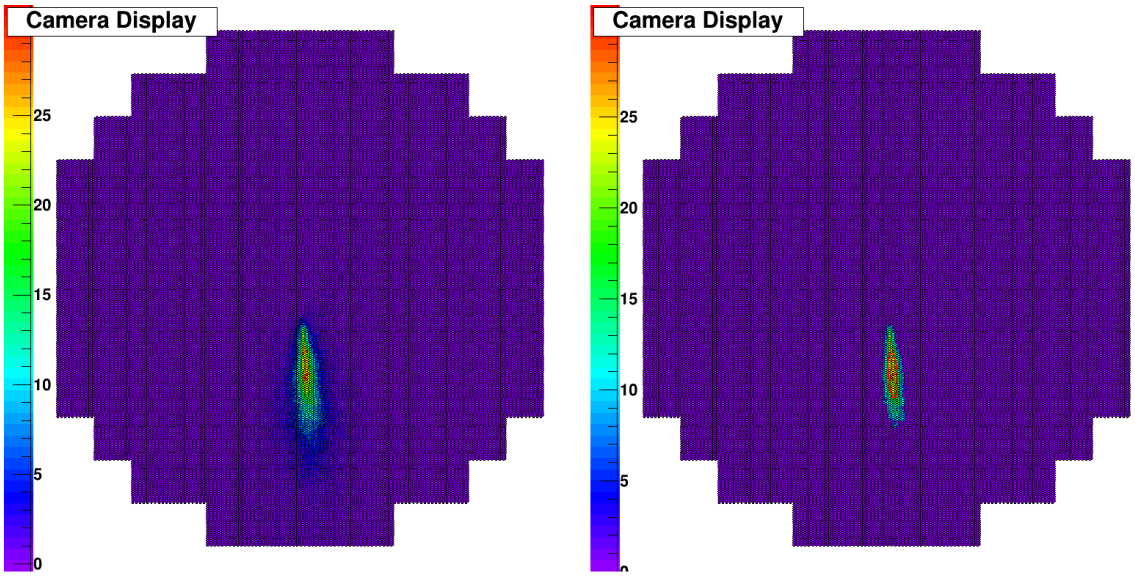
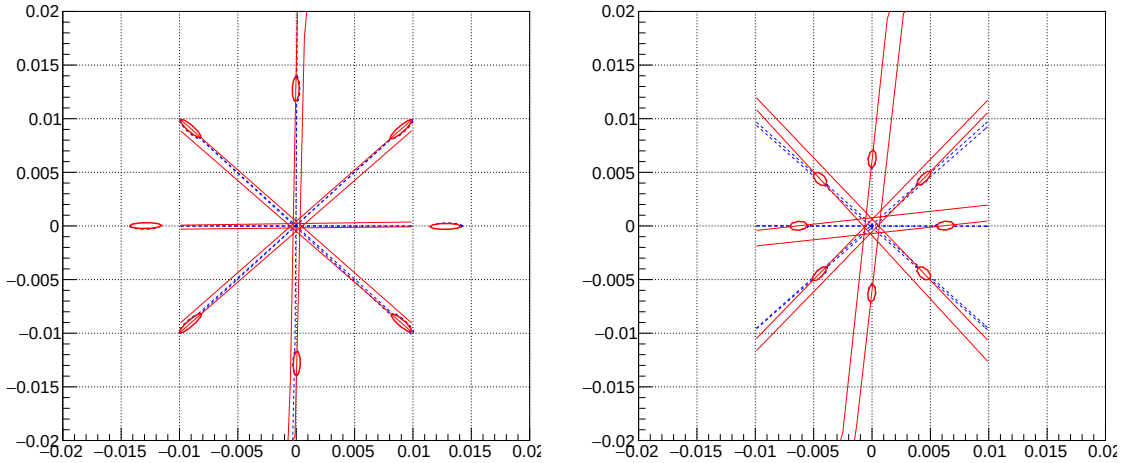


FIGURE 4.3 – Paramètres de Hillas d'une simulation de 100 photons γ à 25 GeV avec un angle zénithal nul, un angle azimutal correspondant à la direction du Sud, en l'absence de champ magnétique à une distance d'impact de 100 m. Sur la figure de droite, on voit la gerbe nettoyée (et à gauche avant nettoyage) du fond résiduel, l'ellipse correspondant à la gerbe est représentée en rouge sur le télescope de droite. Le nettoyage à double seuil est appliqué comme pour une analyse classique : 5/10 p.e..

longueur et de largeur sont clairement moins visibles malgré une pixellisation fine de notre caméra. Des différences de reconstruction apparaissent plus clairement pour des angles zénithaux plus élevés. Cependant, davantage d'erreurs systématiques de reconstruction sont introduits, l'ellipse s'arrondit et perd de son excentricité, introduisant une incertitude plus grande sur le paramètre angulaire de l'ellipse.

Cependant, la rotation comme nous pouvons l'observer sur la figure 4.4 s'effectue toujours dans le même sens et la reconstruction en l'absence de champ magnétique est toujours centrée sur le centre de la caméra. La gerbe étant plus proche de l'horizontal semble être plus sensible au champ magnétique, les positrons et les électrons étant davantage dispersés. On peut constater lors de la production de ces simulations, que la détection des images de photons aux basses énergies ($\sim 30-40$ GeV) pour des forts angles zénithaux ($\sim 54-60$ °) est plus difficile en présence du champ magnétique terrestre, renforçant ainsi l'idée que la présence de ce champ induit également un seuil du taux de déclenchement de la caméra. Il sera donc intéressant de voir si l'on peut corriger en extrapolant pour ces forts angles zénithaux l'influence du champ $\vec{B}$.



(a) (b)

FIGURE 4.4 – Variation de la direction de la gerbe en présence (en rouge) ou non (en bleu) d'un champ magnétique.
(a) L'énergie des photons est de 50 GeV, pour un angle zénithal nul et provenant du Sud avec un paramètre d'impact de 150 m. En l'absence de champ magnétique, on constate que la direction de reconstruction de la gerbe correspond au centre de la caméra. La présence du champ magnétique impose la rotation de l'image essentiellement, les variations de longueur et de largeur ne sont pas visibles sur cette figure.
(b) En comparant avec et en l'absence de champ magnétique, on observe également une rotation de l'image pour des forts angles zénithaux (ici 60°) à des énergies relativement élevées (500 GeV).

4.5 Correction de la rotation de la gerbe

4.5.1 Choix des paramètres de correction

Les 3 paramètres que nous souhaitons corriger sont la largeur, la longueur de l'ellipse et sa rotation. Pour cela nous comparons chaque image simulée en présence du champ magnétique avec celle en l'absence du champ magnétique, ainsi nous pouvons définir 3 variables :

- Variation de l'angle : $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$
- Variation relative de la longueur : $\Delta L = \dfrac{L_2 - L_1}{L_1}$
- Variation relative de la largeur : $\Delta W = \dfrac{W_2 - W_1}{W_1}$

Où φ_2, L_2, W_2 sont respectivement l'angle d'impact, la longueur et la largeur de l'ellipse en présence d'un champ magnétique. φ_1, L_1, W_1 sont respectivement l'angle d'impact, la longueur et la largeur de l'ellipse en l'absence d'un champ magnétique (voir figure 4.5).

Pour un paramètre de correction choisi, nous devons observer un comportement similaire mais décroissant en fonction de l'énergie du photon simulé. Les résultats sont représentés sur la figure 4.6. Malgré une pixellisation fine de la caméra (~ 50 000 pixels) il est difficile de constater un comportement cohérent de la variation de longueur ou de la largeur de l'ellipse. Les variations sont trop faibles et sont confondues avec les erreurs

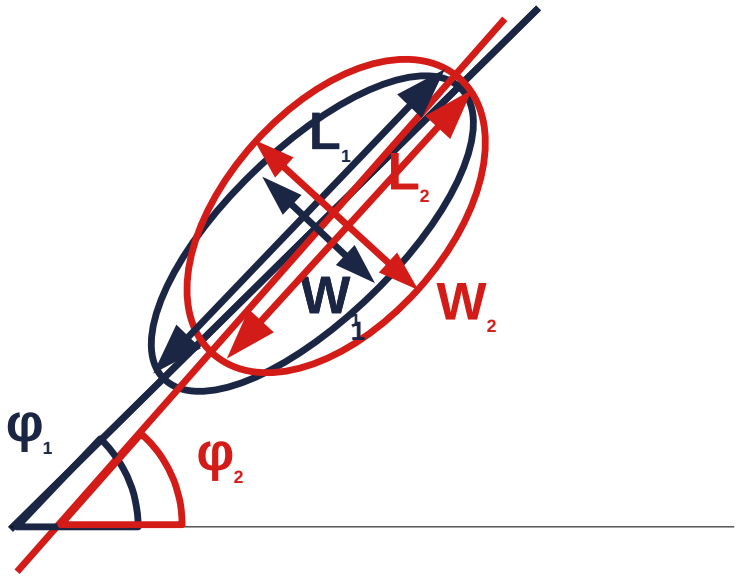


FIGURE 4.5 – Définition des paramètres de correction de la rotation de l'image : Δφ, ΔL et ΔW.

systématiques faites lors de ces simulations. C'est pourquoi dans la suite de notre exposé nous nous consacrerons uniquement à l'étude de la variation de la rotation de l'image de la gerbe.

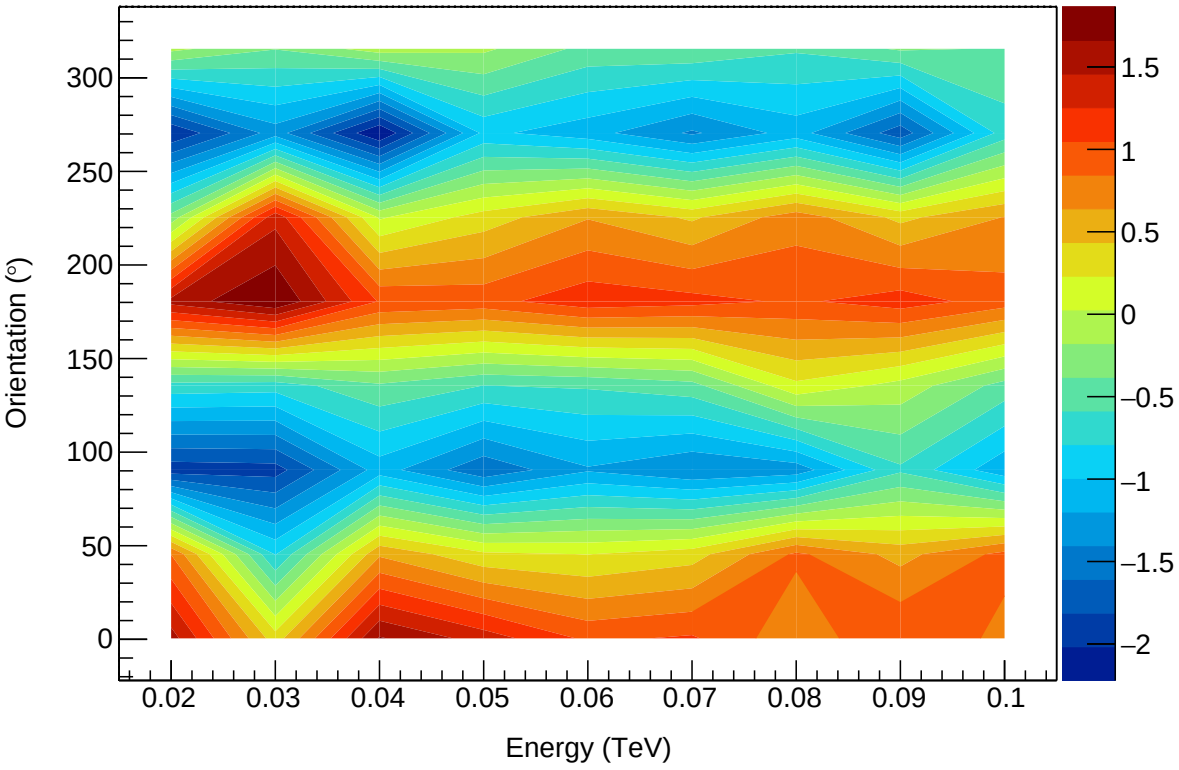
4.5.2 Influence de l'énergie

Comme étudié précédemment, la rotation devrait décroître si l'énergie de la particule augmente. L'ajustement de notre correction de la variation angulaire sera une fonction inverse de l'énergie (en 1/E) comme notre étude théorique l'a démontrée (voir section 4.3). De plus, les figures 4.7 et B.1, nous indiquent une décroissance de la rotation de la gerbe pour un angle zénithal et une direction azimutale fixée. Afin d'éviter les erreurs systématiques, les positions de la caméra proche de l'horizon et les images correspondantes à des énergies de 20 GeV ou 30 GeV ne sont pas prise en compte dans notre modélisation. En effet, les images de faible énergie sont trop petites, et les ellipses pour les forts angles zénithaux sont trop arrondies.

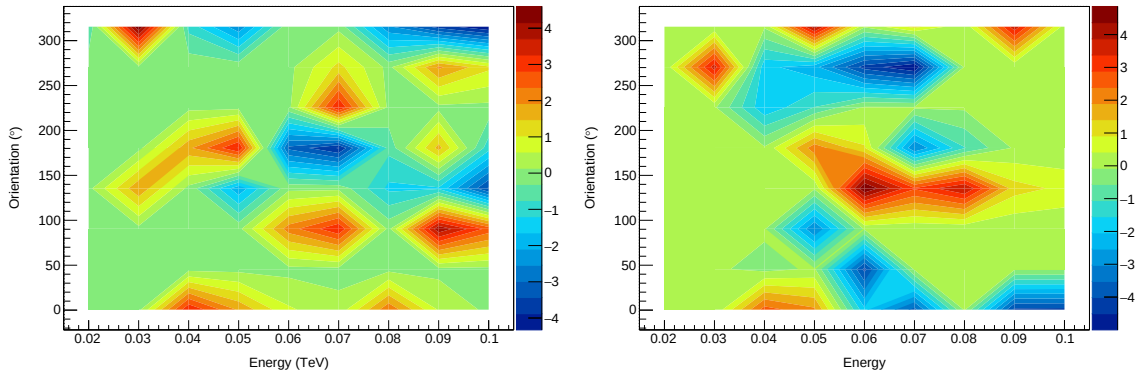
4.5.3 Influence de la distance et de l'angle d'impact

La distance d'impact joue sur la forme de l'ellipse de l'image, elle est plus excentrée si l'impact se trouve plus éloigné de la caméra, cependant elle n'influence pas sur la rotation de la gerbe. La détection de l'image est bien sûr plus aisée si l'image est proche de la caméra. En effet, plus de photons sont détectés sur la gerbe de particules ne se situent pas trop loin de la caméra.

Cependant, l'orientation de l'ellipse semble avoir une importance sur l'angle de rotation, nous l'avions déjà constaté sur la figure 4.4, cette impression est confirmée sur les figures 4.8 B.2 B.3 et B.4. La rotation de l'image Cherenkov varie sinusoïdalement ; cette fonction dépend également de la direction de l'image (angle azimutal), elle est décalée



(a)



(b) (c)

FIGURE 4.6 – Variation angulaire, de largeur et de longueur de l'ellipse en fonction de l'énergie du photon simulée pour un angle zénithal de 12° provenant du Sud. Sur l'axe des abscisses est représenté l'énergie du photon, l'axe des ordonnées l'angle d'impact du photon et en couleur la variation du paramètre étudié. (a) : variation angulaire $\Delta\varphi$, (b) : variation relative de la longueur ΔL et (c) : variation relative de la largeur ΔL.

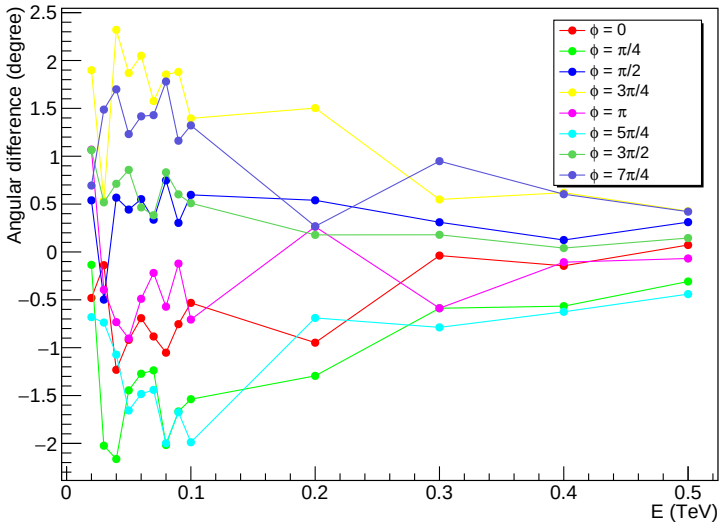


FIGURE 4.7 – Influence de l'énergie du photon sur la rotation de l'image pour une gerbe en provenance du Sud avec un angle zénithal de 36°.

suivant ce paramètre. Nous proposons dans ce cas une différence angulaire $\Delta\varphi$ entre les deux images :

$$\Delta\varphi \propto \sin(2\varphi) \quad \text{et} \quad \Delta\varphi \propto \sin(Az + \Psi)$$

où φ est l'angle d'impact dans la caméra, Az l'angle azimutal et Ψ le déphasage à l'origine. Comme cette fonction semble minimale pour certains angles, nous pouvons ne pas observer une rotation de l'image de façon significative. Cet exemple est illustré sur la figure 4.8 où la rotation dans ce cas est minimale malgré une direction de la gerbe en provenance du Sud.

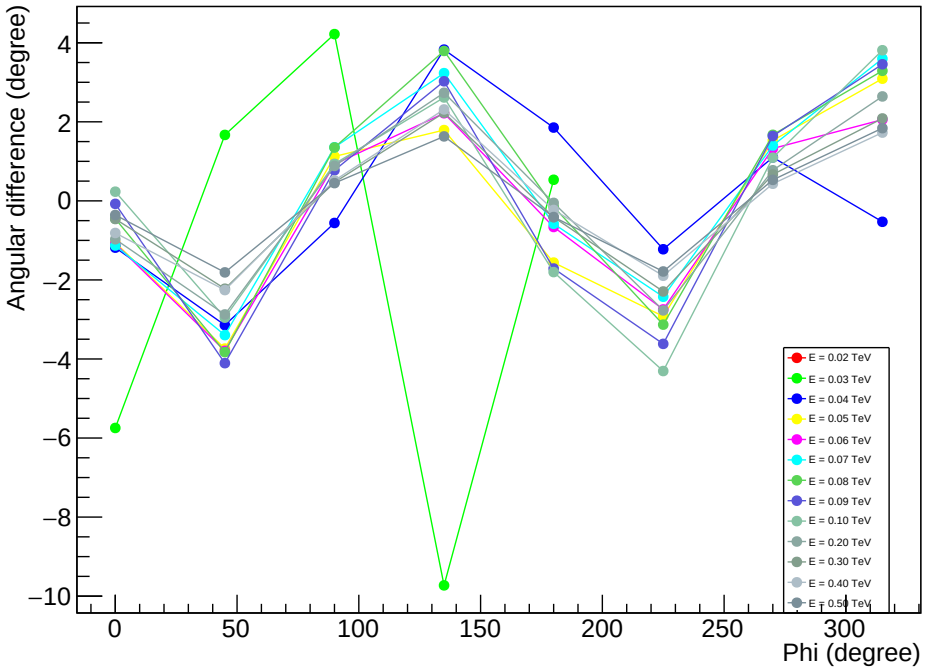
4.5.4 Influence de la direction du photon incident

Enfin, l'angle de la gerbe par rapport au champ magnétique terrestre joue aussi un rôle essentiel. On définit par conséquent le vecteur $\vec{As}$:

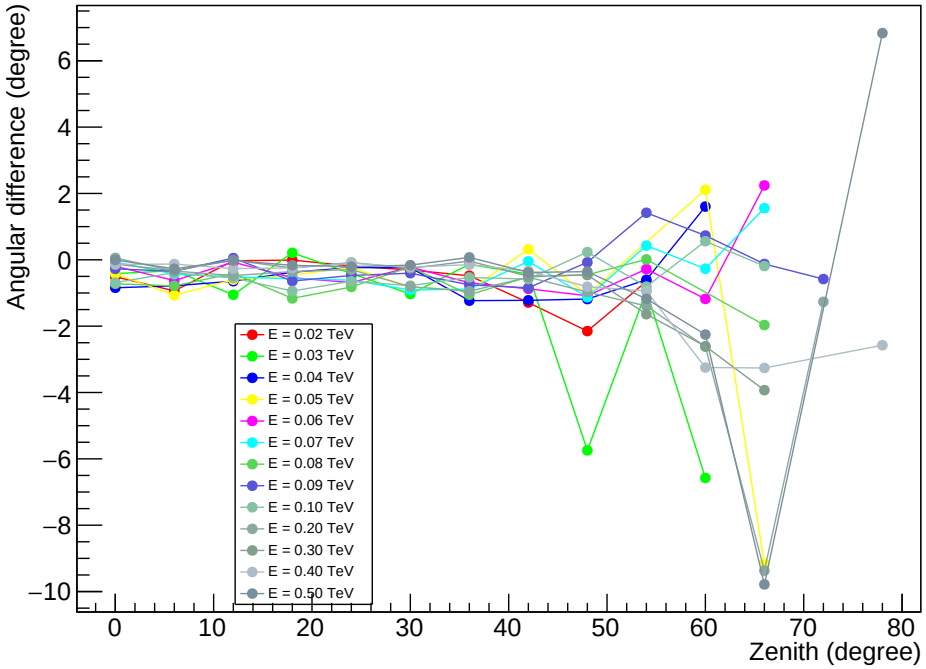
$$\vec{As} = \begin{pmatrix} \cos(Az)\sin\theta \\ \sin(Az)\sin\theta \\ -\cos\theta \end{pmatrix}$$

Où θ représente l'angle zénithal. En s'appuyant sur l'expression de la force de Lorentz, et pour être en accord avec nos propos précédents, nous pouvons essayer de modéliser cette rotation par une fonction sinusoïdale $\sin(\vec{As}, \vec{B})$, le vecteur $\vec{B}$ correspondant au champ magnétique terrestre sur le site Khomas Highland en Namibie.

Les résultats des simulations présentées sur les figures 4.9 B.5 B.6 et B.7 confirment nos propos (l'effet est maximal pour une direction en provenance du Sud avec un angle zénithal de 60°. Dans certaines conditions la rotation de l'image est assez importante, nous pouvons avoir en effet une rotation de l'image qui peut atteindre 8° à 10°.

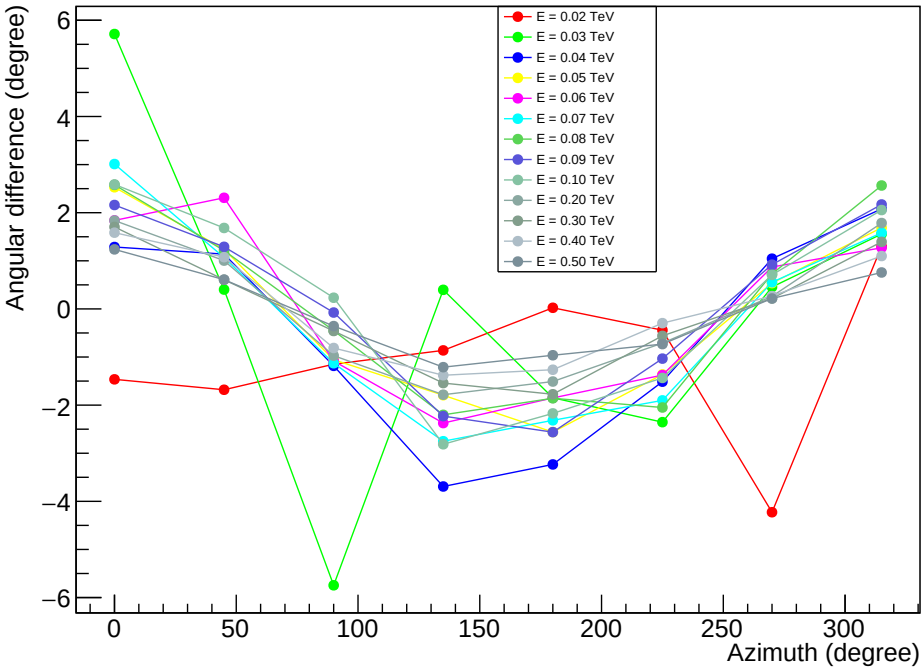


(a)

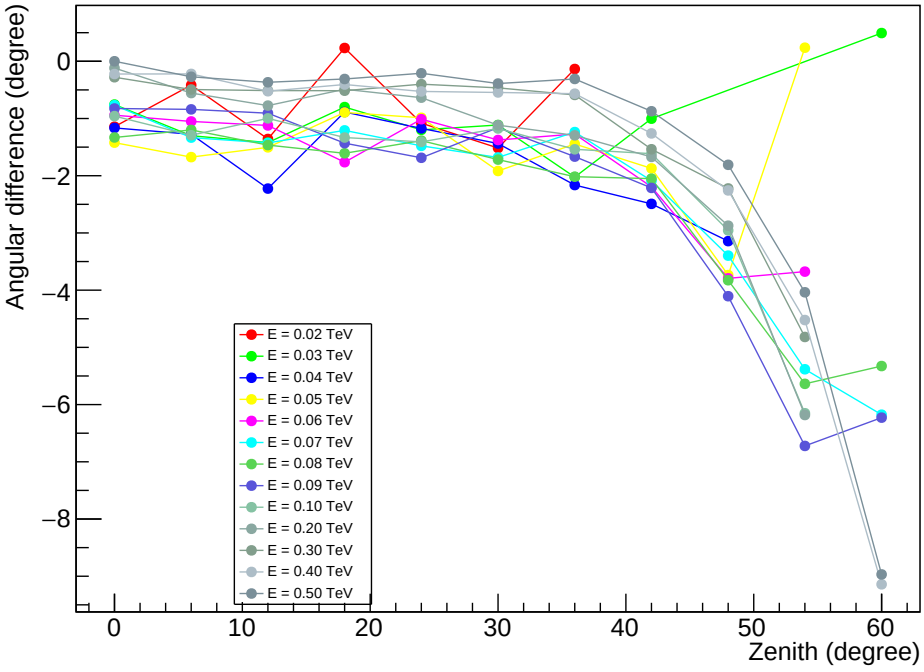


(b)

FIGURE 4.8 – Influence de l'angle d'impact sur la rotation de l'image pour une gerbe en provenance du Sud (a) avec un angle zénithal de 48°. (b) Pour certains paramètres d'impact, la rotation de l'image est minimale et des erreurs systématiques pour un angle zénithal supérieur à 60°.



(a)



(b)

FIGURE 4.9 – Influence de l'angle azimutal (a) et de l'angle zénithal (b) sur la rotation de l'image pour une gerbe en provenance du Sud. L'angle zénithal est fixé à 48°. La rotation de l'image de la gerbe augmente avec l'angle zénithal (b) quelque soit la direction azimutal (voir figures B.5 B.6 et B.7).

4.6 Détermination des paramètres de correction

Afin de déterminer les différents paramètres de correction, seuls les évènements dont la différence angulaire est supérieure à 1° sont sélectionnés. Pour des valeurs plus basses, des erreurs systématiques peuvent apparaître. Comme la rotation est supposée inversement proportionnelle à l'énergie, l'axe des ordonnées peut être représenté par la grandeur $\Delta\varphi \times E$, soit la rotation de l'image multipliée par l'énergie du photon γ incident. L'angle d'impact a un effet non négligeable sur la rotation de la gerbe. Ces propos sont illustrés sur la figure 4.10, la rotation s'effectue toujours dans le même sens pour certains angles d'impact (45°, 135°, 225° et 315°) alors que pour certaines valeurs d'impact ce paramètre ne semble pas influencer la rotation de la gerbe (0°, 90°, 180° et 270°).

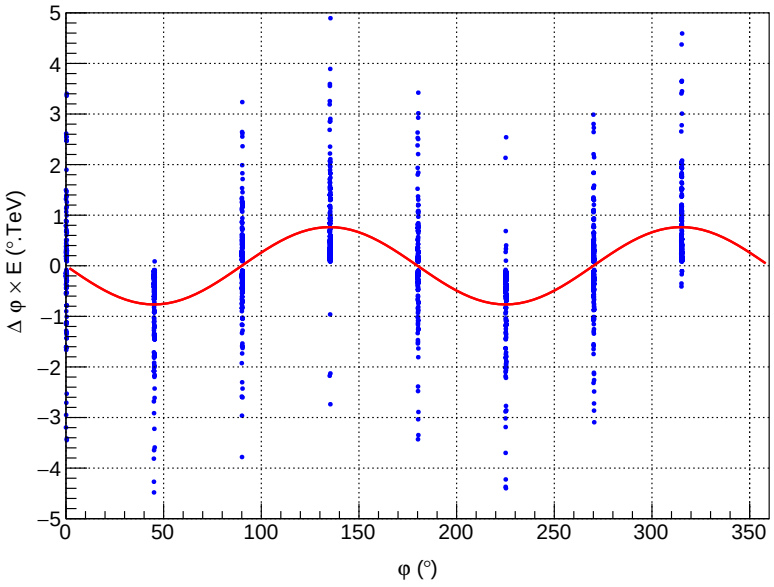


FIGURE 4.10 – Influence de l'angle d'impact sur la rotation de l'image dans la caméra. Pour certains angles d'impact, ce paramètre n'a aucun effet.

Pour trouver la fonction permettant une correction, l'angle azimutal Az est utilisé en fixant le paramètre d'impact, une fonction sinusoïdale est alors employée pour l'ajustement de la forme $p_0 + p_1 \times \sin(Az + p_2)$, les résultats sont présentés sur la figure 4.11 et le tableau 4.2.

Le premier paramètre p_0 d'après tableau 4.2, indique une dépendance selon $\sin(2\varphi)$ et le deuxième paramètre p_1 une dépendance selon $\cos(2\varphi)$. En effet ces paramètres présentent des maximums pour des valeurs bien particulières de φ. C'est pourquoi la fonction proposée pour la correction de la forme de la gerbe sera de la forme :

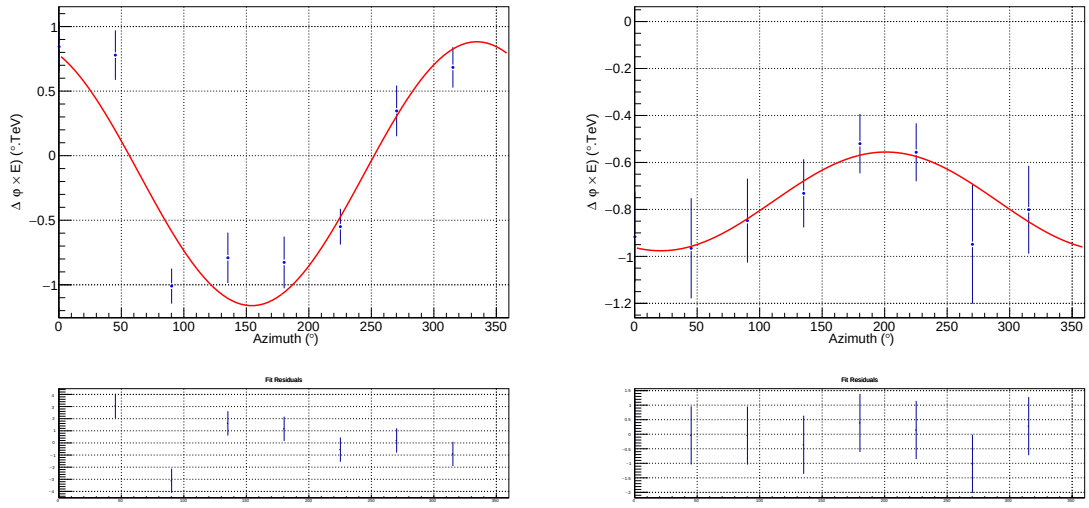
$$\Delta\Phi = \frac{k_0 \sin(2\varphi) + [k_1 + k_2 \cos(4\varphi)]\sin(Az + \Psi)}{E} \times \sin(\vec{As}, \vec{B}) \tag{4.1}$$

où k_0, k_1, k_2 et Ψ sont des paramètres d'ajustement déterminés en minimisant le χ^2. Ainsi nous trouvons en prenant une énergie du photon supérieure à 40 GeV pour des angles zénithaux inférieurs à 60° :

- k_0 = -0.10 ± 0.04

Angle d'impact	p_0	p_1	p_2
0°	0.14 ± 0.06	1.02 ± 0.09	116 ± 5
45°	-0.77 ± 0.07	0.21 ± 0.08	111 ± 24
90°	0.014 ± 0.047	0.84 ± 0.09	-80 ± 5
135°	0.74 ± 0.08	0.21 ± 0.09	-23 ± 25
180°	0.06 ± 0.07	0.98 ± 0.09	103 ± 6
225°	-0.76 ± 0.07	0.19 ± 0.10	-104 ± 28
270°	-0.03 ± 0.05	0.80 ± 0.07	-81 ± 5
335°	0.72 ± 0.06	0.16 ± 0.08	47 ± 29

TABLEAU 4.2 – Paramètres d'ajustement de l'angle azimutal pour différents angles d'impact. La fonction utilisée est de la forme $p_0 + p_1 \times \sin(Az + p_2)$ où Az est l'angle azimutal.



(a) (b)

FIGURE 4.11 – Influence de l'angle d'impact sur les paramètres d'ajustement avec un angle d'impact nul (a) et un angle d'impact de 45° (b). Sous chaque figure est représentée la fonction résiduelle de l'ajustement.

- k_1 = -0.024 ± 0.042
- k_2 = -0.34 ± 0.07
- Ψ = (172 ± 9) °

Ces résultats doivent être pondérés : les différents paramètres intervenant dans cette rotation de cette image ne sont pas tous maîtrisés. Des positions intermédiaires auraient été nécessaires pour obtenir plus d'informations. Les différents déphasages déterminés dans la fonction sinus et indiqués dans le tableau 4.2 ne permettent pas d'établir une relation avec les autres paramètres. Cependant, cette étude constitue une première étape dans la correction de l'effet géomagnétique comme le montre la figure 4.12. Cette étude peut donc être encore améliorée, cette correction devenant nécessaire pour des évènements à basse énergie.

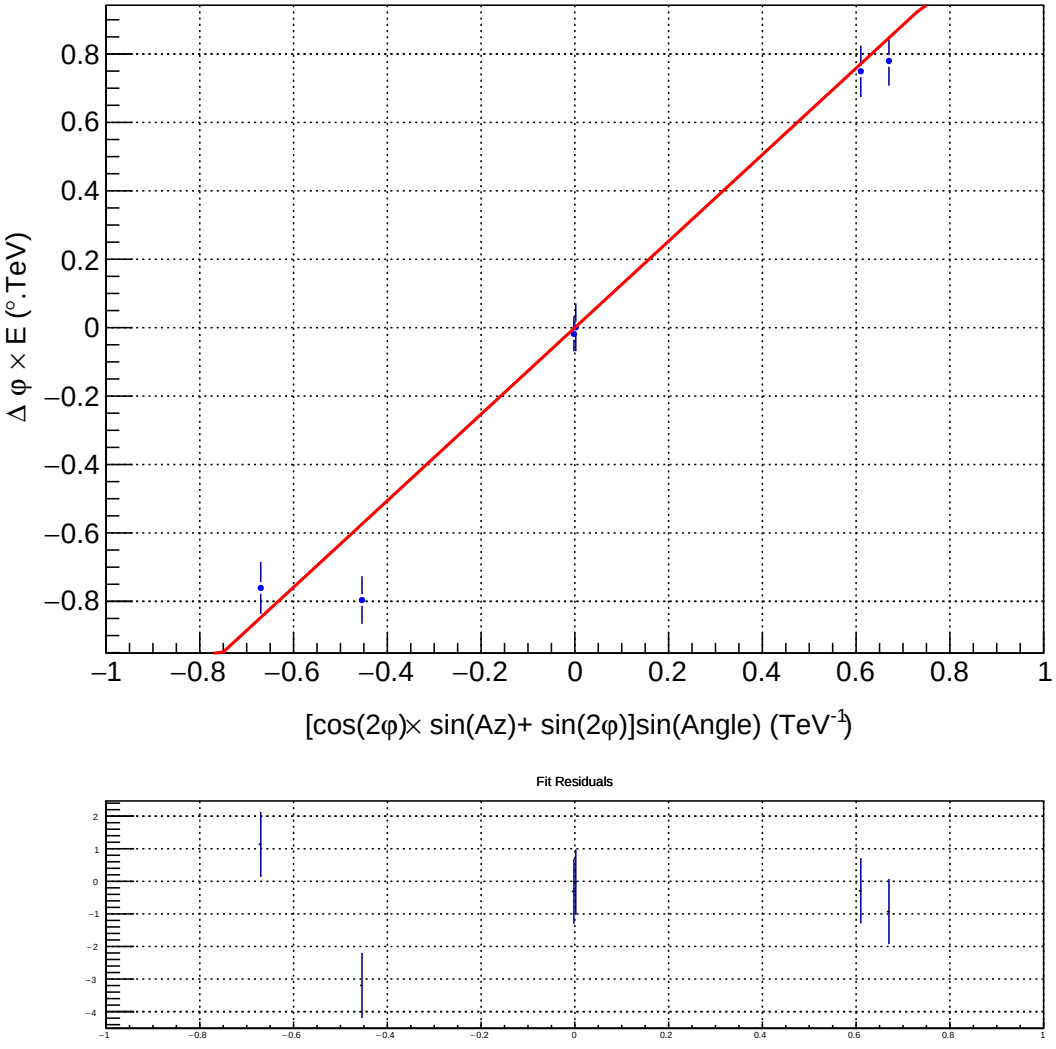


FIGURE 4.12 – Influence des différents paramètres sur la rotation de l'image dans la caméra. Ce graphe permet de vérifier notre modèle, on ajuste les points par une droite passant par l'origine. En-dessous de ce graphe, les résidus de l'ajustement sont représentés.

4.7 Conclusion

Malgré un champ magnétique relativement faible au niveau de la Namibie, l'effet géomagnétique n'est pas négligeable. Dans certaines conditions, la rotation de l'ellipse peut atteindre 10° ce qui pose des problèmes de reconstruction de la direction incidente du photon γ. Grâce à une pixellisation suffisamment fine de la caméra (réduction de la taille des pixels par 5), cette étude a été possible, trop d'erreurs systématiques interviennent avec une caméra normale. Malgré cette précaution, l'étude devient difficile si l'image formée sur la caméra est trop petite, due à une énergie basse du photon γ (20 - 30 GeV) ou si l'ellipse se rapproche du cercle pour des angles zénithaux importants (> 60 °).

Cette étude réalisée au sein du réseau de télescopes H.E.S.S. montre qu'il a été possible d'établir un premier modèle de la rotation de l'image obtenue dans la caméra en excluant les évènements de basse énergie ou des angles zénithaux élevés. Une extrapolation du modèle est possible pour accéder à ces évènements. Pour établir ce modèle, plusieurs paramètres interviennent comme l'énergie, la direction azimutale, l'angle zénithal et l'angle d'impact. Ce modèle peut être intégré assez facilement sur un logiciel utilisant les paramètres de Hillas.

Perspectives
Il serait intéressant de voir si l'on peut étudier cette correction sur des sources comme PSR B1259 – 63 puisque les télescopes doivent pointer au Sud pour observer ce système binaire. En effet la figure 8.2, nous montre un étalement de la source, ceci peut être dû à un effet du champ magnétique terrestre. Ceci peut entraîner des erreurs de reconstruction assez importante et une altération de la PSF de l'image.

4.8 Bibliographie

[1] BRITISH GEOLOGICAL SURVEY. 2015, «The Earth's Magnetic Field : An Overview», http://www.geomag.bgs.ac.uk/education/earthmag.html. 92

[2] CHADWICK, P. M., K. LYONS, T. J. L. MCCOMB, K. J. ORFORD, J. L. OSBORNE, S. M. RAYNER, I. D. ROBERTS, S. E. SHAW et K. E. TURVER. 2000, «Geomagnetic effects on atmospheric cerenkov images», *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, vol. 25, nº 6, p. 1223. 93

[3] CHADWICK, P. M., K. LYONS, T. J. L. MCCOMB, K. J. ORFORD, J. L. OSBORNE, S. M. RAYNER, S. E. SHAW et K. E. TURVER. 2000, «The correction of atmospheric cerenkov images for the effect of the geomagnetic field», *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, vol. 26, nº 1. 92

Chapitre 5

Systèmes binaires en astronomie γ

« *Le jazz, c'est du swing, une manière d'interpréter le tempo même si c'est du binaire ; qui peut dire où ça commence et où ça s'arrête ?* »

Didier Lockwood

Sommaire

5.1 Introduction 108
5.2 Présentation des systèmes binaires 108
5.2.1 Quelques caractéristiques des systèmes binaires 108
5.2.2 Différents scénarios 110
5.3 Microquasar 110
5.4 Systèmes binaires stellaires avec une étoile de type O 113
5.4.1 LS 5039 113
5.4.2 1FGL J1018.6-5856 113
5.4.3 LMC P3 115
5.5 Pulsar avec une étoile de type Be 118
5.5.1 PSR B1259-63 119
5.5.2 HESS J0632+057 121
5.5.3 PSR J2032+4127 122
5.6 Un système binaire à part : LS I +61° 303 124
5.7 Conclusion 128
5.8 Bibliographie 129

5.1 Introduction

Les 7 systèmes binaires pouvant émettre à très haute énergie sont présentés dans ce chapitre. Une classification est proposée même si pour la plupart on ne connaît pas pour la plupart la nature de l'objet compact. LS 5039 et PSR B1259-63 qui sont les principaux binaires étudiés pendant cette thèse appartiennent par exemple à deux catégories différentes. La géométrie de l'orbite est essentielle pour la compréhension de ces objets car elle détermine le flux de photons γ collectés sur Terre.

Malgré leur relatif faible nombre, ils présentent une grande diversité de comportement et plusieurs scénarios sont envisagés (voir paragraphe 5.2.2) afin d'expliquer la modulation du flux de photons sur une période de l'objet compact.

5.2 Présentation des systèmes binaires

5.2.1 Quelques caractéristiques des systèmes binaires

Les systèmes binaires stellaires étudiés dans ce chapitre sont définis autour de critères bien précis :

- deux objets stellaires en orbite l'un autour de l'autre ;
- une modulation du flux de photons dépendant de l'orbite de l'un des deux objets ;
- ils émettent de façon régulière dans le domaine à très haute énergie (E > 100 GeV), permettant une détection au sol par les télescopes VERITAS, MAGIC ou H.E.S.S. ;
- ils sont constitués d'une étoile massive et d'un objet compact (étoile à neutrons ou trou noir) en révolution l'un autour de l'autre.

Actuellement, sept systèmes binaires en astronomie γ ont été découverts, le dernier étant LMC P3 se situant dans le nuage de Magellan, soit le premier système binaire stellaire à l'extérieur de notre galaxie. Les tableaux 5.1 et 5.2 résument leurs principales caractéristiques.

Système binaire	LS 5039	LSI+61°303	PSR B1259-63	HESS J0632+05
P (jours)	3.9	26.5	1237	315
e	0.35	0.55 - 0.72	0.87	0.83
ω (°)	212	139	57-21	129
Type	O6.5V	BOVe	O9.5Ve	BOVe
T_{star} ($\times 10^3$ K)	39	22	31.5	30
M_{star} ($M_\odot$)	23	12	24	16
R_{star} ($R_\odot$)	9.3	10	9.0	8
M_X ($M_\odot$)	1.4 - 3.0	1.6 - 4.0	1.4	1.3 - 7.1
d_{peria} (AU)	0.09	0.1	0.7	0.40
d_{apas} (AU)	0.19	0.7	10	4.35

TABLEAU 5.1 – Caractéristiques des systèmes binaires connus actuellement et découverts avant 2008 émettant dans le domaine du TeV.
LS 5039 : [57] [27] ; LS I+61°303 : [26] [42] ; PSR B1259-63 : [47] [63] [29] ; HESS J0632+057 : [19] [29]

Système binaire	1FGL J1018.6-5856	PSR J2032+4127	LMC P3
P	16.58 jours	25-50 ans	10.3 jours
e	0.35	0.96	-
ω (°)	50 - 90	21 - 50	-
Type	06V	Be	05-III(f)
T_{star} ($\times 10^3$ K)	38.9	30	-
M_{star} ($M_\odot$)	31	15	-
R_{star} ($R_\odot$)	10.1	10	-
M_X ($M_\odot$)	-	-	-
d_{peria} (AU)	0.55	59	-
d_{apas} (AU)	0.26	1.2	-

TABLEAU 5.2 – Caractéristiques des systèmes binaires connus actuellement et découverts après 2008 émettant dans le domaine du TeV. Pour 1FGLJ1018.6-5856 et PSR J2032+412.
1FGL J1018.6 : [40] [28] [18] [30] ; PSR J2032+412 : [53] [45] ; LMC P3 : [32]

Ces systèmes binaires stellaires possèdent tous une étoile massive de type O ou Be. Ces étoiles émettent l'essentiel de leur rayonnement dans le visible et dans l'ultra-violet. La rotation rapide des étoiles de type Be implique une déformation de la sphère de l'étoile, une variation du rayon de l'étoile, la présence d'un disque de matière à l'équateur (disque circumstellaire) et un fort gradient de température entre l'équateur et les pôles de l'étoile. Par exemple dans le cas de PSR B1259-63 :

- à l'équateur, $R_{éq} = 9.7\ R_\odot$ et $T_{éq} \approx 27500$ K
- aux pôles $R_{pôle} = 8.1\ R_\odot$ et $T_{pôle} \approx 34000$ K

La modulation du flux de photons γ dépend entre autres de la position de l'objet le plus léger mais aussi de la nature de l'objet compact. On peut lever l'ambiguïté entre un trou noir et une étoile à neutrons si l'on détecte un rayonnement radio périodique, signal caractéristique des pulsars. Le pulsar doit émettre pour cela son rayonnement en direction de la Terre. La non-détection de ces ondes électromagnétiques dans les systèmes binaires γ complique la tâche, la nature de l'objet compact relève alors de conjectures. Cependant, la connaissance de sa masse permet d'obtenir une forte indication entre un candidat à trou noir ou une étoile à neutrons. Cette masse est souvent déterminée à partir de la vitesse radiale de l'étoile compagnon.

La géométrie de l'orbite du corps le plus léger a bien sûr une influence sur la modulation, les deux objets stellaires devant être à proximité pour permettre l'accélération des particules : PSR B1259-63 émet un rayonnement γ lorsque le pulsar se trouve proche de l'étoile compagnon soit une fois tous les ~3.4 ans pendant 200 jours environ. En dehors de cette fourchette aucune émission n'a pas été mise en évidence à ce jour. Un autre facteur influençant la modulation, non indiqué dans les tableaux 5.1 et 5.2, est l'inclinaison de l'orbite par rapport à l'observateur qui joue un rôle important pour la modulation du rayonnement γ de ces systèmes binaires, ce phénomène étant accentuée lorsque l'orbite est inclinée et davantage observée sur la tranche. Cette valeur de l'inclinaison n'est pas toujours connue, mais des contraintes peuvent être établies :

- l'absence d'éclipses permet une limite supérieure sur l'inclinaison, généralement $i < 70°$.
- l'élargissement des raies stellaires donne une limite inférieure à l'inclinaison, gé-

néralement i > 10°, en supposant que l'étoile tourne à une vitesse inférieure de la rupture de la sphère [35].

5.2.2 Différents scénarios

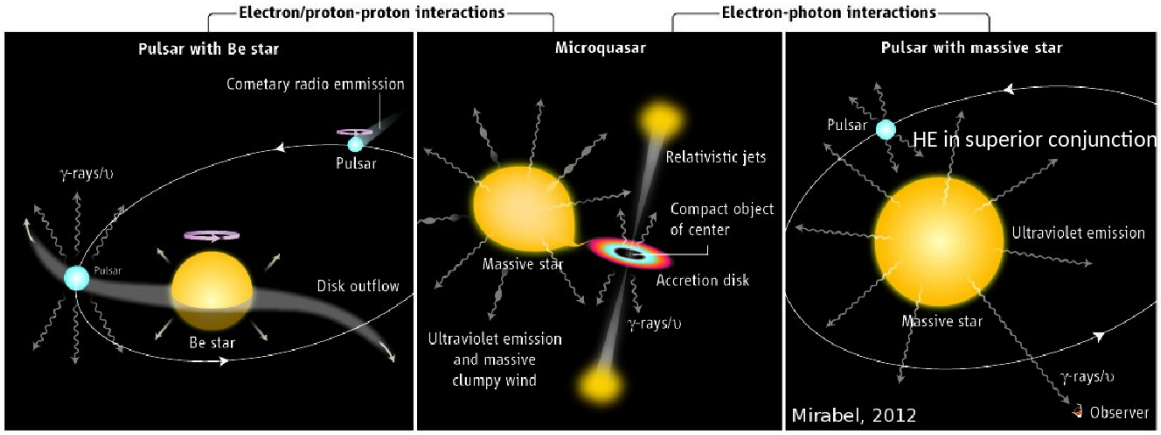


FIGURE 5.1 – Scénarios envisagés pour les binaires à rayonnement gamma : pulsar avec une étoile Be (panneau de gauche), microquasar (panneau central), ou un objet compact avec une étoile supermassive (panneau de droite) [58].

Malgré leur relatif faible nombre, il est possible d'établir un classement des systèmes binaires γ. Depuis 2012, trois scénarios sont envisagés pour expliquer la production de photons γ à haute et très haute énergie dans ces objets.

- Pulsar avec une étoile Be. Par exemple : PSR B1259-63, LSI +61°303 et possiblement HESS J0632+057. Les vents pulsés sont alimentés par la rotation rapide des étoiles à neutrons. Les rayons gamma peuvent être produits soit par l'interaction des particules relativistes du vent pulsar avec les protons sortants du disque ou contenu dans l'enveloppe d'une étoile Be.
- microquasar : Cyg X-3, Cyg X-1, SS 433 et hypothétiquement LS 5039 / LSI +61°303.
- Objet compact avec une étoile massive de type O, par exemple LS 5039, 1FGL J1018.6 – 5856 et LMC P3. Il est constitué d'une étoile massive avec un objet compact (étoile à neutrons ou trou noir) en révolution autour de cette étoile.

Ce dernier point ne sera pas davantage développé ici puisqu'il fera l'étude d'une étude approfondie du mécanisme dans le chapitre suivant.

5.3 Microquasar

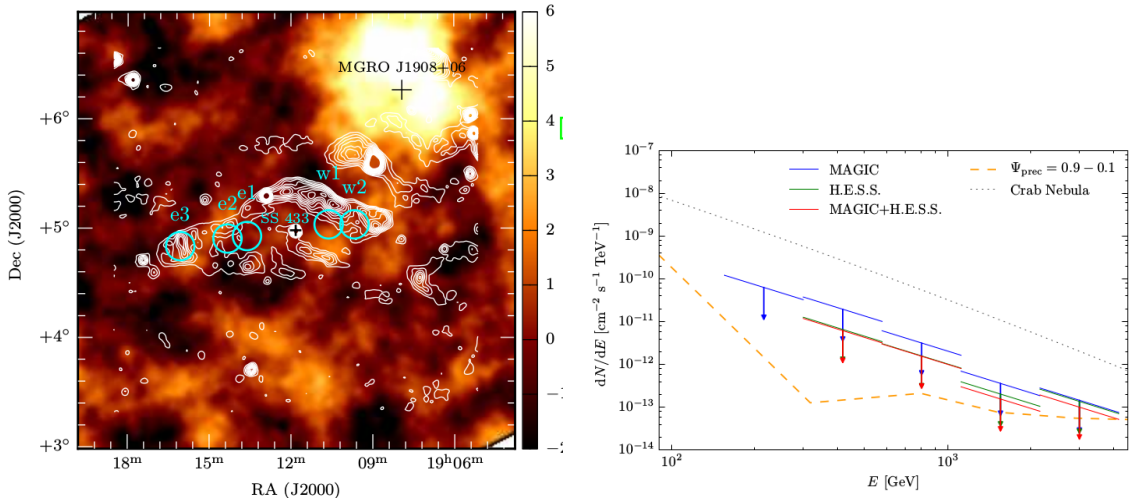
Les microquasars sont des binaires composés d'un objet compact (étoile à neutrons ou trou noir) accrétant la matière de l'étoile compagnon. Il se forme alors un disque d'accrétion autour de l'objet compact et des jets de particules relativistes. La caractéristique qui distingue les microquasars des autres binaires X est la présence d'une émission synchrotron d'origine non thermique [59].

Ces variations rapides ont été observées pour Cyg X-3 détecté par Fermi-LAT [38] et AGILE [77]. Ce microquasar se situe à une distance ~ 7 kpc avec une période orbitale très courte P_{orb} = 4.8 h, la nature de l'objet compact n'est pas connu (1.4 $M_{\odot}$ si c'est une étoile à neutrons ou <10 $M_{\odot}$ pour un trou noir). Environ une douzaine d'éruptions de cette source ont été détectées par ces deux télescopes. L'ordre dans lequel ces différents composants (radio, rayons X et rayons γ) sont émis n'est pas bien compris, le décalage horaire est d'environ $\Delta t = 5 \pm 7$ jours entre l'émission de pic dans la bande de radio et dans la gamme de rayons gammas [38].

L'autre microquasar dans la même région est Cyg X-1, cette source a été détectée par MAGIC [15] et AGILE [23]. Il se situe à une distance ~ 1.86 kpc avec une période orbitale P_{orb} = 5.6 jours, la nature de l'objet compact est un trou noir de 15 $M_{\odot}$. L'émission de rayons gamma polarisés jusqu'à 2 MeV a été détectée également par INTEGRAL [52]. À des énergies encore plus élevées (> 100 GeV), un excès bref de 4 σ a été signalé avec MAGIC [15] coïncidant avec le début d'une émission à long terme dans les rayons X. Cette émission dans le domaine à très haute énergie n'est pas régulière.

Un autre candidat identifié comme un microquasar potentiel est SS 433 (voir figure 5.2). La puissance cinétique du grand jet et les processus non thermiques qui se produisent dans cette source en font un bon candidat pour un émetteur de rayons γ à très haute énergie. Des flux de photons γ au-dessus des limites de sensibilité des télescopes Cherenkov actuels ont été prédits pour le système binaire central à rayons X et les régions d'interaction des jets SS 433 avec la nébuleuse W50 environnante. Les émissions non thermiques à des énergies inférieures ont déjà été observées, ce qui indique qu'une accélération efficace des particules se déroule dans le système. Les observations effectuées par MAGIC et H.E.S.S. ne montrent aucun signal significatif d'émission à très haute énergie de SS 433. L'absorption des photons γ émis par les régions internes du système binaire, qui pourrait être responsable de cette non-détection, ce phénomène a été pris en compte en sélectionnant des observations où cette absorption devrait être au minimum sur la phase orbital [54].

Pour LS I +61° 303 et LS 5039, le manque de connaissances concernant la nature de l'objet compact et la non-observation d'accrétion dans chacun de ces systèmes ne permet pas leur classification en tant que microquasars. LS I +61° 303 montre des perturbations périodiques dans le domaine des ondes radios selon la période orbitale de l'objet compact P_{orb} = 26.496 jours. Massi et al. [56] signalent la découverte d'une structure émettrice d'ondes radios dont les extensions varient de 10 à 50 millisecondes d'arc. Des images du radiotélescope VLBA obtenues au cours d'un cycle orbital complet montrent une morphologie allongée dont l'axe principal tourne avec la phase, ce qui peut être cohérent avec un modèle basé sur l'interaction entre le vent relativiste d'un jeune pulsar non accrétant et le vent du compagnon stellaire. Quant à LS 5039, son émission radio est persistante, non thermique et variable. Des éruptions ou une variabilité périodique dans le domaine des ondes radios ont pu être observés [68] [67]. Les observations avec le radiotélescope VLBA ont permis la détection d'une structure allongée, interprétée comme pouvant être des jets relativistes. La découverte de cette structure radio bipolaire et le fait que LS 5039 était la seule source dans le champ de la source EGRET 3EG J1824-1514 montrant simultanément une émission en rayons X et en radio, ont conduit à proposer leur association physique. Des observations plus précises en radioastronomie



(a) (b)

FIGURE 5.2 – (a) : Carte de significance, obtenue par H.E.S.S. pour un champ de vue centré sur la position de SS 433 à une énergie E ≥ 287GeV. Les contours de radio GB6 à f = 4.85 GHz (en blanc, de Gregory et al. [41]) sont superposés. Les cercles cyan indiquent les positions des régions d'interaction e1, e2, e3 (à l'Est) et w1, w2 (à l'Ouest). La source lumineuse située au nord-ouest de SS 433 est MGRO J1908 + 06 [54].
(b) : Limites supérieures du flux différentiel à 95% de SS 433 obtenues avec MAGIC (bleu), H.E.S.S. (vert) et une combinaison des deux télescopes (rouge) en supposant une loi de puissance avec un indice spectral Γ = 2.7 pour le flux . Le flux de rayons gamma différentiel prédit par Reynoso et al. [65] pour les phases de précessions Ψ ∈ [0.9, 0.1] dans lequel l'absorption de l'émission à très haute énergie doit être à son niveau inférieur est également affiché en orange pointillée, ainsi que le flux de la Nébuleuse du Crabe, à titre de référence [5] [54].

couvrant un cycle orbital entier sont nécessaires pour la détection de ces changements morphologiques, ce qui peut être utile pour déterminer la nature de la source compacte [66] [64].

5.4 Systèmes binaires stellaires avec une étoile de type O

5.4.1 LS 5039

LS 5039 est un système binaire stellaire γ ayant été observé dans une large gamme d'énergies : des ondes radio jusqu'aux énergies supérieures au TeV. Les télescopes H.E.S.S. ont détecté le système en 2004 avec seulement ~11 h d'observations obtenues pendant la surveillance du plan galactique de H.E.S.S. [11]. À des énergies très élevées (E > 100 GeV), et pendant un suivi supplémentaire sur la source, une modulation de son flux de rayons γ à très haute énergie selon la période orbitale a été mis en évidence [12] [2]. L'émission et sa modulation étonnamment régulières de photons γ (contrairement à d'autres systèmes binaires) font de LS 5039 un objet unique et permet ainsi de recueillir de nombreuses données afin de mieux comprendre les mécanismes d'accélération des particules.

La géométrie de ce système binaire stellaire est présentée sur la figure 5.3 dans le cas d'une inclinaison nulle de l'orbite par rapport à l'observateur. L'excentricité de l'orbite est relativement faible (e ~0.35) et le demi-grand axe de l'ellipse montre une courte distance entre les deux objets : l'étoile compagnon est vue sous un angle de 30° depuis l'objet compact.

Une étude théorique des mécanismes d'accélération et d'absorption des particules sera présentée au chapitre 6. Le flux des rayons gammas à très haute énergie (VHE) est maximum/minimum autour de la conjonction inférieure/supérieure, les spectres devenant respectivement plus durs/mous, un comportement complètement renversé dans le domaine énergétique à haute énergie (HE) observé par Fermi-LAT. LS 5039 est le premier système binaire de rayons gamma dans lequel un chevauchement spectral entre les observatoires de rayons gamma satellitaires et terrestres est obtenu.

5.4.2 1FGL J1018.6-5856

A partir d'une recherche à l'aveugle de sources périodiques, le satellite Fermi-LAT a pu identifier cette source comme un binaire de rayons γ [39]. 1FGL J1018.6-585 se situe à une distance d'environ $d_L = 5 \pm 2$ kpc de la Terre. Les observations dans les domaines des ondes radio, ou dans le visible ont également confirmé la nature binaire de cette source. L'étude de la modulation des courbes de lumière dans le domaine des rayons X grâce au satellite Swift-XRT XMM et NuSTAR a permis de déterminer la période : $P = 16.544 \pm 0.008$ jours [17] [16].

Plus tard, le télescope H.E.S.S. découvre également une modulation du flux (voir figure 5.6) similaire à celle observée dans le domaine des rayons X [17] [16]. Les observations ont pu mettre en évidence que les courbes de lumière aux rayons X avaient un maximum d'émission lorsque l'objet compact se trouve proche de la conjonction

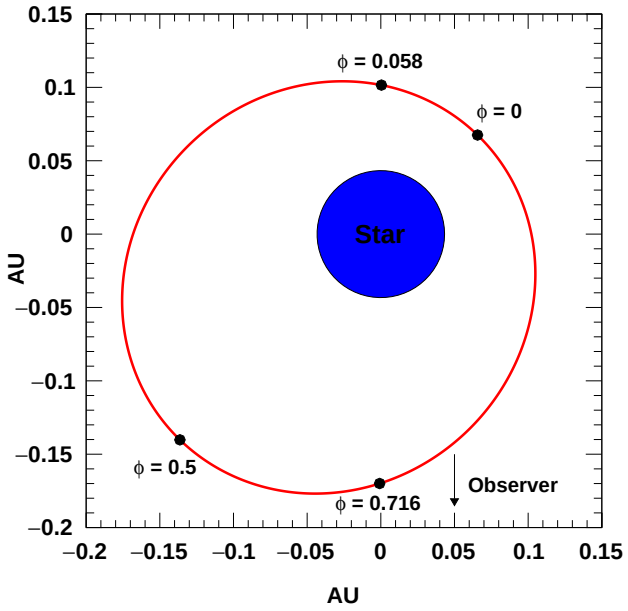
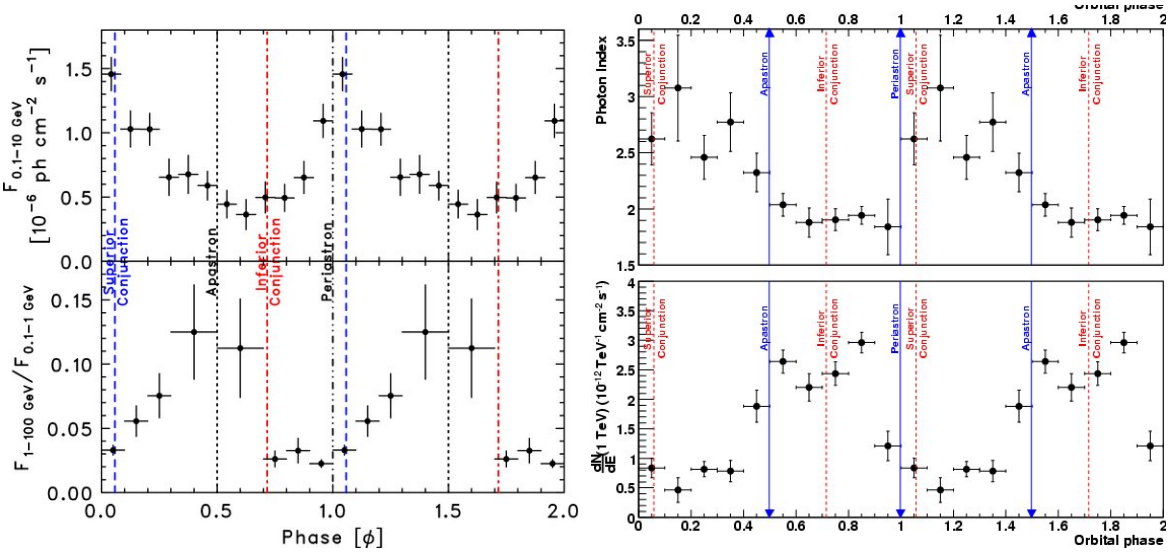


FIGURE 5.3 – Géométrie de l'orbite (dans le plan orbital) de l'objet compact autour de l'étoile O6.5V [27] pour le système binaire LS 5039. La taille de l'étoile est à la même que l'orbite et l'échelle est exprimée en unité astronomique. La flèche en bas indique la direction de l'observateur. Plusieurs positions notables de l'objet compact sont indiquées : périastre (ϕ = 0), apoastre (ϕ = 0.5), conjonction supérieure (ϕ = 0.058) et conjonction inférieure (ϕ = 0.716).



(a) (b)

FIGURE 5.4 – Étude du flux obtenu par les expériences Fermi–LAT (a) et H.E.S.S. (b) respectivement pour le système LS 5039. (a) : courbe de lumière en fonction de la phase de l'objet compact, le flux est intégré est 0.1 et 10 GeV. La courbe du bas indique le ratio entre la courbe de lumière sur le domaine 1 – 100 GeV et la courbe de lumière sur le domaine 0.1 – 1 GeV [2]. (b) : flux différentiel à 1 TeV et indice spectral en fonction de la position de l'objet compact, on observe une anticorrélation entre le flux et l'indice spectral. Sur le domaine Il y a inversion du comportement de la source selon l'énergie considérée : le flux est minimal autour de la conjonction inférieure sur l'intervalle 0.1 – 10 GeV, mais il est maximal à 1 TeV [12].

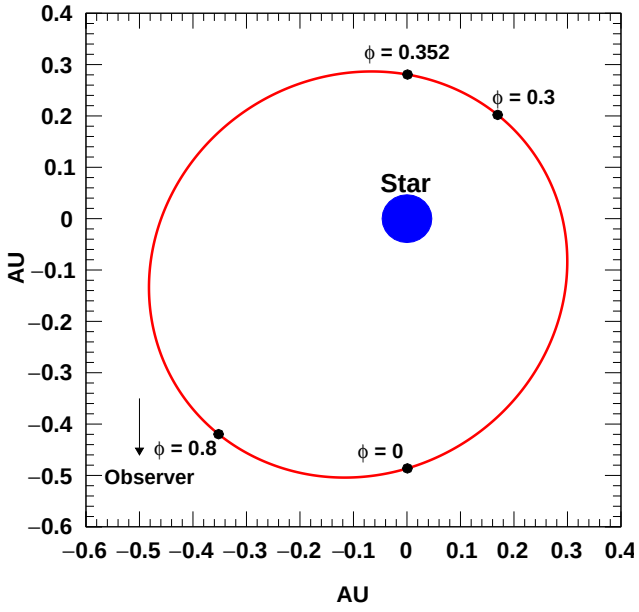


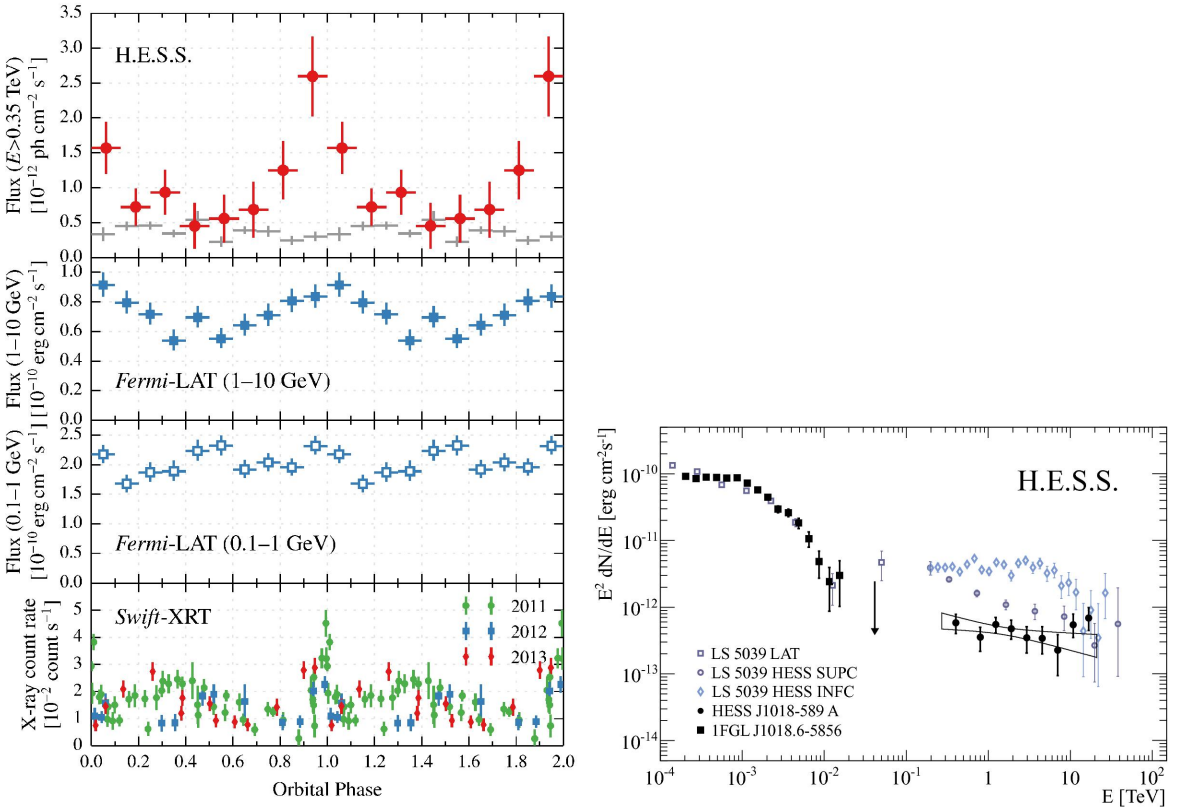
FIGURE 5.5 – Géométrie du système binaire 1FGL J1018.6-5856. Dans ce système, la phase ϕ = 0.0 a été fixée au maximum d'émission. Les caractéristiques sont déterminées à partir de références suivantes : [40] [28] [18]. La géométrie et les caractéristiques rappellent celles de LS 5039.

inférieure. La modulation de cette source est relativement régulière même si son taux de modulation est moindre par rapport à LS 5039 et un peu moins brillante dans le domaine du TeV. Strader et al [72] ont analysé l'étoile compagnon de type O de 1FGL J1018.6-5856 avec un spectromètre dans le visible et en utilisant le télescope SOAR. Ils trouvent que l'étoile O a une vitesse radiale faible avec une demi-amplitude de 11-12 km.s^{-1} favorisant ainsi l'hypothèse d'une étoile neutronique secondaire. Les maximums de flux dans le domaine des rayons X et γ se produisent lorsque l'étoile est derrière l'objet compact, soit dans la position de la conjonction inférieure [18].

La géométrie et les caractéristiques rappellent celles de LS 5039 (voir les figures 5.3 et 5.5), dans ces deux cas, les deux systèmes binaires sont composés d'une étoile massive d'un type proche (O6.5 pour LS 5039 et O6V pour J1018.6) et un objet compact en orbite sur une échelle de temps courte (P_{orb} = 3.9 jours pour LS 5039 et P_{orb} = 16.5 jours pour 1FGL J1018.6-5856). Ce sont des sources de rayons γ relativement stables et leurs modulations périodiques n'ont pas montré de gros changements [39]. Le spectre de 1FGL J1018.6-5856 ressemble également à celui de LS 5039 (c'est-à-dire une loi de puissance dans la bande de rayons X et une loi de puissance avec coupure exponentielle dans la bande GeV) [30]. Cependant, le flux semble maximal simultanément dans les courbes de lumière dans le domaine des rayons X, GeV et TeV, quand l'objet compact est en conjonction inférieur, ce qui n'est pas le cas pour LS 5039.

5.4.3 LMC P3

Au moment où cette thèse est écrite, la géométrie de ce système n'est pas encore établie, nous ne possédons pas en effet suffisamment d'information, notamment sur



(a) (b)

FIGURE 5.6 – (a) : courbe de lumière repliée sur la phase dans le domaine VHE, HE et les rayons X de 1FGL J1018.6-5856 en utilisant période orbitale de P = 16.58 jours. Pour la bande VHE mesurée par H.E.S.S., le flux est intégré au-dessus de 0,35 TeV (cercles rouges). Pour comparer, une courbe de lumière (également pour E > 0.35 TeV) mise à l'échelle de la source lumineuse proche 1FGL J1018.6-5856 est indiquée en gris. En-dessous : courbe de lumière Fermi-LAT entre 1 et 10 GeV (carrés bleus solides) et entre 0,1 et 1 GeV (carrés bleus ouverts) [39]. En bas : courbe de lumière de Swift-XRT pur un flux intégré de 0.3 à 10 keV à partir des observations réalisées en 2011 (vert), 2012 (bleu) et 2013 (rouge) [43].
(b) : Distribution spectrale en énergie (SED) de HESS J1018-589 A / 1FGL J1018.6-5856 est montré en noir (carrés et cercles remplis pour la détection Fermi-LAT et HESS). A titre de comparaison, les SED de LS 5039 pendant les conjonctions supérieures (SUPC) et inférieures (INFC) sont également inclus en bleu [12] [43].

l'excentricité. C'est le premier système binaire détecté en dehors de notre galaxie, dans le nuage de Magellan. Les Nuages de Magellan sont constitués d'un groupe de deux galaxies naines irrégulières voisines de la Voie Lactée dont elles sont probablement des satellites. Le Grand Nuage de Magellan, se situe à une distance d'environ ~ 48.5 kpc ; le Petit Nuage de Magellan est plus éloigné à environ ~ 61 kpc. Le télescope Fermi-LAT a réalisé cette découverte à partir de la recherche aveugle d'une modulation périodique dans toutes les sources du troisième catalogue de Fermi-LAT [32]. Le système a une période orbitale de 10.3 jours et est associé à une énorme étoile O5III située dans le reste supernova DEM L241, auparavant identifié comme un binaire de grande masse CXOUJ05 3600.0-673507 émettant dans les rayons X. Les émissions des rayons X et d'ondes radio sont également modulées à la période de 10.3 jours, mais sont en phase avec la modulation des rayons γ dans le domaine du GeV. Les mesures optiques de la vitesse radiale suggèrent que le système contient une étoile à neutrons.

La source est intrinsèquement plus lumineuse que les sources similaires dans la Voie Lactée que ce soit dans le domaine des ondes radio, ou visible mais également de le domaine des rayons X et γ. Corbet et al. [32] ont défini l'origine de la phase ($\phi = 0$) de ce système avec le maximum de l'émission de photons γ soit MJD = 57410.25 ± 0.34.

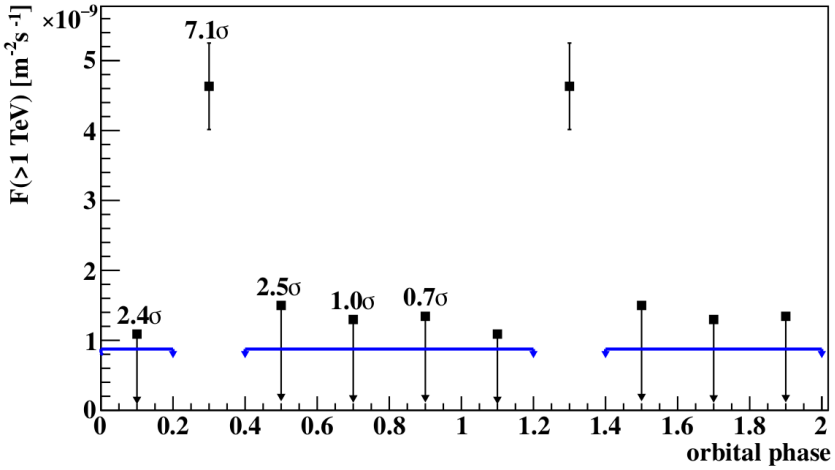


FIGURE 5.7 – Courbe de lumière rayonnée repliée sur la phase dans le domaine du TeV. La phase orbitale $\Phi = 0.0$ est définie au maximum de l'émission Fermi-LAT à MJD 57410.25. Pour une meilleure lisibilité, deux orbites sont affichées. Le flux est calculé pour des intervalles de phase identique et une exposition similaire. Les barres d'erreur représentent 1 σ d'incertitude statistique. Les valeurs indiquées aux points de données indiquent la significance statistique de l'excès pour chaque de phase. Les lignes bleues désignent la limite supérieure (au niveau de confiance de 95%) sur le flux dans la région en dehors du pic (phase orbitale de 0.4 à 0.2) [50].

Les observations par rayons X ultérieures avec XMM-Newton [21] et Chandra [71] confirment une source de rayons X similaire à celle nommée CXOU 053600.0. Les résultats obtenus par Chandra ont permis de conclure à partir des variations du flux de rayons X et de la vitesse radiale des raies d'absorption de Balmer que cet objet est probablement un système binaire. LMC P3 est le troisième binaire de rayons X trouvé dans un reste de supernova observable après SS433 / W 50 [33] et SXP 1062 [44].

L'observation par les télescopes H.E.S.S. de ce système binaire a été utilisée pour détecter et tester la variabilité du flux suivant la période orbitale. Les spectres en énergie sont obtenus pour l'ensemble de données en moyenne orbitale et pour les phases orbitales dans lesquelles le flux TeV se trouve au maximum. L'émission de rayons γ dans le domaine du TeV est détectée avec une significance statistique de 6.4 σ. Les données montrent clairement une variabilité dépendant de la période orbitale du système. La périodicité ne peut pas être déduite seulement à partir des données de H.E.S.S.. La luminosité moyenne en orbite dans la gamme d'énergie TeV de 1 à 10 est $(1.4 \pm 0.2) \times 10^{35}$ erg.s^{-1}. Une luminosité de $(5 \pm 1) \times 10^{35}$ erg.s^{-1} est atteinte pendant 20% de l'orbite, lorsque l'émission MeV / GeV est à son minimum.

5.5 Pulsar avec une étoile de type Be

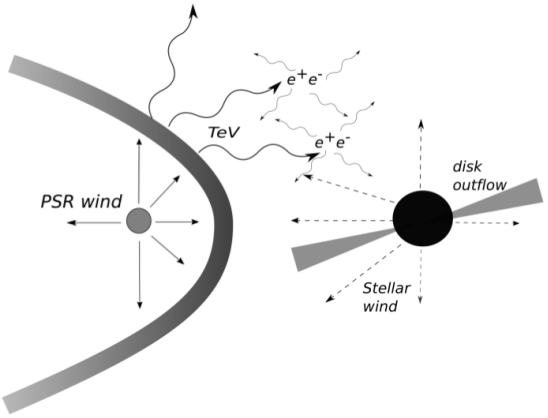


FIGURE 5.8 – Schéma montrant l'interaction entre un vent de pulsar et le vent ou le disque d'une étoile Be. Le processus synchrotron et le processus Inverse Compton par l'intermédiaire du choc avec le vent du pulsar produisent respectivement des rayons X et des rayons γ au TeV. Les rayons γ s'ils sont suffisamment énergétiques peuvent créer de nouvelles paires d'électrons et de positrons par le processus de création de paires de photons-photons, et ils peuvent générer ainsi une cascade de création de paires, dans la direction de l'étoile de compagnon [74].

L'origine des émissions dans ce genre de système est probablement liée à l'interaction du vent du pulsar et celui de l'étoile Be, comme dans le cas de PSR B1259-63/ LS 2883 [76] [34] [35]. Leur interaction entraîne la formation d'un choc, où les pressions entre le vent du pulsar avec le vent / disque stellaire sont en équilibre (voir figure 5.8). Les électrons et les positrons dans le vent du pulsar sont accélérés jusqu'à produire une onde de choc et des émissions non-thermiques depuis le domaine des ondes radio jusqu'aux rayons γ du TeV. Le scénario standard comprend un rayonnement synchrotron et un processus de diffusion inverse-Compton. Ces rayonnements produisent respectivement des émissions radio/rayons X et des rayons gamma au TeV [74].

Les émissions dans le domaine des rayons γ ont montré des variations temporelles de leur émission. Divers modèles ont été suggérés pour expliquer les modulations orbitales dépendant de l'énergie :

- un renforcement de l'effet Doppler en raison de la vitesse du pulsar et du choc avec son vent [36] [51] [73] ;
- une perte d'énergie des électrons relativistes du vent du pulsar lors de chocs et une évolution de leur spectre [49] [81] ;
- une interaction entre le vent pulsar et le disque Be [73] [74].

5.5.1 PSR B1259-63

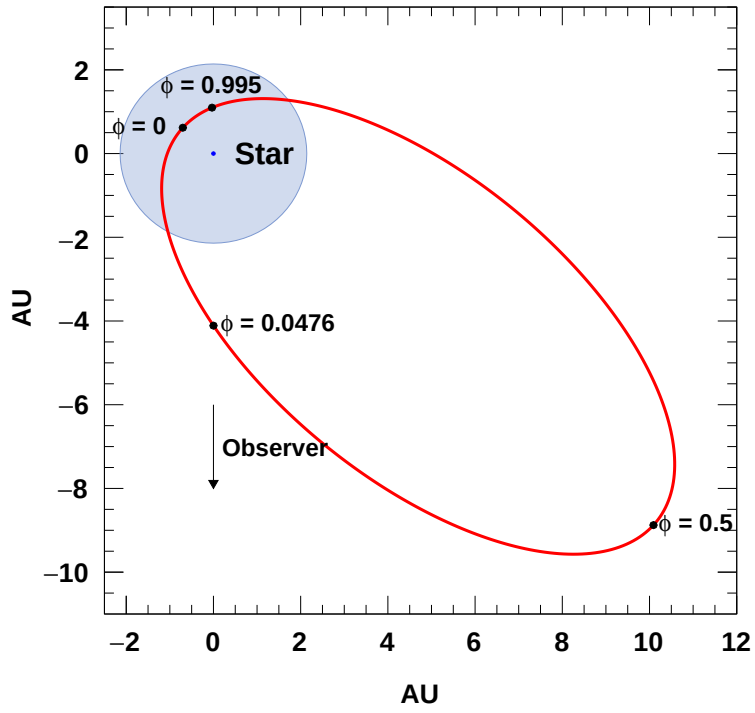
PSR B1259-63 / LS 2883 est un système binaire à rayons γ composé d'une étoile de séquence principale de type O9.5Ve. L'une des particularités de cette source est que l'on connaît la nature de l'objet compact, ce qui est relativement rare dans cette petite classe des systèmes. L'autre système dont l'objet compact est connu est PSR J2032. Le pulsar a une période de rotation de 48 ms avec une luminosité spin-down associée $\dot{E} \approx 8 \times 10^{35}$ erg.s^{-1} [48] [35]. L'étoile compagnon LS 2883 a une masse entre 20 et 30 $M_{\odot}$ et induit un vent stellaire avec une sortie préférentielle au niveau de l'équateur, ce qui forme un disque autour de l'étoile s'étendant à au moins 10 rayons stellaires [48][63][31]. Les télescopes H.E.S.S. ont observé ce système binaire autour du passage du périastre par l'objet compact en 2004, 2007, 2011 et 2014. La dernière campagne s'est déroulée en 2017, mais avec un temps d'observation relativement court (~ 10 h).

La période orbitale du système de 3.4 ans est l'une des plus grandes (avec PSRJ2032 + 4127) dans les échantillons binaires du rayonnement γ détectés jusqu'à présent. L'orbite elle-même est très excentrique (e = 0.87), induisant une séparation de 13.4 unités astronomiques (AU) à apoastre et moins de 1 AU au périastre [48][80][47] (voir figure 5.9). Cette grande variation de distance induit une observation d'un rayonnement γ seulement lorsque le pulsar est suffisamment proche de son étoile compagnon.

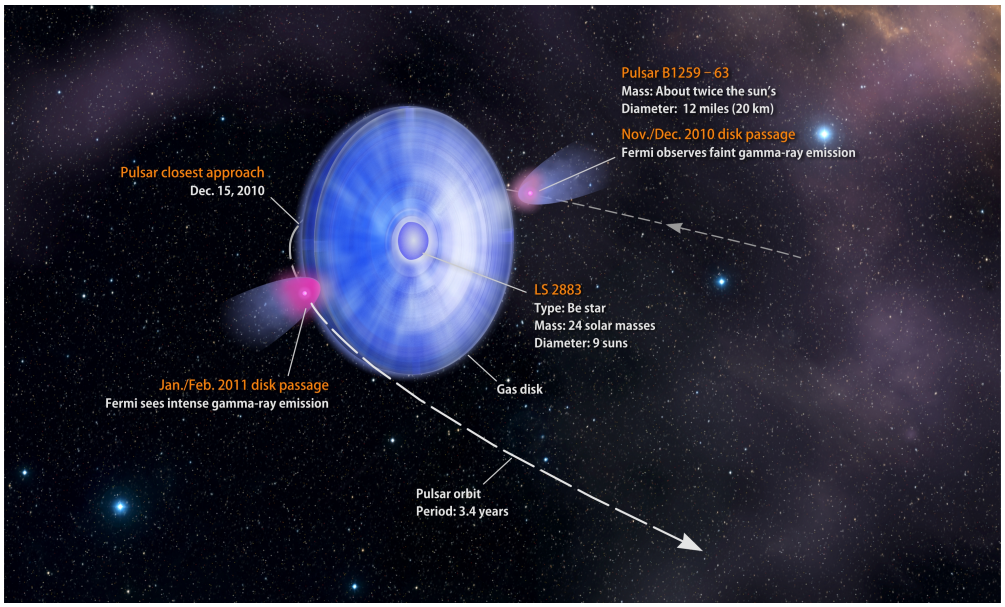
Comme le plan de l'orbite est incliné par rapport au plan du disque circumstellaire, le pulsar traverse le disque deux fois, un peu avant et après le passage du périastre. Son interaction avec le vent stellaire et le disque circumstellaire donne lieu à une augmentation de l'émission non thermique qui est visible sur tout le spectre électromagnétique, des ondes radio jusqu'aux rayons γ. Les temps de passage du disque sont déduits à partir du moment où le signal du pulsar disparaît et réapparaît. Ainsi le signal radio disparaît environ 15 jours avant et réapparaît 15 jours après le passage du périastre [48]. Juste avant (ou après) la traversée du disque, il y a toujours une plus forte émission de rayons X et radio de sorte qu'une courbe de lumière à double pic est formée [31].

Aux énergies du GeV, la source a été détectée par le télescope Fermi-LAT pour la première fois lors du passage périastre en 2010/2011. Dans cette gamme d'énergie, une augmentation forte et inattendue de l'émission (flare) a été détectée 30 jours environ après le passage du périastre. Au maximum d'émission, la puissance émise par les rayonnements γ correspondait presque à la luminosité spin-down totale [75] [3].

La collaboration H.E.S.S. a découvert cette source pendant le passage du périastre en 2004 et enregistré également les passages suivants en 2007, 2010/2011 et 2014. En raison des contraintes de visibilité des télescopes au sol, au cours de chaque campagne d'observation, il était possible de sonder uniquement des parties de l'orbite autour du



(a)



(b)

FIGURE 5.9 – Géométrie du système binaire PSR B1259-63 (a) et vue d'artiste au moment du passage du disque matière de l'objet compact en 2010-2011 (NASA) (b). Plusieurs positions notables de l'objet compact sont indiquées : périastre ($\phi = 0$), apoastre ($\phi = 0.5$), conjonction supérieure ($\phi = 0.995$) et conjonction inférieure ($\phi = 0.0476$). Le disque circumstellaire est à la même échelle que l'étoile et que l'orbite du pulsar.

passage du périastre. Les autres observations menées par d'autres expériences sur des phases orbitales plus éloignées du périastre n'ont pas révélé de signal significatif [10] [9] [6] [69] [22]. Un profil à double pic de la courbe de lumière pour des énergies supérieures à 1 TeV émerge également lorsqu'on fusionne les données collectées entre 2004 et 2014 en une seule courbe de lumière autour du périastre, ressemblant alors à ce qui est observé aux énergies du rayonnement X. Dans les courbes de lumière au TeV et dans le domaine des rayons X, on observe un minimum de flux local proche du passage du périastre [6].

5.5.2 HESS J0632+057

Cet objet stellaire a été le quatrième système binaire à être détecté en astronomie γ, HESS J0632+057 a été découvert par la collaboration H.E.S.S. [13], par hasard lors des observations du reste de la supernova de Monoceros Loop et est classé assez vite comme une source variable γ [13] [79]. La géométrie de ce binaire a été reproduit sur la figure 5.10 avec les différentes positions particulières.

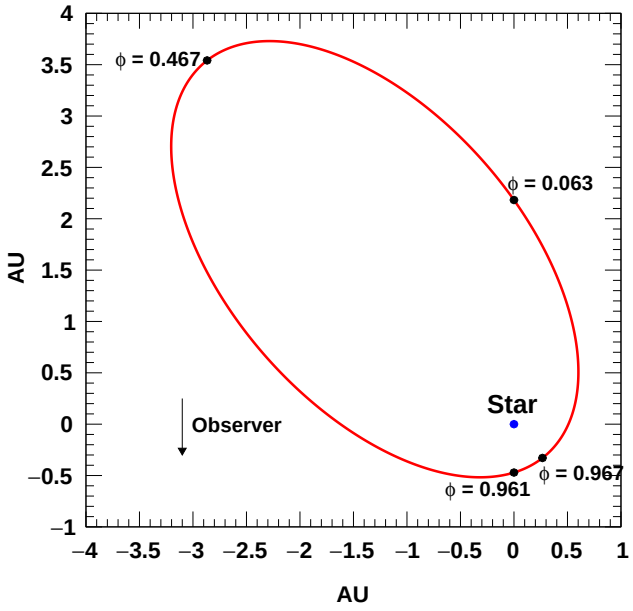


FIGURE 5.10 – Géométrie du système binaire HESS J0632+057 déterminée à partir de Casares et al. 2012 [29]. La phase du périastre est fixée à $\phi = 0.967$. On en déduit la position de la conjonction supérieure ($\phi = 0.063$) et conjonction inférieure ($\phi = 0.951$) très proche du passage du périastre.

La nature de l'objet compact de HESS J0632+057 n'est pas actuellement connue, les deux scénarios (étoiles à neutrons ou trou noir) sont également envisagés. En effet, la fourchette de masse possible est comprise entre 1.3 et 7.1 $M_{\odot}$ [28]. Le système se situe à une distance comprise entre 1.1 et 1.7 kpc de la Terre [60]. Ce système a été observé sur une longue période dans le domaine des rayons X par le télescope Swift X-ray Telescope (XRT), ce qui a permis de révéler l'une des caractéristiques des systèmes binaires : une modulation périodique du flux [62].

.

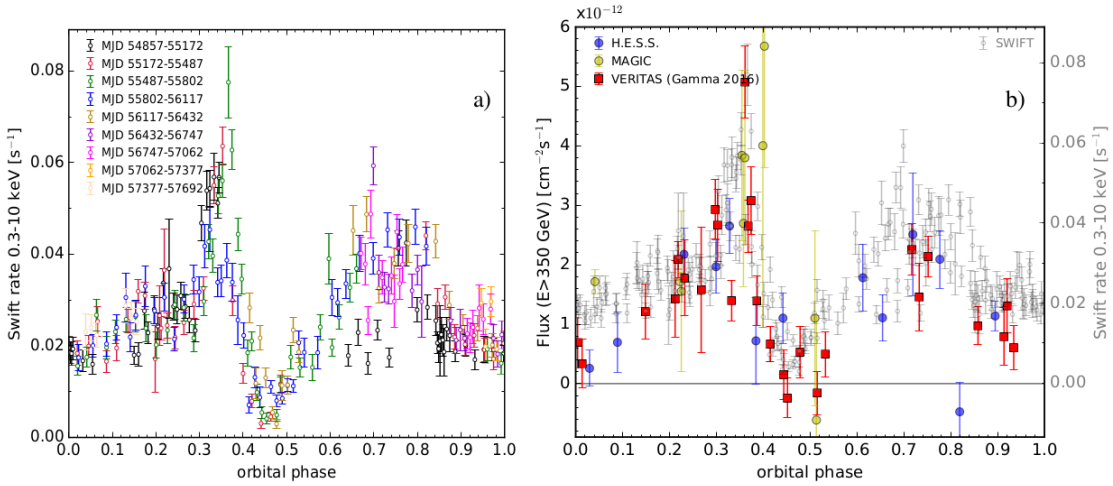


FIGURE 5.11 – Données obtenues de HESS J0632+057 en fonction de la phase en utilisant une orbite de 315 jours. A gauche, la courbe de lumière dans le domaine des rayons X pour plusieurs périodes. A droite, courbe de lumière en rayonnement γ pour des énergies > 350 GeV superposée avec les données de Swift-XRT [70].

La structure à double pic pour la courbe de lumière que l'on observe sur la figure 5.11 est assez similaire à celle de PSR B1259-63. Ces deux systèmes binaires possèdent en effet tous les deux une étoile compagnon de type Be. La nature de l'étoile compagnon semble avoir une importance sur l'émission du flux du système binaire. La figure montre aussi une corrélation certaine entre les émissions des rayons X et dans le domaine du γ : ces courbes de lumière sont quasiment superposables si on les ramène à des échelles que l'on peut les comparer.

5.5.3 PSR J2032+4127

L'objet compact de PSR J2032+4127 est un pulsar émettant dans le domaine des ondes γ et radio. Il fut découvert par le télescope Fermi-LAT en 2009. L'âge du pulsar est relativement faible, soit environ ∼ 180 kyr [37] [4], avec une période de rotation P = 143 ms et une puissance de spin-down $\dot{E} \approx 1.7 \times 10^{35}$ erg.s^{-1}. Ce pulsar a été considéré tout d'abord comme un pulsar isolé [25], car on n'observait aucune variation de sa période de rotation, ce qui aurait mis en évidence son mouvement orbital autour d'un objet de masse plus importante. Des études précédentes sur les caractéristiques de cette source ont donc toutes été basées sur l'hypothèse d'un pulsar énergétique jeune et solitaire.

La collaboration VERITAS en 2014 [78] présente une détection dans le domaine énergétique au TeV de J2032 + 4130 et ils discutent de leur probable association avec PSR J2032 + 4127, notant que la nature étendue de la source et la présence de nébuleuses à vent de pulsar dans son environnement immédiat renforçant alors l'hypothèse d'un vent de nébuleuse propulsé par un pulsar. Cependant, ils remarquent également que l'émission de rayons X étendue coïncidant spatialement avec la source [46] [24] [61] est assez faible pour une nébuleuse à vent de pulsar [53].

Par la suite, Lyne et al. [53] ont mis en évidence la variation de la fréquence de rotation du pulsar, et proposent comme interprétation un effet Doppler dû au mouvement orbital

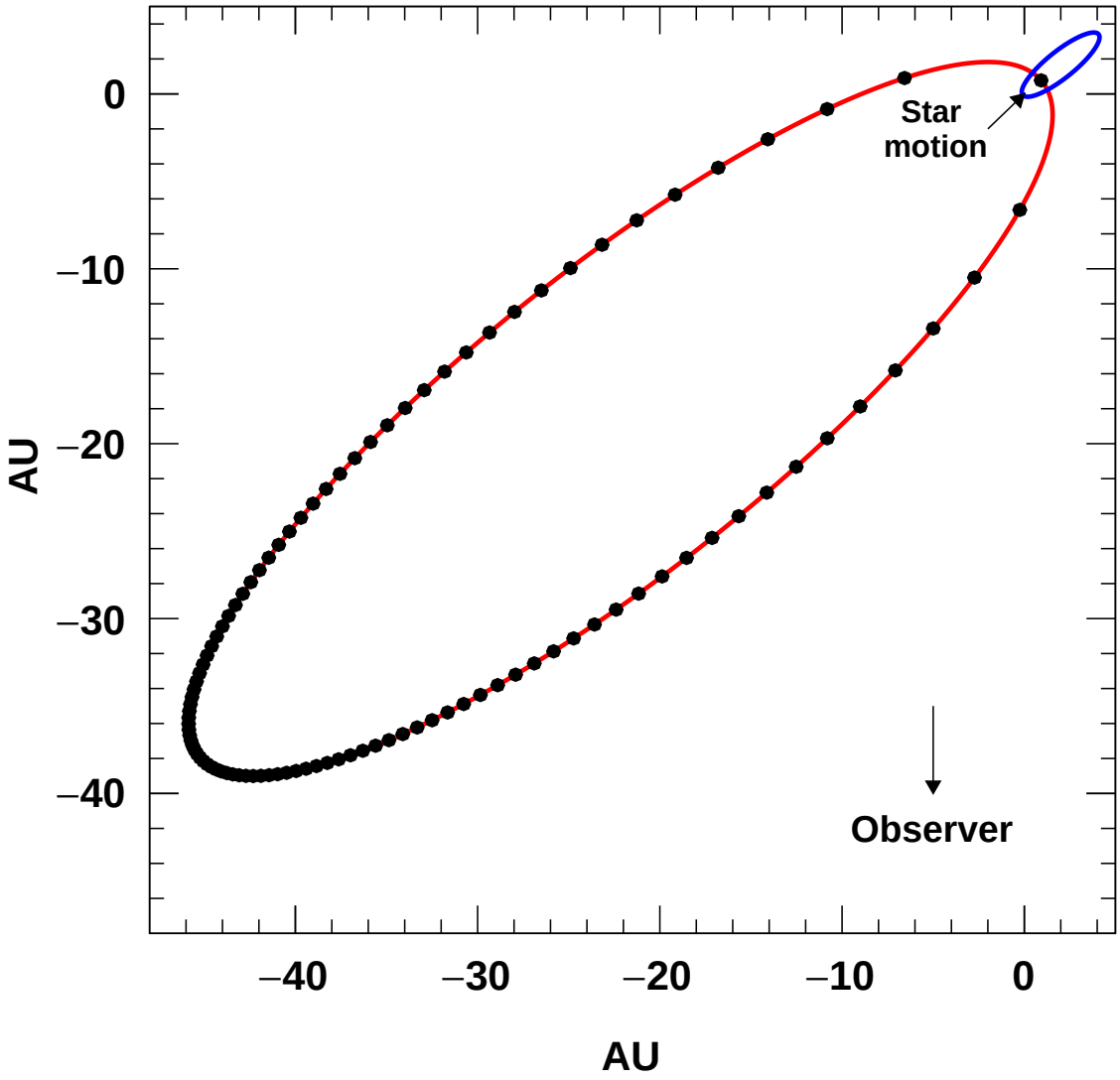
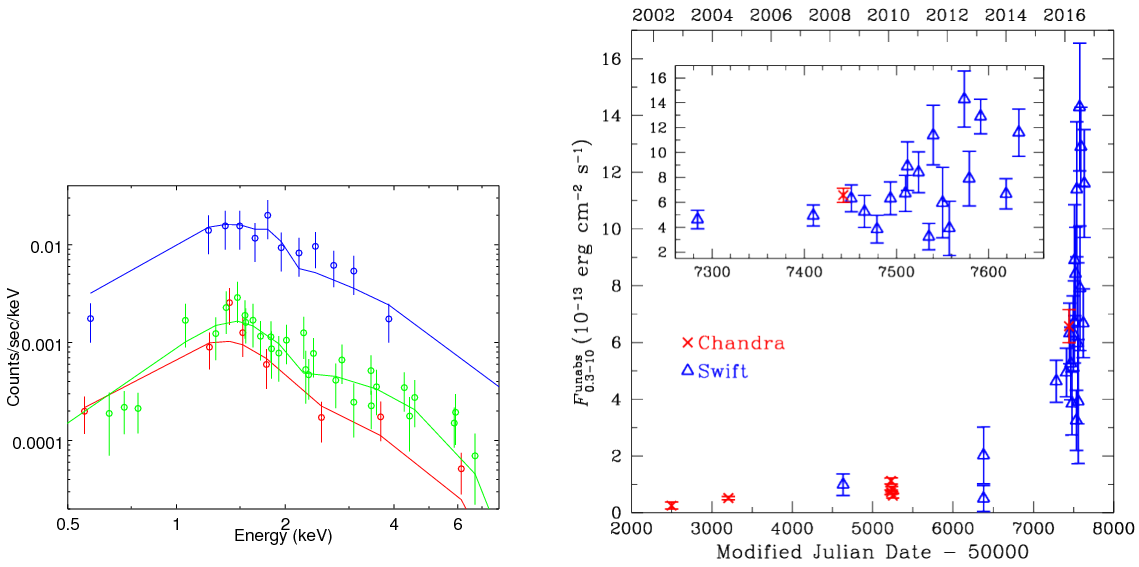


FIGURE 5.12 – Géométrie du système binaire PSR J0232+412 illustrant le mouvement orbital approximatif du pulsar (en rouge) et de son compagnon Be-star (en bleu) à partir de leur centre de masse commun. Contrairement aux autres systèmes binaires, l'étoile massive parcourt de plus grande distance, son demi-grand axe étant ~ 2.7 AU. La vitesse de l'étoile compagnon est d'environ 18 km.s^{-1}. On suppose une période orbitale $P_{orb} \approx 17000$ jours, une masse de 15 $M_\odot$ pour l'étoile Be compagnon, de 1.35 $M_\odot$ pour le pulsar et une excentricité de e = 0.96. L'inclinaison du plan de l'orbite est supposée être de 60 °. Les cercles noirs indiquent la position de l'objet compact à un intervalle de phase de $\phi = 0.01$ soit tous les 170 jours et indiquent le temps de l'époque prédite du périastre, MJD ≈ 58069. Le pulsar se déplace dans le sens inverse des aiguilles d'une montre dans le schéma [45].



(a) (b)

FIGURE 5.13 – Spectre et courbe de lumière de PSR J2032+4127 dans le domaine des rayons X. (a) : Chandra ACIS-I spectre de PSR J2032 + 4127 / MT91 213 en 2004 (rouge) et 2010 (vert) et ACIS-S en 2016 (bleu). Les lignes sont les spectres les mieux adaptés en utilisant un modèle de loi de puissance indépendant pour chaque spectre observé.
(b) : Courbe lumineuse dans le domaine des rayons X de PSR J2032 + 4127 / MT91 213 de 2002 à 2016. Les points du flux obtenus par le télescope spatial Chandra dans un intervalle énergétique de 0.3 à 10 keV sont représentés par des croix et des triangles pour les expériences Swift.

autour d'une étoile de masse élevée. Ils supposent que l'étoile compagnon du pulsar est celle de type Be MT91 213 dans l'environnement stellaire de Cyg OB2. Leur étude suggère une période très longue, $P_{orb} \sim 25$ ans et une orbite extrêmement allongée, l'excentricité est estimée à $e \sim 0.93$. Ho et al. [45] ont affiné les paramètres de l'orbite avec une période de $P_{orb} \sim 50$ ans et une excentricité d'environ $e \sim 0.96$ (voir la figure 5.12). Le passage au périastre s'est produit à la fin de l'année 2017 ou au début de celle de 2018.

La nature binaire de PSR J2032 + 4127 est similaire à celle du PSR B1259-63, qui est un pulsar radio bien connu qui tourne en orbite autour de l'étoile Be. L'émission GeV de PSR J2032 + 4127 / MT91 213 est modulante avec la période de rotation du pulsar et est donc dominée par le processus magnétosphérique. Les émissions de GeV provenant des binaires de rayons gamma ont été observées par le Fermi-LAT. Les observations montreront si la courbe présentera comme pour PSR B1259-63 une allure à double bosse autour du passage du périastre. Pour l'instant les derniers résultats indiquent une augmentation du flux au fur et à mesure que le pulsar s'approche de l'étoile compagnon (figure 5.12).

5.6 Un système binaire à part : LS I +61° 303

LS I +61° 303 a été détecté par les collaborations MAGIC et VERITAS. La nature de l'objet compact n'est pas encore déterminée mais des études récentes ont permis d'évaluer sa masse ($M_X = 1.6\ M_\odot$) ce qui suppose plutôt la présence d'un pulsar [82]. Cependant, la

même année a été publié un article donnant une masse beaucoup plus élevée ($\approx 4M_{\odot}$) impliquant la remise en cause de la présence de cette étoile à neutrons [55]. La modulation, la supermodulation du flux et aussi la présence d'éruption compliquent l'étude de ce système binaire et la compréhension des mécanismes d'accélération des particules dans ce système. En effet, les données récoltées sur plusieurs années ont montré un sursaut d'émission de rayonnements radio, X et γ pour des phases comprises entre 0.35 et 0.75 avec une échelle temporelle de 4.6 ans, on parle alors de période superorbitale. De plus, les observations radio prises simultanément montrent de plus ces éruptions sont toujours décalées par rapport aux rayons X (voir figure 5.16).

La géométrie de ce système n'est pas encore bien établie, les deux hypothèses sont représentées sur la figure 5.14, la conjonction supérieure pouvant être confondue ou non avec le disque circumstellaire. La période orbitale de 26.5 jours est proche du cycle lunaire pour faire un échantillonnage homogène du flux de particules pour différentes positions de l'orbite, notamment si l'on compare avec LS 5039 [35].

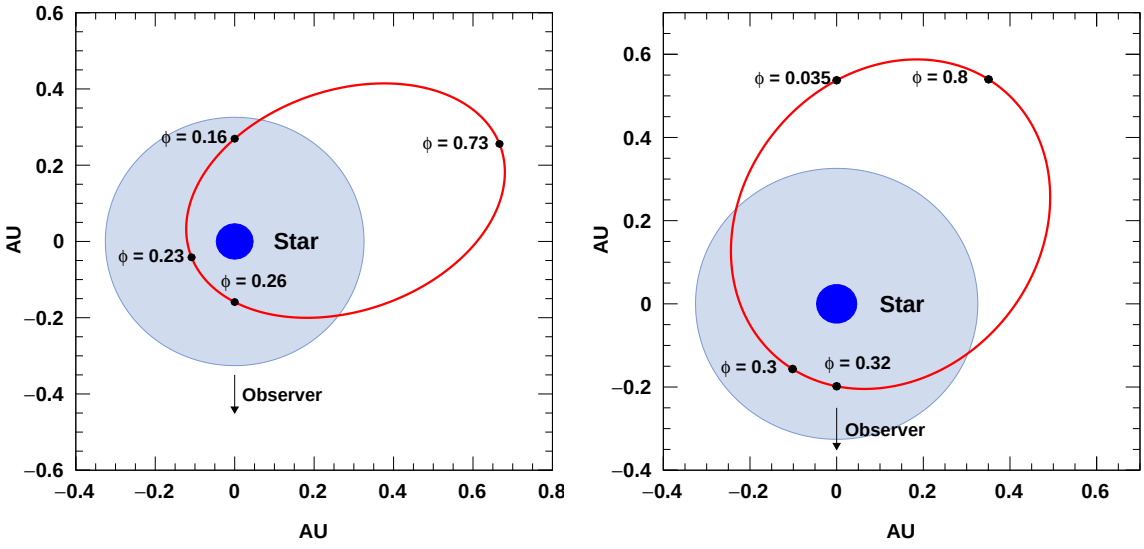


FIGURE 5.14 – Géométrie du système binaire LS I +61° 303 pour deux configurations différentes : Casares et al. 2005 [26] (figure de gauche) et Grundstrom et al. 2007 [42] (figure de droite). On remarque la position de la conjonction supérieure ($\phi = 0.16$) et conjonction inférieure ($\phi = 0.26$). La phase $\phi = 0$ ne correspond pas à la position du périastre. On montre également le disque équatorial de l'étoile massive en supposant un rayon de disque $r_{disc} = 7\,R_{star}$.

Contrairement à LS 5039, la modulation a évolué depuis que ce système binaire est observé : les observations d'octobre 2005 à janvier 2008 ont montré que les émissions à très haute énergie se limitaient seulement aux phases $0.5 \leq \phi \leq 0.9$ voire seulement pour des phases $0.6 \leq \phi \leq 0.8$ (MAGIC collaboration : [14] et VERITAS collaboration : [7]). Les observations ultérieures n'ont pas permis une détecter de la source, et ce jusqu'à la fin 2010. Une émission a ensuite été observée à un autre moment $0.0 \leq \phi \leq 0.1$ [7], c'est-à-dire à un moment où l'on ne s'attendait pas à une détection du rayonnement γ.

L'émission de rayons γ de LSI +61° 303, analysé avec le télescope Fermi-LAT entre 2008 et 2013 [8] présente également une variabilité compatible avec la période superorbitale. Cette modulation est plus visible dans les phases orbitales autour d'apoastre, alors

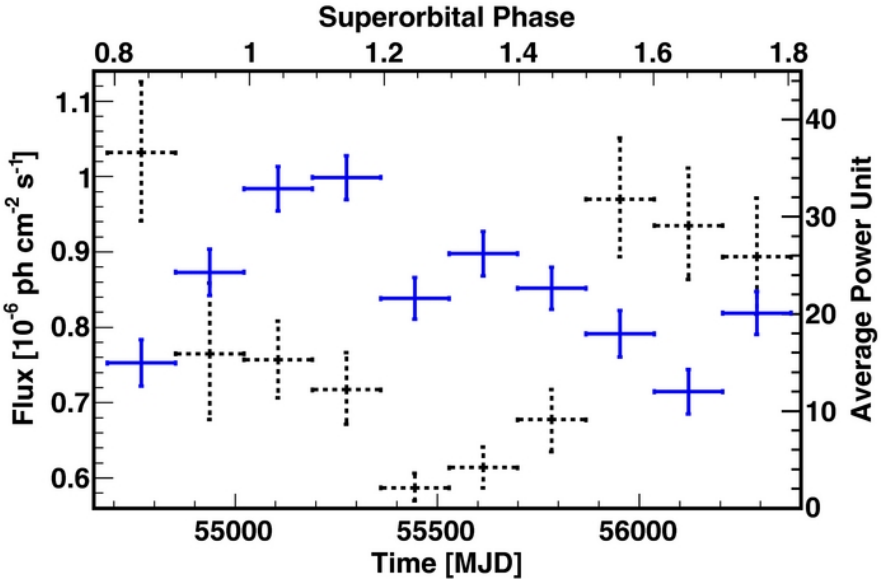


FIGURE 5.15 – Évolution à long terme du flux moyen de rayons γ (supérieur à 100 MeV) de LS I +61° 303 (points bleus, échelle de l'axe gauche). La phase superorbitale est représentée sur l'axe supérieur. L'échelle de l'axe de droite et les points en pointillés noirs montrent l'évolution à long terme de la puissance à la période orbitale trouvée dans le périodogramme Lomb-Scargle [8].

qu'elle n'introduit pas un changement visible lorsque l'objet compact est proche du périastre. On retrouve également l'apparition et la disparition de la variabilité de la période orbitale dans le spectre de puissance des données. Ce comportement peut s'expliquer par une évolution quasi-cyclique du disque équatorial de l'étoile Be compagnon, dont les caractéristiques influencent les conditions de production des rayons γ [8].

Enfin, des observations du télescope VERITAS de LSI+61° 303 prises à la fin de 2014 ont montré des éruptions sur 3 périodes autour de l'apoastre et à des niveaux de flux dépassant 30% celui de la Nébuleuse de Crabe. C'est l'activité la plus brillante de cette source jamais vue dans le régime du TeV. La forte émission observée a un temps de montée et de descente relativement court. La courte échelle de temps de l'éruption, associée à l'observation de 10 photons au TeV de LSI+61° 303 pourrait fournir des contraintes sur les propriétés de l'accélérateur des particules dans cette source [20].

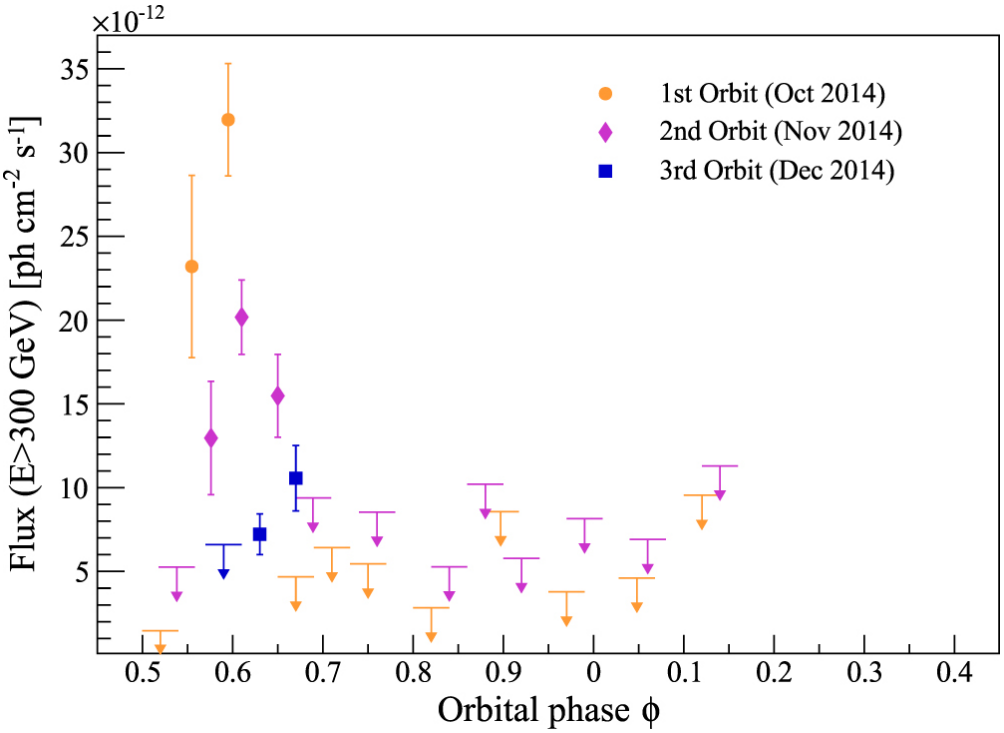


FIGURE 5.16 – Courbe de lumière de LS I +61 303 pendant la campagne d'observation de 2014 en fonction de la phase orbitale. Le graphe est représenté sur une période mais en prenant comme phase de départ 0.45. Les observations de VERITAS ont commencé autour de la phase de $\phi = 0.5$ pour chaque orbite. Les données pour la première orbite (octobre 2014) sont montrées avec des cercles orange, tandis que la deuxième orbite (novembre 2014) est représentée par des losanges violets, et la troisième (décembre 2014) par des carrés bleus. Les limites supérieures du flux avec un niveau de confiance de 99% (en utilisant l'approche de Rolke et al. [1]) sont montrées par des flèches [20].

5.7 Conclusion

Les observations dans le domaine du GeV et du TeV depuis des télescopes situés dans l'espace ou au sol ont permis la découverte de nouvelles sources comme les systèmes binaires stellaires γ. 5 parmi les 7 binaires connus sont observables par le télescope H.E.S.S., ce qui renforce le choix stratégique du positionnement de ce télescope. La particularité et l'une des caractéristiques de ces systèmes est qu'ils présentent tous une modulation du flux de photon émis en fonction de la position de l'objet compact quelque soit le domaine énergétique observé. Ces divers objets ne présentent pas tous la même allure de courbe de lumière et de spectre. La nature de l'étoile semble avoir un rôle très important sur ces caractéristiques. Le comportement de ces binaires n'est donc pas identique, plusieurs scénarios ont dû être envisagés : microquasar, pulsar en interaction avec une étoile de type Be, ou enfin un objet compact avec une étoile massive de type O, et ceux-ci malgré le relatif faible nombre de découvertes de ces systèmes actuellement.

Pour mettre en lumière un mécanisme d'accélération et une prévision du flux de photons, une connaissance des caractéristiques et de la géométrie de l'orbite s'imposent. Des observations régulières menées sur plusieurs années permettent de résoudre à peu près la connaissance de l'orbite (la mesure de la vitesse radiale de l'étoile compagnon dans le domaine du visible va permettre de résoudre l'orbite du septième système binaire stellaire). En effet la géométrie de l'orbite intervient dans le mécanisme d'accélération des particules : la probabilité de produire un photon γ est plus grande si l'objet compact est proche de son compagnon stellaire et situé dans une conjonction inférieure. Cependant des progrès sont à envisager pour connaître la nature de l'objet compact. En effet pour seulement 2 sources (PSR B1259-63 et PSR J2032+4127) parmi les 7, l'objet compact est connu, car la radiation du pulsar est émise vers la Terre. L'ambigüité pourrait être enfin levée grâce à une meilleure connaissance de la masse et des phénomènes d'accrétion.

A part pour LMC P3, leur géométrie est systématiquement implémentée dans le logiciel semi-analytique de H.E.S.S., permettant ainsi une analyse future pour la compréhension de ces objets particuliers.

5.8 Bibliographie

[1] A. ROLKE, W., A. M. LÓPEZ et J. CONRAD. 2005, «Limits and confidence intervals in the presence of nuisance parameters», *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 551, p. 493–503. 127

[2] ABDO, A., M. ACKERMANN, M. AJELLO et AL. 2009, «Fermi/LAT observations of LS 5039», *ApJ*, vol. 706, p. L56–L61. 113, 114

[3] ABDO, A. A., M. ACKERMANN, M. AJELLO et AL. 2011, «Discovery of High-energy Gamma-ray Emission from the Binary System PSR B1259-63/LS 2883 around Periastron with Fermi», *apjl*, vol. 736, L11. 119

[4] ABDO, A. A., M. AJELLO, A. ALLAFORT et AL. 2013, «The Second Fermi Large Area Telescope Catalog of Gamma-Ray Pulsars», *ApJS*, vol. 208, 17. 122

[5] ABDO, A. A., B. ALLEN, D. BERLEY et AL. 2007, «TeV Gamma-Ray Sources from a Survey of the Galactic Plane with Milagro», *ApJL*, vol. 664, p. L91–L94. 112

[6] ABRAMOWSKI, A., F. ACERO et AL. 2013, «H.E.S.S. observations of the binary system PSR B1259-63/LS 2883 around the 2010/2011 periastron passage», *A&A*, vol. 551. 121

[7] ACCIARI, V. A., E. ALIU et AL. 2011, «VERITAS Observations of the TeV Binary LS I+61°303 During 2008-2010», *ApJ*, vol. 738, 3. 125

[8] ACKERMANN, M., M. AJELLO et AL. 2013, «Associating Long-term γ-Ray Variability with the Superorbital Period of LSI+61° 303», *ApJL*, vol. 773, n° 2, p. L35. 125, 126

[9] AHARONIAN, F., A. AKHPERJANIAN, G. ANTON et AL. 2009, «Very high energy γ-ray observations of the binary PSR B1259-63/SS2883 around the 2007 Periastron», *A&A*, vol. 507, p. 389–396. 121

[10] AHARONIAN, F., A. AKHPERJANIAN, A. BAZER-BACHI et AL. 2005, «A possible association of the new VHE γ-ray source HESS J1825-137 with the pulsar wind nebula G18.0-0.7», *A&A*, vol. 442, p. L25–L29. 121

[11] AHARONIAN, F., A. G. AKHPERJANIAN, K.-M. AYE et AL. 2005, «Discovery of Very High Energy Gamma Rays Associated with an X-ray Binary», *Science*, vol. 309, p. 746–749. 113

[12] AHARONIAN, F., A. G. AKHPERJANIAN, A. R. BAZER-BACHI et AL. 2006, «3.9 day orbital modulation in the TeV γ-ray flux and spectrum from the X-ray binary LS 5039», *A&A*, vol. 460, p. 743–749. 113, 114, 116

[13] AHARONIAN, F. et AL. 2009, «Detection of very high energy radiation from HESS J1908+063 confirms the Milagro unidentified source MGRO J1908+06», *A&A*, vol. 499, p. 723–728. 121

[14] ALBERT, J., E. ALIU et AL. 2009, «Periodic Very High Energy γ-Ray Emission from LS I +61°303 Observed with the MAGIC Telescope», *ApJ*, vol. 693, p. 303–310. 125

[15] ALBERT, J., E. ALIU, H. ANDERHUB et AL. 2007, «Very High Energy Gamma-Ray Radiation from the Stellar Mass Black Hole Binary Cygnus X-1», *ApJL*, vol. 665, p. L51–L54. 111

[16] AN, H., E. BELLM, V. BHALERAO et AL. 2015, «Broadband X-Ray Properties of the Gamma-Ray Binary 1FGL J1018.6-5856», *ApJ*, vol. 806, 166. 113

[17] AN, H., F. DUFOUR, V. M. KASPI et F. A. HARRISON. 2013, «Swift Observations of 1FGL J1018.6-5856», *ApJ*, vol. 775, 135. 113

[18] AN, H. et R. W. ROMANI. 2017, «Light Curve and SED Modeling of the Gamma-Ray Binary 1FGL J1018.6-5856 : Constraints on the Orbital Geometry and Relativistic Flow», *ApJ*, vol. 838, 145. 109, 115

[19] ARAGONA, C., M. V. MCSWAIN et M. DE BECKER. 2010, «HD 259440 : The Proposed Optical Counterpart of the γ-ray Binary HESS J0632+057», *ApJ*, vol. 724, p. 306–312. 108

[20] ARCHAMBAULT, A. et A. A. ARCHER. 2016, «Exceptionally Bright TeV Flares from the Binary LS I +61 303», *ApJL*, vol. 817, nº 1, p. L7. 126, 127

[21] BAMBA, A., M. UENO, H. NAKAJIMA et AL. 2006, «A detailed observation of a LMC supernova remnant DEM L241 with XMM-Newton», *A&A*, vol. 450, p. 585–591. 117

[22] BORDAS, P., G. DUBUS, P. EGER et FOR THE H. E. S. S. COLLABORATION. 2016, «Observations of Binary Systems with the H.E.S.S. Telescopes», *GAMMA 2016*. 121

[23] BULGARELLI, A., C. PITTORI, F. LUCARELLI et AL. 2010, «AGILE detection of a gamma ray flare from the Cygnus X-1 region», *ATel*, vol. 2512. 111

[24] BUTT, Y. M., J. DRAKE, P. BENAGLIA et AL. 2006, «Deeper Chandra Follow-up of Cygnus TeV Source Perpetuates Mystery», *ApJ*, vol. 643, p. 238–244. 122

[25] CAMILO, F., P. S. RAY, S. M. RANSOM et AL. 2009, «Radio Detection of LAT PSRs J1741-2054 and J2032+4127 : No Longer Just Gamma-ray Pulsars», *ApJ*, vol. 705, p. 1–13. 122

[26] CASARES, J., I. RIBAS, J. M. PAREDES, J. MARTÍ et C. ALLENDE PRIETO. 2005, «Orbital parameters of the microquasar LS I +61° 303», *MNRAS*, vol. 360, p. 1105–1109. 108, 125

[27] CASARES, J., M. RIBÓ, I. RIBAS, J. PAREDES, J. MARTÍ et A. HERRERO. 2005, «A possible black hole in the γ-ray microquasar LS 5039», *MNRAS*, vol. 364, p. 899–908. 108, 114

[28] CASARES, J., M. RIBÓ, I. RIBAS, J. M. PAREDES et AL. 2012, «On the binary nature of the γ-ray sources AGL J2241+4454 = MWC 656 and HESS J0632+057 = MWC 148», *MNRAS*, vol. 421, p. 1103–1112. 109, 115, 121

[29] CASARES, J., M. RIBÓ, I. RIBAS, J. M. PAREDES, F. VILARDELL et I. NEGUERUELA. 2012, «Erratum : On the binary nature of the γ-ray sources AGL J2241+4454 MWC = 656 and HESS J0632+057 = MWC 148», *MNRAS*, vol. 426, p. 796–796. 108, 121

[30] CHEN, A. M., C. W. NG, J. TAKATA, Y. W. YU et K. S. CHENG. 2017, «High-energy emissions from the gamma-ray binary 1FGL J1018.6-5856», *ArXiv*. 109, 115

[31] CHERNYAKOVA, M., A. A. ABDO et AL. 2014, «Multiwavelength observations of the binary system PSR B1259-63/LS 2883 around the 2010-2011 periastron passage», *MNRAS*, vol. 439, p. 432–445. 119

[32] CORBET, R. H. D., L. CHOMIUK et AL. 2016, «A Luminous Gamma-ray Binary in the Large Magellanic Cloud», *ApJ*, vol. 829, nº 2, p. 105. 109, 117

[33] DUBNER, G. M., M. HOLDAWAY, W. M. GOSS et I. F. MIRABEL. 1998, «A High-Resolution Radio Study of the W50-SS 433 System and the Surrounding Medium», *AJ*, vol. 116. 117

[34] DUBUS, G. 2006, «Gamma-ray binaries : pulsars in disguise ?», *A&A*, vol. 456, p. 801–817. 118

[35] DUBUS, G. 2013, «Gamma-ray binaries and related systems», *A&ARv*, vol. 21, 64. 110, 118, 119, 125

[36] DUBUS, G., B. CERUTTI et G. HENRI. 2010, «Relativistic Doppler-boosted emission in gamma-ray binaries», *A&A*, vol. 516, A18. 119

[37] FERMI-LAT COLLABORATION, A. A. ABDO, M. ACKERMANN et AL. 2009, «Detection of 16 Gamma-Ray Pulsars Through Blind Frequency Searches Using the Fermi LAT», *Science*, vol. 325, p. 840. 122

[38] FERMI LAT COLLABORATION, A. A. ABDO, M. ACKERMANN et AL. 2009, «Modulated High-Energy Gamma-Ray Emission from the Microquasar Cygnus X-3», *Science*, vol. 326, p. 1512. 111

[39] FERMI LAT COLLABORATION, M. ACKERMANN, M. AJELLO et AL. 2012, «Periodic Emission from the Gamma-Ray Binary 1FGL J1018.6-5856», *Science*, vol. 335, p. 189. 113, 115, 116

[40] FERMI-LAT COLLABORATION, M. ACKERMANN, M. AJELLO et AL. 2013, «The fermi all-sky variability analysis : A list of flaring gamma-ray sources and the search for transients in our galaxy», *ApJ*, vol. 771, nº 1, p. 57. 109, 115

[41] GREGORY, P. C., W. K. SCOTT, K. DOUGLAS et J. J. CONDON. 1996, «The GB6 Catalog of Radio Sources», *ApJS*, vol. 103, p. 427. 112

[42] GRUNDSTROM, E. D., S. M. CABALLERO-NIEVES et AL. 2007, «Joint Hα and X-Ray Observations of Massive X-Ray Binaries. II. The Be X-Ray Binary and Microquasar LS I +61° 303», *ApJ*, vol. 656. 108, 125

[43] H. E. S. S. COLLABORATION, A. ABRAMOWSKI, F. AHARONIAN et AL. 2015, «Discovery of variable VHE γ-ray emission from the binary system 1FGL J1018.6-5856», *A&A*, vol. 577. 116

[44] HÉNAULT-BRUNET, V., L. M. OSKINOVA, M. A. GUERRERO et AL. 2012, «Discovery of a Be/X-ray pulsar binary and associated supernova remnant in the Wing of the Small Magellanic Cloud», *MNRAS*, vol. 420, p. L13–L17. 117

[45] HO, W. C. G., C.-Y. NG, A. G. LYNE et AL. 2017, «Multiwavelength monitoring and X-ray brightening of Be X-ray binary PSR J2032+4127/MT91 213 on its approach to periastron», *MNRAS*, vol. 464, p. 1211–1219. 109, 123, 124

[46] HORNS, D., A. I. D. HOFFMANN, A. SANTANGELO et AL. 2007, «XMM-Newton observations of the first unidentified TeV gamma-ray source TeV J2032+4130», *A&A*, vol. 469, p. L17–L21. 122

[47] JOHNSTON, S., L. BALL, N. WANG et R. N. MANCHESTER. 2005, «Radio observations of PSR B1259-63 through the 2004 periastron passage», *MNRAS*, vol. 358, p. 1069–1075. 108, 119

[48] JOHNSTON, S., R. N. MANCHESTER, A. G. LYNE, M. BAILES, V. M. KASPI, G. QIAO et N. D'AMICO. 1992, «PSR 1259-63 - A binary radio pulsar with a Be star companion», *ApJL*, vol. 387, p. L37–L41. 119

[49] KHANGULYAN, D., S. HNATIC, F. AHARONIAN et S. BOGOVALOV. 2007, «TeV light curve of PSR B1259-63/SS2883», *MNRAS*, vol. 380, p. 320–330. 119

[50] KOMIN, N., M. HAUPT et H. E. S. S. COLLABORATION. 2017, «Discovery of VHE Gamma-Ray Emission from the Binary System LMC P3», dans *Proceeding of ICRC 2017*, Proceeding of GAMMA 2016. 117

[51] KONG, S. W., K. S. CHENG et Y. F. HUANG. 2012, «Modeling the Multiwavelength Light Curves of PSR B1259-63/LS 2883. The Effects of Anisotropic Pulsar Wind and Doppler Boosting», *ApJ*, vol. 753, 127. 119

[52] LAURENT, P., J. RODRIGUEZ, J. WILMS et AL. 2011, «Polarized Gamma-Ray Emission from the Galactic Black Hole Cygnus X-1», *Science*, vol. 332, p. 438. 111

[53] LYNE, A. G., B. W. STAPPERS, M. J. KEITH et AL. 2015, «The binary nature of PSR J2032+4127», *MNRAS*, vol. 451, p. 581–587. 109, 122

[54] MAGIC COLLABORATION et H.E.S.S. COLLABORATION. 2017, «Constraints on particle acceleration in SS433/W50 from MAGIC and H.E.S.S. observations», *ArXiv*. 111, 112

[55] MASSI, M., S. MIGLIARI et M. CHERNYAKOVA. 2017, «The black hole candidate LS I +61° 303», *MNRAS*, vol. 468, p. 3689–3693. 125

[56] MASSI, M., M. RIBÓ, J. M. PAREDES et AL. 2004, «Hints for a fast precessing relativistic radio jet in LS I +61°303», *A&A*, vol. 414, p. L1–L4. 111

[57] MCSWAIN, M. V., D. R. GIES, W. HUANG, P. J. WIITA, D. W. WINGERT et L. KAPER. 2004, «The N Enrichment and Supernova Ejection of the Runaway Microquasar LS 5039», *ApJ*, vol. 600, p. 927–938. 108

[58] MIRABEL, I. F. 2012, «Gamma-Ray Binaries Revealed», *Science*, vol. 335, p. 175. 110

[59] MIRABEL, I. F. et L. F. RODRÍGUEZ. 1994, «A superluminal source in the Galaxy», *Nature*, vol. 371, p. 46–48. 110

[60] MOLDÓN, J., M. RIBÓ et J. PAREDES. 2011, «Revealing the extended radio emission from the gamma-ray binary HESS J0632+057», *A&A*, vol. 533, L7. 121

[61] MURAKAMI, H., S. KITAMOTO, A. KAWACHI et T. NAKAMORI. 2011, «Detection of X-Ray Emission from the Unidentified TeV Gamma-Ray Source TeV J2032+4130», *PASJ*, vol. 63, p. 873–878. 122

[62] NANDA, R. et T. D. F. 2011, «The TeV Binary HESS J0632+057 in the Low and High X-Ray State», *ApJL*, vol. 737, n° 1, p. L12. 121

[63] NEGUERUELA, I., M. RIBÓ, A. HERRERO et AL. 2011, «Astrophysical Parameters of LS 2883 and Implications for the PSR B1259-63 Gamma-ray Binary», *ApJL*, vol. 732, nº 1, p. L11. 108, 119

[64] PAREDES, J. M. 2011, «Gamma-ray binaries : microquasars and binary systems with pulsar», *ArXiv*. 113

[65] REYNOSO, M. M., G. E. ROMERO et H. R. CHRISTIANSEN. 2008, «Production of gamma rays and neutrinos in the dark jets of the microquasar SS433», *MNRAS*, vol. 387, p. 1745–1754. 112

[66] RIBÓ, M., J. M. PAREDES, J. MOLDÓN et AL. 2008, «The changing milliarcsecond radio morphology of the gamma-ray binary LS 5039», *A&A*, vol. 481, p. 17–20. 113

[67] RIBÓ, M., J. M. PAREDES, G. E. ROMERO et AL. 2002, «LS 5039 : A runaway microquasar ejected from the galactic plane», *A&A*, vol. 384, p. 954–964. 111

[68] RIBÓ, M., P. REIG, J. MARTÍ et J. M. PAREDES. 1999, «X-ray and radio observations of RX J1826.2-1450/LS 5039», *A&A*, vol. 347, p. 518–523. 111

[69] ROMOLI, C., P. BORDAS, M. C. et AL. 2015, «H.E.S.S. observations of PSR B1259-63 during its 2014 periastron passage», *ICRC 2015*. 121

[70] SCHLENSTEDT, S. 2017, «A decade of TeV observations of the gamma-ray binary HESS J0632+057 with VERITAS», *AIP Conference Proceedings*, vol. 1792, nº 1, p. 040 023. 122

[71] SEWARD, F. D., P. A. CHARLES et D. L. A. FOSTER. 2012, «DEM L241, a Supernova Remnant Containing a High-mass X-Ray Binary», *ApJ*, vol. 759, nº 2, p. 123. 117

[72] STRADER, J., L. CHOMIUK, C. C. CHEUNG et AL. 2015, «Optical Spectroscopy of the High-mass γ-Ray Binary 1FGL J1018.6-5856 : A Probable Neutron Star Primary», *ApJL*, vol. 813, L26. 115

[73] TAKATA, J., K. L. LI, G. C. K. LEUNG et AL. 2014, «Multi-wavelength Emissions from the Millisecond Pulsar Binary PSR J1023+0038 during an Accretion Active State», *ApJ*, vol. 785, 131. 119

[74] TAKATA, J., P. H. T. TAM, C. W. NG et AL. 2017, «High-energy Emissions from the Pulsar/Be Binary System PSR J2032+4127/MT91 213», *ApJ*, vol. 836, 241. 118, 119

[75] TAM, P. H. T., R. H. H. HUANG, J. TAKATA et AL. 2011, «Discovery of GeV γ-ray Emission from PSR B1259-63/LS 2883», *ApJL*, vol. 736, L10. 119

[76] TAVANI, M. et J. ARONS. 1997, «Theory of High-Energy Emission from the Pulsar/Be Star System PSR 1259-63. I. Radiation Mechanisms and Interaction Geometry», *ApJ*, vol. 477, p. 439–464. 118

[77] TAVANI, M., A. BULGARELLI, G. PIANO et AL. 2009, «Extreme particle acceleration in the microquasar CygnusX-3», *Nature*, vol. 462, p. 620–623. 111

[78] VERITAS COLLABORATION, E. ALIU, A. T. et AL. 2014, «Observations of the Unidentified Gamma-Ray Source TeV J2032+4130 by VERITAS», *ApJ*, vol. 783, nº 1, p. 16. 122

[79] WEINSTEIN, A. 2014, «Pulsar wind nebulae and cosmic rays : A bedtime story», *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, vol. 256, p. 136 – 148. 121

[80] WEX, N., S. JOHNSTON, R. N. MANCHESTER, A. G. LYNE, B. W. STAPPERS et M. BAILES. 1998, «Timing models for the long orbital period binary pulsar PSR B1259-63», *MNRAS*, vol. 298. 119

[81] ZABALZA, V., V. BOSCH-RAMON, F. AHARONIAN et D. KHANGULYAN. 2013, «Unraveling the high-energy emission components of gamma-ray binaries», *A&A*, vol. 551, A17. 119

[82] ZAMANOV, R. K., J. MARTI et M. T. GARCIA-HERNANDEZ. 2017, «Mass of the compact object in the Be/gamma-ray binaries LSI+61° 303 and MWC 148», *arXiv*. 124

Chapitre 6

Modélisation de l'émission inverse Compton pour le système binaire LS 5039

Sommaire

6.1 Introduction 136
6.2 Mécanisme inverse Compton 136
6.2.1 Régime de Thomson et de Klein-Nishina 136
6.2.2 Changement de référentiel 136
6.2.3 Section efficace différentielle 137
6.2.4 Section efficace totale dans la diffusion Compton 138
6.3 Diffusion anisotrope inverse Compton dans le régime de Thomson . . . 139
6.4 Diffusion anisotrope inverse Compton dans le régime de Klein–Nishina 141
6.5 Calcul du spectre complet anisotrope complet en inverse Compton . . . 144
6.5.1 Photons de l'étoile compagnon 144
6.5.2 Électrons du pulsar 144
6.5.3 Spectres des photons γ émis 145
6.5.4 Analyse en phase 146
6.5.5 Spectres en énergie résolus en phase 146
6.6 Phénomène d'absorption de photons γ 150
6.6.1 Détermination du terme d'absorption 150
6.6.2 Analyse en phase 151
6.6.3 Spectres d'énergie résolus en phase 153
6.7 Conclusion 156
6.8 Bibliographie 157

6.1 Introduction

Les observations de LS 5039 à très haute énergie montrent que le flux de photons γ est modulé par la géométrie de LS 5039 (voir figure 5.3), la distribution des photons est donc anisotrope. L'émission synchrotron explique l'observation des photons dans le domaine des rayons X et du GeV. A plus haute énergie, l'émission est dominée par le processus Inverse Compton.

La difficulté de la modélisation de cette émission est d'obtenir un flux de photons en considérant une distribution anisotrope. En effet, la plupart des publications précédentes [10] [4] [14] donnent le détail de leur calcul pour l'émission inverse Compton mais en considérant un gaz photonique isotropique. Les travaux effectués par Dubus [8] et Cerutti [6] [9] ont permis de traiter le cas d'émission inverse Compton de systèmes binaires (donc une distribution de photons anisotrope). Le chapitre suivant consiste à reprendre l'essentiel de leurs travaux et de l'appliquer au système LS 5039.

Lorsqu'un photon donne une partie de son énergie à un électron par diffusion, on parle d'effet Compton. À l'inverse un électron suffisamment énergétique peut céder une partie de son énergie à un photon, ce processus est appelé une émission inverse Compton. C'est ce deuxième cas que nous allons étudier ici, notamment pour le système binaire LS 5039, un photon appartenant au domaine du visible ou des UV gagne de l'énergie pour devenir un photon γ.

6.2 Mécanisme inverse Compton

6.2.1 Régime de Thomson et de Klein-Nishina

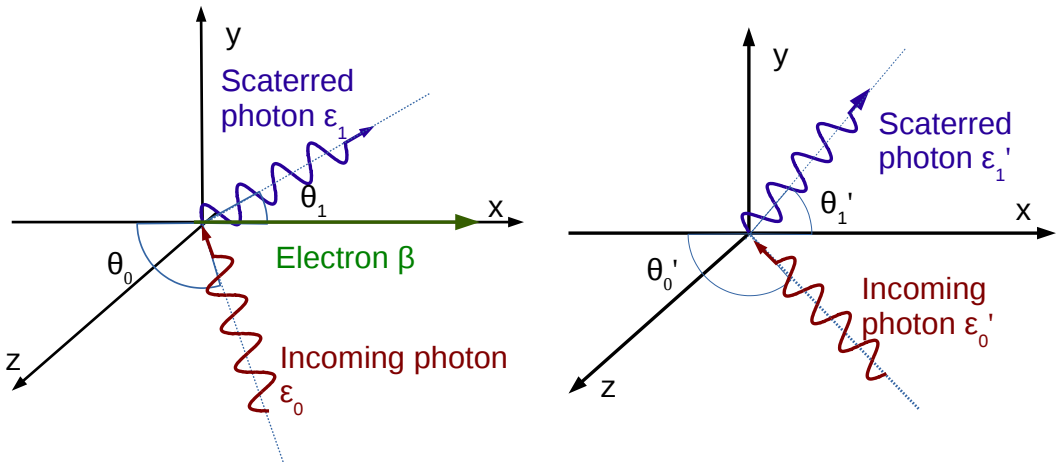
Lorsqu'un électron de facteur de Lorentz γ et d'énergie $\gamma m_e c^2$ et un photon de basse énergie (E = hν) satisfont l'inégalité $\gamma \frac{h\nu}{m_e c^2} < 1$, alors on considère que l'on est dans le régime de Thomson. A l'inverse si $\gamma \frac{h\nu}{m_e c^2} > 1$, la diffusion inverse Compton requiert un régime de Klein-Nishina.

Pour comprendre cette différence, on se place dans le référentiel de l'électron, c'est-à-dire un point de vue où l'électron est au repos. Dans ce cas régime de Thomson, le recul de l'électron, même s'il existe toujours, est petit et peut être négligé. Dans le régime de Klein-Nishina le mouvement de recul de l'électron ne peut plus être négligé. Comme nous le verrons, dans les deux régimes, un photon typique gagne de l'énergie, même s'il y aura toujours des angles pour lesquels le photon diffusé peut perdre une partie de son énergie.

6.2.2 Changement de référentiel

On définit K le référentiel de l'observateur et K' le référentiel de l'électron. Toutes les quantités dans le référentiel de l'électron sont écrites avec un « prime ».

En régime relativiste, l'énergie du photon est affectée par un effet Doppler. On peut définir un lien entre les deux régimes :



(a) Référentiel de l'observateur (b) Référentiel de l'électron

FIGURE 6.1 – Diffusion d'un photon dans le référentiel de l'observateur (a) et dans le référentiel de l'électron (b).

- Photon entrant : $\epsilon'_0 = \epsilon_0.\gamma(1-\beta\cos\theta_0)$ et $\epsilon_0 = \epsilon'_0.\gamma(1+\beta\cos\theta'_0)$
- Photon diffusé : $\epsilon'_1 = \epsilon_1.\gamma(1-\beta\cos\theta_1)$ et $\epsilon_1 = \epsilon_1.\gamma(1+\beta\cos\theta'_1)$

Par conséquent, les angles sont modifiés lorsqu'on change de référentiel. Les sinus et cosinus sont définis dans l'axe du Boost de Lorentz :

$$\cos\theta'_0 = \frac{\cos\theta_0 - \beta}{1-\beta\cos\theta_0} \quad et \quad \cos\theta_0 = \frac{\cos\theta'_0 + \beta}{1+\beta\cos\theta'_0} \tag{6.1}$$

Pour avoir accès à l'énergie du photon diffusé dans le référentiel de l'électron, on utilise la conservation du quadrivecteur énergie / quantité de mouvement, ce qui nous donne accès à l'énergie du photon diffusé dans le référentiel de l'électron [8] :

$$\epsilon'_1 = \frac{\epsilon'_0}{1 + \frac{\epsilon'_0}{mc^2}\cos\Theta'} \tag{6.2}$$

Θ' correspond à l'angle entre le photon incident et le photon diffusé. Cet angle peut être calculé avec un produit scalaire $\vec{u}.\vec{v}$.

Nous obtenons alors :

$$\vec{u}.\vec{v} = \cos\Theta' = \cos\theta'_1\cos\theta'_0 + \sin\theta'_1\sin\theta'_0\cos(\Phi'_1 - \Phi'_0) \tag{6.3}$$

Dans le référentiel de l'électron, le photon cède une partie de son énergie à l'électron $\epsilon'_1 < \epsilon'_0$. Cependant, lorsque l'énergie du photon est très inférieure à l'énergie de masse de l'électron ($\epsilon'_0 \ll mc^2$), on peut négliger la quantité de mouvement de recul de l'électron : la diffusion peut être considérée comme élastique ce qui correspond à la limite de Thomson, dans ce cas $\epsilon'_1 = \epsilon'_0$.

6.2.3 Section efficace différentielle

En physique des particules, la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{d\Omega'_1}$ évalue la probabilité d'interaction pour un angle donné entre deux particules (ici entre un photon et un

électron). La formule de la section efficace différentielle dérivée de celle Klein–Nishina donnée en 1929 [11], dans le référentiel de l'électron est :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_1'} = \frac{3}{16\pi}\sigma_T \left(\frac{\epsilon_1'}{\epsilon_0'}\right)^2 \left(\frac{\epsilon_1'}{\epsilon_0'} + \frac{\epsilon_0'}{\epsilon_1'} - \sin^2\Theta'\right) \tag{6.4}$$

où Θ' est toujours l'angle entre le photon incident et le photon diffusé dans le référentiel de l'électron, Ω_1' l'angle solide du photon diffusé, ϵ_1' l'énergie du photon diffusé dans l'équation 6.2, ϵ_0' l'énergie du photon incident et σ_T la section efficace de Thomson ($\sigma_T = 6.652 \times 10^{-25}\,\mathrm{cm}^2$).

Cette formule tient compte des corrections dues aux effets relativistes. La formule se simplifie lorsque l'énergie du photon incident ϵ_0' est négligeable devant l'énergie de masse de l'électron $\epsilon_0' \ll mc^2$ (régime de Thomson) :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_1'} = \frac{3}{16\pi}\sigma_T(1+\cos^2\Theta') \tag{6.5}$$

On peut noter :

- que la section efficace diminue lorsque l'énergie du photon incident ϵ_0' augmente ;
- une augmentation de la diffusion vers l'avant lorsqu'augmente l'énergie. Pour des petites énergies, il y a une symétrie entre l'avant et l'arrière de la diffusion (Θ' et $\Theta' + \pi$).

6.2.4 Section efficace totale dans la diffusion Compton

La section efficace est un invariant de Lorentz, elle peut être vue comme une surface perpendiculaire au mouvement de la particule, ici l'électron. On l'obtient en intégrant la section efficace différentielle sur tous les angles de diffusion possible et toutes les énergies possibles ϵ_1'. Puisque c'est un invariant, son calcul peut être fait dans n'importe quel référentiel. Soit en intégrant sur un angle solide dans le référentiel de l'électron, nous devons effectuer l'intégration suivante :

$$\sigma_{IC} = 2\pi \int_0^\pi \frac{d\sigma}{d\Omega_1'} \sin\theta' d\theta' \tag{6.6}$$

En posant $x = \dfrac{\epsilon_0'}{mc^2}$ et σ_T, la section efficace de Thomson, la résolution donne :

$$\sigma_{IC} = \sigma_T \frac{3}{4}\left[\frac{1+x}{x^3}\left\{\frac{2x(1+x)}{1+2x} - \ln(1+2x)\right\} + \frac{1}{2x}\ln(1+2x) - \frac{1+3x}{(1+2x)^2}\right] \tag{6.7}$$

En analysant les cas limites :

- si $x \ll 1$, $\sigma_{IC} \sim \sigma_T(1-2x+...)$ (régime de Thomson).
- si $x \gg 1$, $\sigma_{IC} \sim \dfrac{3}{8}\sigma_T\dfrac{1}{x}(\ln 2x + \dfrac{1}{2})$ (régime extrême de Klein–Nishina). Si l'énergie du photon est importante dans le référentiel de l'électron, alors son interaction avec l'électron diminue fortement.

6.3 Diffusion anisotrope inverse Compton dans le régime de Thomson

Bien que ce mécanisme sera très peu utilisé par la suite, il est intéressant de voir l'émission dans le cas où il n'y a pas de recul de l'électron. En effet, les facteurs de boost que nous utiliserons par la suite pour LS 5039 seront de l'ordre $\sim 10^7 - 10^8$, ce qui implique nécessairement un régime de Klein-Nishina, le recul de l'électron ne peut plus être négligé.

En exprimant le nombre de photons diffusé par unité de temps et d'énergie, nous obtenons après une série d'intégration [6] [9] :

$$\frac{dN}{dt d\epsilon_1} = \frac{\pi r_e^2 c n_0}{2\beta\gamma^2\epsilon_0}\left(3 - C_{\theta_0}^2 + (3C_{\theta_0}^2 - 1)\frac{1}{\beta^2}\left[\frac{\epsilon_1}{\gamma^2\epsilon_0(1-\beta\cos\theta_0)} - 1\right]^2\right) \times H(\epsilon_1 - \epsilon_{min})H(-\epsilon_1 + \epsilon_{max}) \tag{6.8}$$

où H la fonction Heaviside correspond à la variation de ϵ_1. Ces limites sont trouvées avec les équations suivantes :

$$\epsilon_0' = \epsilon_0.\gamma(1-\beta\cos\theta_0) \quad \epsilon_0 = \epsilon_0'.\gamma(1+\beta\cos\theta_0')$$
$$\epsilon_1' = \epsilon_1.\gamma(1-\beta\cos\theta_1) \quad \epsilon_1 = \epsilon_1'.\gamma(1+\beta\cos\theta_1')$$
$$\frac{1-\beta\cos\theta_0}{1+\beta}\epsilon_0 < \epsilon_1 < \frac{1-\beta\cos\theta_0}{1-\beta}\epsilon_0$$

avec également n_0 la densité de photons incidents, $C_{\theta_0} = \dfrac{\cos\theta_0 - \beta}{1-\beta\cos\theta_0}$, $\epsilon_{min} = \dfrac{1-\beta\cos\theta_0}{1+\beta}\epsilon_0$ et $\epsilon_{max} = \dfrac{1-\beta\cos\theta_0}{1-\beta}\epsilon_0$

Dans le cas du choc élastique entre le photon incident et l'électron, l'électron communique toute son énergie si l'angle incident est approprié ($\theta_0 = \pi$), sans pour autant dépasser $\epsilon_1 \approx \gamma^2(1+\beta)^2\epsilon_0 \approx 4\gamma^2\epsilon_0$ ce qui n'est pas le cas si l'angle incident est nul, comme indiqué sur la figure 6.2.

La figure 6.3 donne le spectre total des photons diffusés d'un électron unique dans le cas d'une diffusion inverse Compton anisotrope dans le régime de Thomson. Le spectre est limité par les effets relativistes, l'énergie du photon diffusé est maximale lorsque le choc est frontal ($\theta_0 = \pi$ et $\theta_1 = 0$).

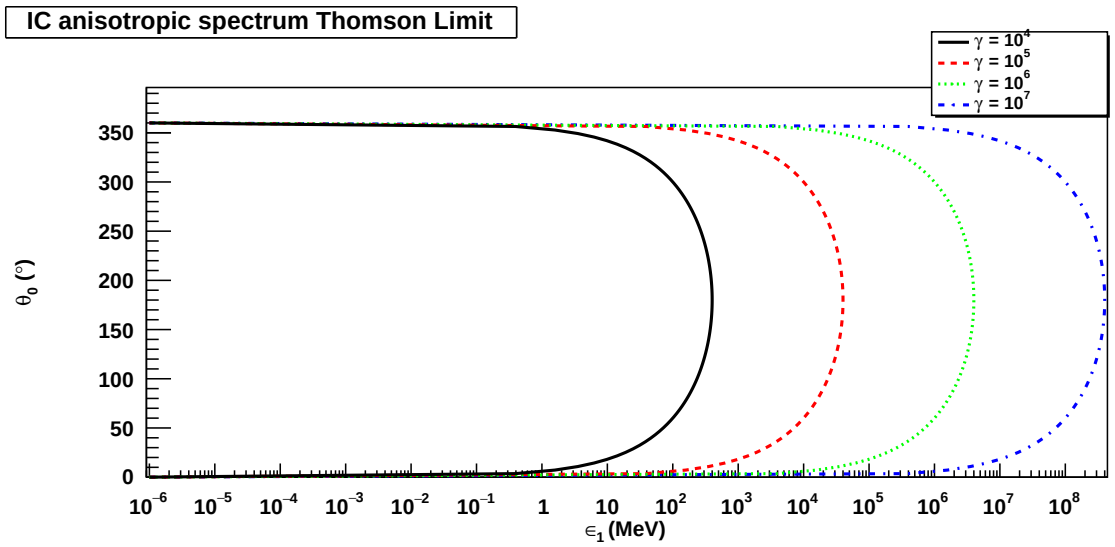


FIGURE 6.2 – Influence de l'angle du photon incident sur l'énergie ϵ_1 du photon diffusé dans la limite de Thomson. L'énergie du photon diffusé est maximale si le photon arrive avec un angle incident de $\theta_0 = \pi$, la valeur atteinte est alors de $4\gamma^2\epsilon_0$. Dans le cas d'un angle incident nul ϵ_1 atteint au maximum une énergie ϵ_0.

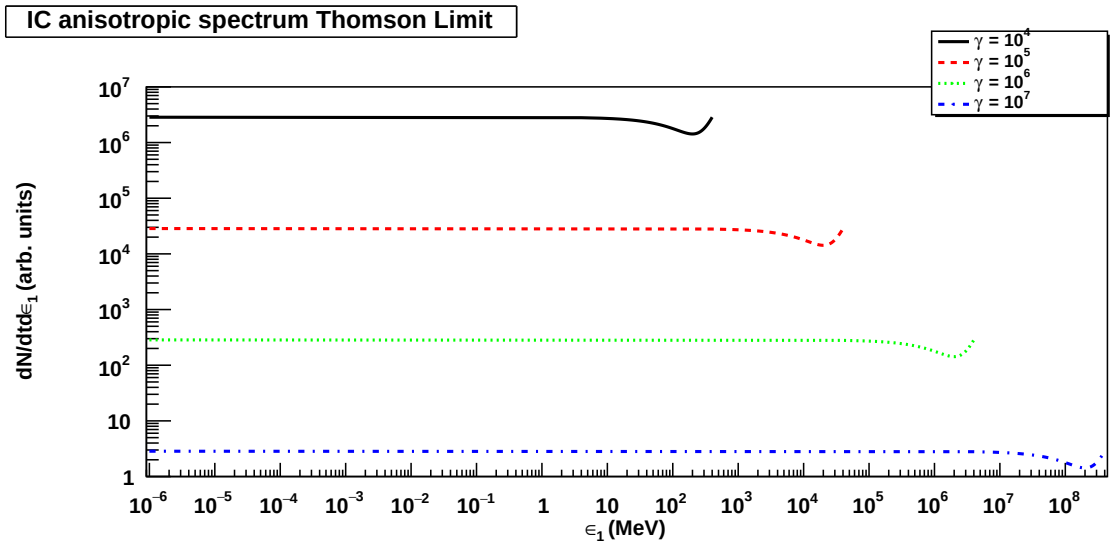


FIGURE 6.3 – Spectre inverse Compton dans la limite de Thomson avec $\theta_0 = \pi$, $\epsilon_0 = 1eV$ pour différentes valeurs de γ. [6]

6.4 Diffusion anisotrope inverse Compton dans le régime de Klein–Nishina

Dans la limite de Thomson, la diffusion a été supposée élastique dans le référentiel de l'électron. Le calcul complet révèle qu'un photon peut atteindre une énergie maximale de l'ordre de $4\gamma^2\epsilon_0$. Quand l'énergie du photon incident dans le référentiel de l'électron ϵ'_0 devient proche ou plus grande que l'énergie de masse mc^2 de l'électron, la diffusion ne peut plus être considérée comme élastique. Dans ce cas, la formule de la section efficace de Klein-Nishina doit être utilisée :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega'_1 d\epsilon'_1} = \frac{r_e^2}{2}\left(\frac{\epsilon'_1}{\epsilon'_0}\right)\left(\frac{\epsilon'_0}{\epsilon'_1} - \sin^2\Theta'\right)\delta\left(\epsilon'_1 - \frac{\epsilon'_0}{1+\frac{\epsilon'_0}{mc^2}(1-\cos\Theta')}\right) \tag{6.9}$$

Parce que la section efficace de Klein–Nishina dépend de l'énergie (contrairement à la section efficace de Thomson), la probabilité d'interaction entre un électron et un photon dépend de l'énergie. A très haute énergie $\epsilon'_0 \gg mc^2$, la section efficace diminue significativement et l'émission des photons à haute énergie n'est plus très efficace. Cependant, on doit se rappeler que la formule de Klein-Nishina n'est pas seulement une limite à haute énergie, mais une expression correcte à basse énergie aussi.

D'abord, écrivons l'équation précédente d'une autre manière en utilisant les propriétés de la distribution de Dirac δ. Avec $\mu' = \cos\Theta'$:

$$\delta\left(\epsilon'_1 - \frac{\epsilon'_0}{1+\frac{\epsilon'_0}{mc^2}(1-\mu)}\right) = \frac{1}{\left[1+\frac{\epsilon'_1}{mc^2}(1-\mu)\right]^2}\delta\left(\epsilon'_0 - \frac{\epsilon'_1}{1-\frac{\epsilon'_1}{mc^2}(1-\mu)}\right)$$

Le développement de μ donne :

$$\mu(x) = \left(\frac{x-\beta}{1-\beta x}\right)C_{\theta_0} + \frac{1}{\gamma}\frac{\sqrt{1-x^2}\sqrt{1-C_{\theta_0}^2}}{1-\beta x}\cos(\Phi_1 - \Phi_0)$$

Le nombre différentiel de photons diffusés par unité de temps d'énergie et d'angle solide est :

$$\frac{dN}{dt d\epsilon_1 d\Omega_1} = \frac{1}{\gamma^2(1-\beta\cos\theta_1)^2}\int_{\Omega'}\int_{\epsilon'} n_0\gamma(1-\beta\cos\theta_0)\delta(\epsilon'_0 - \gamma\epsilon_0(1-\beta\cos\theta_0))\times$$
$$\delta(\cos\theta'_1 - \cos\theta'_0)\delta(\Phi'_1 - \Phi'_0)c\frac{r_e^2}{2}\left(\frac{\epsilon'_1}{\epsilon'_0}\right)^2\left(\frac{\epsilon'_0}{\epsilon'_1} + \frac{\epsilon'_1}{\epsilon'_0} - 1 + \mu^2\right)\times$$
$$\frac{1}{\left[1+\frac{\epsilon'_1}{mc^2}(1-\mu)\right]^2}\delta\left(\epsilon' - \frac{\epsilon'_1}{1-\frac{\epsilon'_1}{mc^2}(1-\mu)}\right)d\epsilon' d\Omega'$$

où Φ est l'angle azimutal. Ces intégrations mènent à :

$$\frac{dN}{dt d\epsilon_1 d\Omega_1} = \frac{n_0 r_e^2 c(1-\beta\cos\theta_0)}{2\gamma(1-\beta\cos\theta_1)}\left[1+\mu^2+\left(\frac{\gamma\epsilon_1}{mc^2}\right)^2\frac{(1-\beta\cos\theta_1)^2(1-\mu)^2}{1-\frac{\gamma\epsilon_1}{mc^2}(1-\beta\cos\theta_1)(1-\mu)}\right]\times$$
$$\delta\left(\frac{\gamma\epsilon_1(1-\beta\cos\theta_1)}{1-\frac{\gamma\epsilon_1}{mc^2}(1-\beta\cos\theta_1)(1-\mu)}-\gamma\epsilon_0(1-\beta\cos\theta_0)\right)$$

Considérons la fonction $\varsigma(x)$ où $x=\cos\theta_1$ présent dans la distribution de Dirac :

$$\varsigma(x) = \frac{\gamma\epsilon_1(1-\beta x)}{1-\frac{\gamma\epsilon_1}{mc^2}(1-\beta x)(1-\mu)}$$

le développement $\varsigma(x)$ donne au final :

$$\varsigma(x) = \frac{\gamma\epsilon_1(1-\beta x)}{1-\frac{\gamma\epsilon_1}{mc^2}\left[(1+\beta C_{\theta_0})-(\beta+C_{\theta_0})x-\frac{1}{\gamma}\sqrt{1-x^2}\sqrt{1-C_{\theta_0}^2}\cos(\Phi_1-\Phi_0)\right]}$$

Dans le cas général, on peut utiliser l'expression complète de μ dans la distribution de Dirac. Alors la dernière distribution devrait être transformée après intégration sur x en quelque chose comme :

$$\delta(\varsigma(x)-\gamma\epsilon_0(1-\beta\cos\theta_0)) \Rightarrow K\delta(x-x_0)$$

Cette transformation est difficile à mener à bout, cependant, il est possible de la simplifier grandement en faisant l'approximation suivante pour $\gamma \gg 1$: $\mu(x) \approx \left(\frac{x-\beta}{1-\beta x}\right) C_{\theta_0}$.
Notons que c'est la formule exacte pour $\theta_0 = 0$ ou π ou quand $\Phi_1 - \Phi_0 = \pi/2$. Le problème devient plus facile et la distribution de Dirac peut être écrite comme :

$$\delta(\varsigma(x)-\gamma\epsilon_0(1-\beta\cos\theta_0)) \Rightarrow K\delta(x-x_0)$$

où

$$x_0 = \frac{1-\frac{\epsilon_0}{\epsilon_1}(1-\beta\cos\theta_0)+\frac{\gamma\epsilon_0}{mc^2}(1-\beta\cos\theta_0)(1+\beta C_{\theta_0})}{\beta+\frac{\gamma\epsilon_0}{mc^2}(1-\beta\cos\theta_0)(\beta+C_{\theta_0})}$$

$$K = \frac{\left[1-\frac{\gamma\epsilon_1}{mc^2}(1+\beta C_{\theta_0}-(\beta+C_{\theta_0})x_0)\right]^2}{\left|-\beta\gamma\epsilon_1-\frac{\epsilon_1^2}{mc^2}C_{\theta_0}\right|}$$

L'intégration sur l'angle solide Ω_1 est maintenant possible. A cause de l'approximation, le spectre est indépendant de l'angle azimutal Φ_1 et l'intégration sur Φ_1 multiplie juste le spectre par 2π. L'intégration sur x est simple aussi, parce que seulement x est transformé en x_0. Si $\mu(x_0) = \mu_0$ alors le spectre intégré est :

$$\frac{dN}{dt d\epsilon_1} = \frac{\pi n_0 r_e^2 c(1-\beta\cos\theta_0)K}{\gamma(1-\beta x_0)}\left[1+\mu_0^2+\left(\frac{\gamma\epsilon_1}{mc^2}\right)^2\frac{(1-\beta x_0)^2(1-\mu_0)^2}{1-\frac{\gamma\epsilon_1}{mc^2}(1-\beta x_0)(1-\mu_0)}\right]\times \quad (6.10)$$
$$H(\epsilon_1-\epsilon_{min})H(-\epsilon_1+\epsilon_{max})$$

La cinématique relativiste donne le domaine de variations de l'énergie ϵ_1 du photon diffusé dans le référentiel de l'observateur.

$$\epsilon_1 = \frac{\epsilon_1'}{\gamma(1-\beta\cos\theta_1)} = \frac{1}{\gamma(1-\beta\cos\theta_1)}\frac{\epsilon_0'}{1+\frac{\epsilon_0'}{mc^2}(1-\mu)}$$

Avec $\mu' = \cos\theta_1'\cos\theta_0' - \sin\theta_1'\sin\theta_0'\cos(\Phi_1' - \Phi_0')$. En utilisant les transformations des angles, un simple calcul mène à :

$$\frac{\epsilon_0'}{\epsilon_1} = \gamma + \frac{\epsilon_0}{mc^2} - \frac{\epsilon_0}{mc^2}\sin\theta_0\sin\theta_1 - \cos\theta_1\left(\gamma\beta + \frac{\epsilon_0}{mc^2}\cos\theta_0\right)$$

La dérivée donne les valeurs extrêmes pour ϵ_1 alors :

$$\frac{d\epsilon_1}{d\theta_1} = 0 \Rightarrow \frac{\epsilon_0}{mc^2}\cos\theta_1\sin\theta_0 = \sin\theta_1\left(\gamma\beta + \frac{\epsilon_0}{mc^2}\cos\theta_0\right)$$

Les limites ϵ_{min} et ϵ_{max} sont :

$$\epsilon_{min/max} = \frac{\gamma mc^2(1-\beta\cos\theta_0)\epsilon_0}{\gamma mc^2 + \epsilon_0 \pm \sqrt{\epsilon_0^2 + m^2c^4\gamma^2\beta^2 + 2\epsilon_0\beta\gamma mc^2\cos\theta_0}}$$

Dans le régime de Klein-Nishina, voici une différence fondamentale avec la limite de Thomson. En effet, le photon peut atteindre un maximum de γmc^2 qui est plus petit que $4\gamma^2\epsilon_0$ comme attendu.

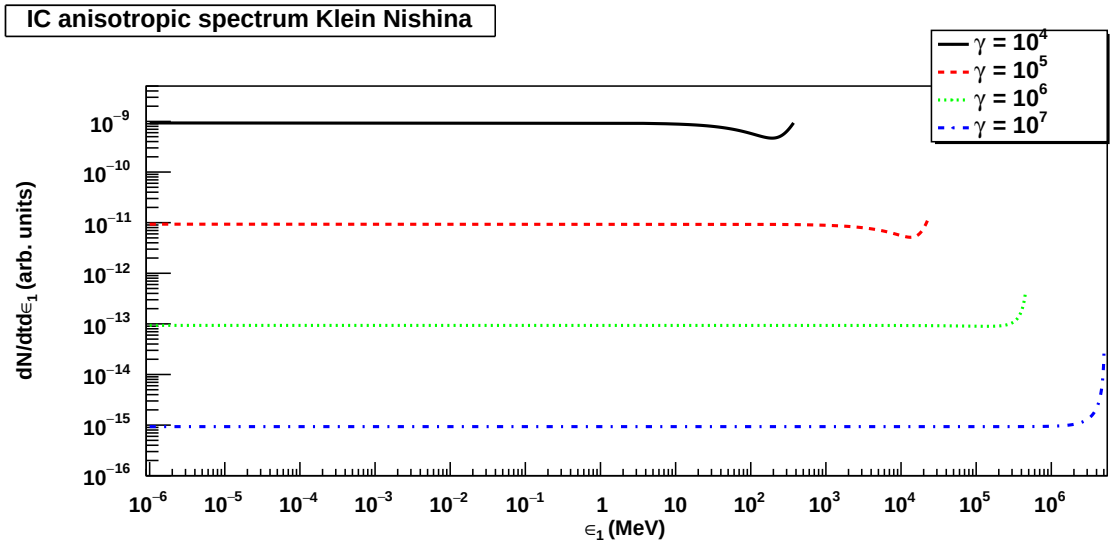


FIGURE 6.4 – Spectre en régime de Klein–Nishina $\theta_0 = \pi$, $\epsilon_0 = 1$ eV pour différentes valeurs de γ. Le spectre devient extrêmement asymétrique à haute énergie [6] [9]. Comparé à la figure 6.3, le spectre de la production des photons γ est dans ce cas limité en énergie.

6.5 Calcul du spectre complet anisotrope complet en inverse Compton

6.5.1 Photons de l'étoile compagnon

Dans ce système binaire, l'objet compact est en révolution autour d'une étoile massive d'environ 20 $M_\odot$ et une luminosité d'environ 10^{39}erg.s^{-1}. On suppose que l'étoile se comporte comme un corps noir avec une température de surface T = 39 000 K et un rayon R = 9.3 $R_\odot$. La radiation provenant du corps noir suit la distribution suivante (densité d'énergie d'un corps noir divisé par l'énergie d'un photon) :

$$n_{ph}(\epsilon_0) = \frac{2}{h^3c^3}\frac{\epsilon_0^3}{e^{\frac{\epsilon_0}{k_BT}}-1} \tag{6.11}$$

$n_{ph}(\epsilon_0)$ est le nombre de photons par unité de volume par unité d'énergie par angle solide. En réalité l'étoile a un diamètre apparent vu depuis le pulsar, ce paramètre dépendant de la phase orbital. Il est alors nécessaire de regarder les angles de diffusion θ_1 possibles à partir d'un angle de vue donné Ψ.

$$\overrightarrow{e_{star}} = \begin{pmatrix} \sin\alpha\cos\chi \\ \cos\alpha \\ \sin\alpha\sin\chi \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \overrightarrow{e_{obs}} = \begin{pmatrix} \sin\Psi \\ \cos\Psi \\ 0 \end{pmatrix}$$

L'angle diffusé θ_1 peut être redéfini comme :

$$\overrightarrow{e_{star}}.\overrightarrow{e_{obs}} = \cos\theta_1 = \cos\psi\cos\alpha + \sin\psi\sin\alpha\cos\chi$$

Depuis le pulsar, l'étoile est vue depuis un angle d'ouverture :

$$\alpha_{star} = \arcsin\left(\frac{R_{star}}{d}\right)$$

où d est la distance entre l'étoile et le nuage électronique.

6.5.2 Électrons du pulsar

On peut considérer que la population d'électrons reste isotrope le temps d'une observation par les télescopes H.E.S.S. ($\approx$ 30 min) mais n'est pas mono énergétique, on introduit alors une distribution en loi de puissance :

$$\frac{dn_e}{d\Omega_e d\gamma}(\gamma) = K\gamma^{-p} \tag{6.12}$$

avec $\gamma_{min} < \gamma < \gamma_{max}$ et un indice spectral choisi à p = 2. Dans les simulations effectuées par la suite, les valeurs choisies de γ seront comprises entre 10^5 et 2×10^7.

Ce choix de cette distribution isotrope peut être justifié si l'on considère l'objet compact comme une étoile à neutrons. Sa rotation induit un dipôle magnétique. Le champ magnétique intense peut extraire à la surface de cet objet des entités chargées (électrons, protons, ions ...) et les accélérer à des vitesses relativistes. La rotation très rapide peut entraîner une rupture des lignes de champ magnétique. Les photons rayonnés par les particules chargées peuvent paires électrons / positrons dans la magnétosphère du pulsar [13]. Les électrons (population de particules nous intéressant ici) suivent les lignes de champ ouvertes, et subissent des processus d'accélération comme les mécanismes de Fermi.

6.5.3 Spectres des photons γ émis

Le principal problème est de réaliser le calcul des intégrales suivantes :

$$\frac{dN_I C}{dt d\epsilon_1 d\Omega_e} = \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} \int_{\epsilon_{0min}}^{\epsilon_{0max}} \int_0^{\alpha_{star}} \int_0^{2\pi} n_{ph}(\epsilon_0) \frac{dn_e}{d\Omega_e d\gamma}(\gamma) \frac{dN}{dt d\epsilon_1}(\gamma, \epsilon_0, \alpha, \chi) \times \cos\alpha \sin\alpha d\alpha d\chi d\epsilon_0 d\gamma \tag{6.13}$$

$\frac{dn_e}{d\Omega_e d\gamma}$ est obtenu à partir de l'équation 6.12, $n_{ph}(\epsilon_0)$ obtenu à partir de l'émission du corps noir 6.11 et $\frac{dN}{dt d\epsilon_1}$ obtenu à partir de l'équation 6.8 pour un mécanisme de production inverse Compton anisotrope dans le cas du modèle de Thomson ou de l'équation 6.10 pour un mécanisme inverse Compton anisotrope dans le modèle de Klein-Nishina.

En introduisant la géométrie de l'orbite, plusieurs paramètres varient selon la position de l'objet compact : la distance entre l'objet compact et l'étoile due à l'excentricité de l'orbite, mais également l'inclinaison de l'orbite par rapport à l'observateur. Pour une inclinaison faible, l'angle d'interaction entre le photon et l'observateur varie peu, la distance entre les deux objets stellaires prédominera. À l'inverse pour des inclinaisons plus grandes, l'angle a un rôle plus important, imposant une modulation du flux plus importante.

Les limites de ce modèle sont également imposées par la précision que l'on souhaite obtenir du résultat et donc un temps de calcul plus important. Il est donc difficile d'obtenir un résultat satisfaisant pour des énergies supérieures à 10 TeV d'autant plus si l'angle d'inclinaison de l'orbite devient supérieur à 40° (voir figure 6.6).

D'après les observations réalisées par les télescopes Fermi–LAT et H.E.S.S., il serait intéressant de comprendre pourquoi il y a une inversion du flux entre ces deux domaines énergétiques [1] [2]. En effet, le flux de photons est maximal autour de la conjonction supérieure (SUPC) mais minimale autour de la conjonction inférieure (INFC) pour des énergies comprises entre 0.1 et 10 GeV. Pour des observations à une énergie de 1 TeV avec les télescopes H.E.S.S. ce comportement est inversé. Les figures 6.5 et 6.6 montrent une distribution spectrale en énergie dans le cas d'un régime de Thomson et de Klein-Nishina pour 4 positions particulières de l'objet compact avec une inclinaison de 30° de l'orbite par rapport à l'observateur. Le premier point étonnant est que l'allure de la distribution spectrale en énergie (SED) ne se ressemble pas et que l'énergie des photons γ est plus importante dans le modèle de Thomson, ce qui est cohérent avec nos propos précédents.

Le mécanisme de production de photons γ dans le cas du modèle de Thomson (figure 6.5) présente une inversion du flux à partir d'une inclinaison de 20°. Ce phénomène s'accentue si l'angle d'inclinaison augmente (voir figure C.1).

Pour le mécanisme de Klein-Nishina, le flux de photons γ produits est beaucoup moins important et l'inversion des flux n'apparaît que pour des inclinaisons de l'orbite relativement élevées (> 45°). En effet l'inversion du flux sur la figure 6.6 est quasiment inobservable, pour des inclinaisons faibles de l'orbite par rapport à l'observateur. Une inclinaison plus forte fait diminuer essentiellement le flux de la conjonction supérieure : l'angle d'interaction entre le photon de l'étoile et l'observateur devient proche d'une

valeur nulle (voir également l'annexe C.2 pour une simulation à des angles extremums). Cependant, il nous faut considérer ce mécanisme de production de photons γ, le recul de l'électron ne peut être négligé. C'est pourquoi par la suite, nous n'effectuerons les simulations qu'avec un régime de Klein-Nishina.

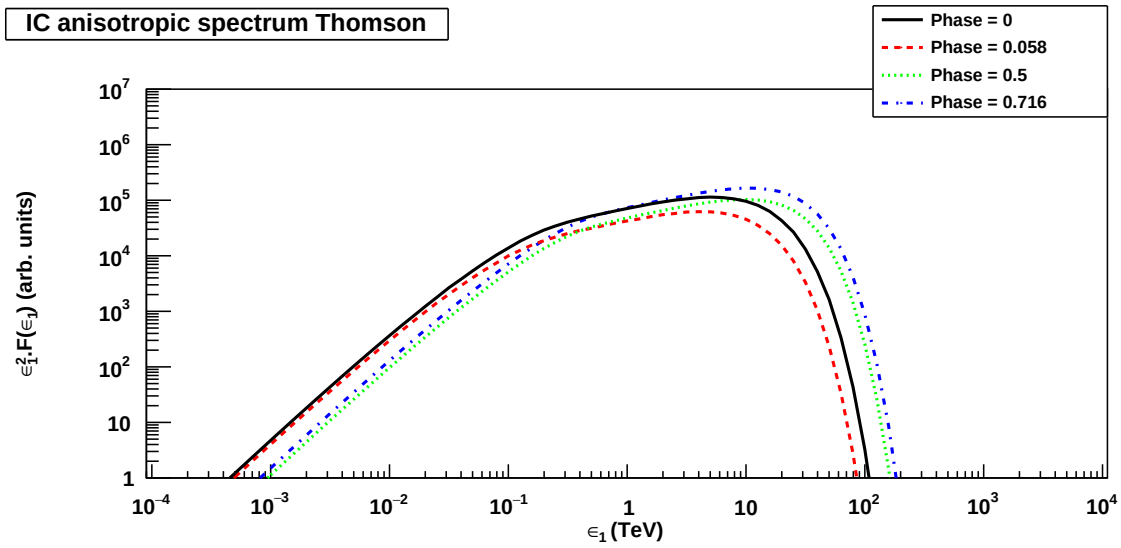


FIGURE 6.5 – Modélisation du spectre LS 5039 dans le cas d'une diffusion inverse Compton en régime de Thomson pour une inclinaison de l'orbite de 30 ° et pour différentes positions particulières de l'objet compact : le périastre ($\phi = 0$), l'apoastre ($\phi = 0.50$), et les conjonctions supérieure ($\phi = 0.058$) et inférieure ($\phi = 0.716$).

6.5.4 Analyse en phase

Le but est d'étudier la modulation de LS 5039 en fonction la position de l'objet compact. La figure 6.7 nous montre le résultat d'une simulation du flux différentiel obtenu selon la phase pour une inclinaison de 30° de l'orbite. Le profil énergétique reste identique quelque soit l'énergie considérée. La distance entre l'objet compact et l'étoile compagnon prédomine dans la modulation : le nombre de photons γ produits est important si l'objet compact est proche de l'étoile compagnon. Seule une inclinaison plus forte permet d'obtenir une modulation différente selon l'énergie considérée. Le profil obtenu lors de cette simulation ressemble à celui obtenu avec l'analyse de Fermi-LAT (voir figure 5.4). La figure C.3 montre le flux différentiel de photons pour une inclinaison plus faible de 10°.

6.5.5 Spectres en énergie résolus en phase

Un autre outil que nous pouvons exploiter est l'étude du spectre. Nous avons simulé un spectre pour une gamme énergétique comprise entre 0.1 et 10 TeV (voir les figures 6.8, C.4 et C.5. Pour chaque spectre produit, nous ajustons le flux différentiel obtenu avec une loi de puissance.

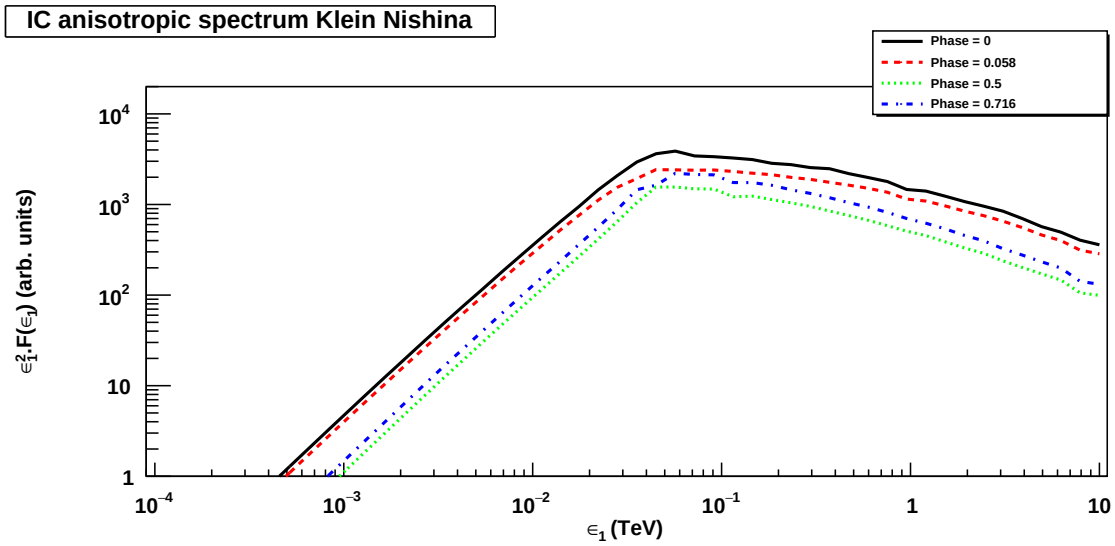
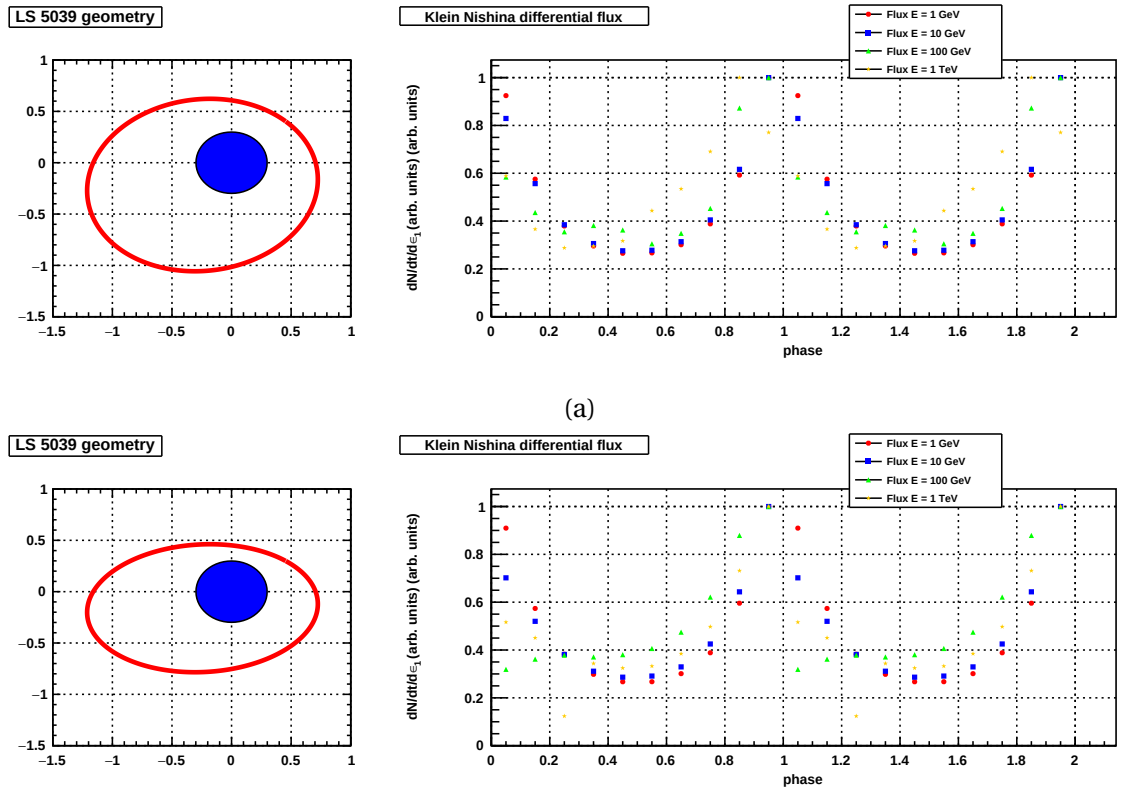


FIGURE 6.6 – Modélisation du spectre LS 5039 dans le cas d'une diffusion inverse Compton en régime de Klein-Nishina pour une inclinaison de 30 ° et aux mêmes positions particulières de l'objet compact que pour la figure 6.5. Les échelles d'énergie sont différentes Les fluctuations de la courbe correspondant à la conjonction supérieure correspondant à des incertitudes de la simulation



(a)

(b)

FIGURE 6.7 – Flux différentiel de phase simulé pour différentes énergies (1 GeV en rouge, 10 GeV en bleu, 100 GeV en vert et 1 TeV en jaune) selon la phase de l'objet compact pour le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 30° (a) ou de 50° (b) par rapport à l'observateur. Pour des inclinaisons plus élevées, le profil de la modulation change à des énergies plus élevées

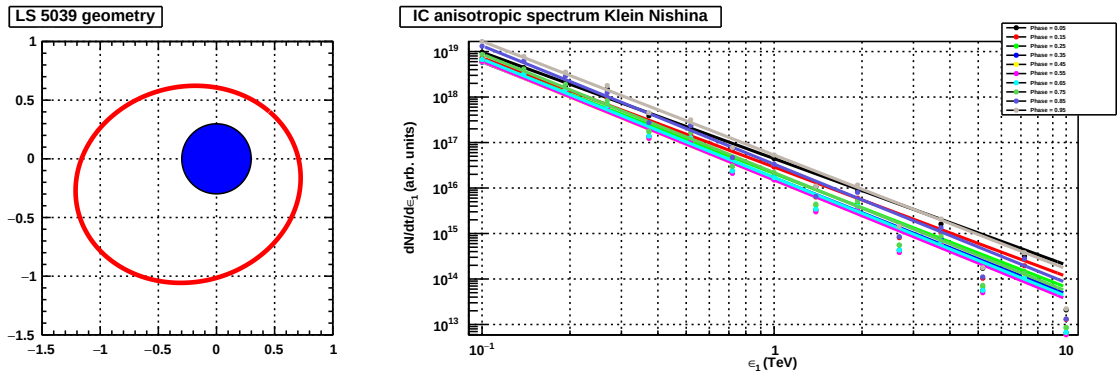


FIGURE 6.8 – Spectre simulé pour un intervalle de 0.1–10 TeV pour différentes phases de l'objet compact pour le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 30° par rapport à l'observateur

Les résultats obtenus sont insuffisants pour expliquer de façon satisfaisante la modulation de LS 5039. Nous obtenons un flux minimal à la conjonction inférieure ce qui ne correspond pas aux observations de LS 5039. Malgré un modèle incomplet, ces simulations montrent que la dépendance de l'angle d'interaction est plus faible que la distance avec l'objet compact. Si on compare avec le résultat de la figure 5.4, on s'attend à ce que le spectre soit plus dur lorsque le flux de photons est maximal. Nos simulations montrent bien un indice spectral plus faible si le flux est maximal, mais pas aux bonnes positions de phase.

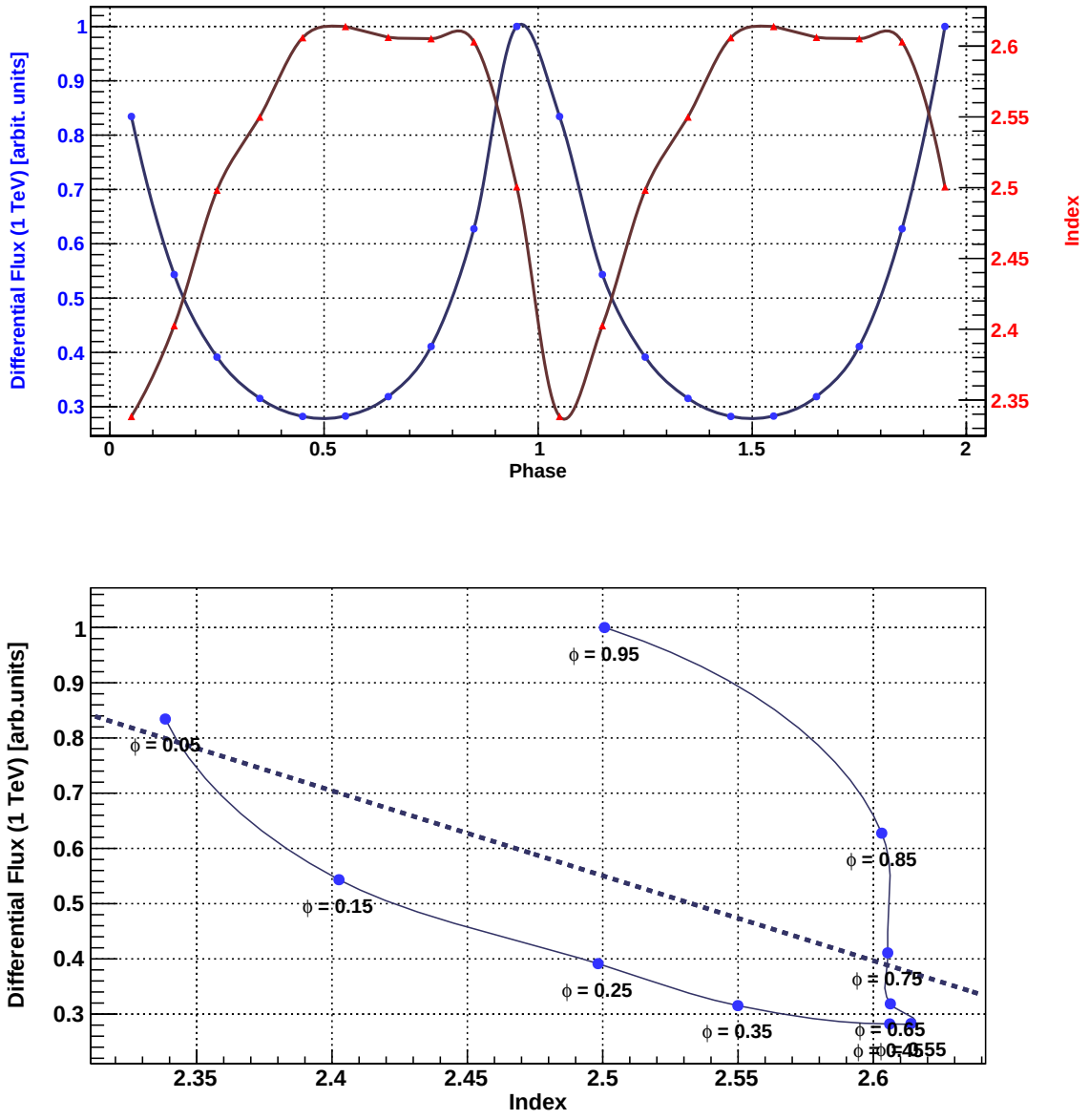


FIGURE 6.9 – Indice spectral et flux différentiel à 1 TeV pour chaque phase de l'objet compact pour le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 30° par rapport à l'observateur.

6.6 Phénomène d'absorption de photons γ

Les photons γ produits dans ces accélérateurs cosmiques peuvent interagir avec d'autres photons d'énergie plus petite pour produire des paires électrons / positrons. Dans notre cas d'étude, les photons UV-visible peuvent interagir avec les électrons relativistes du pulsar produire des photons γ mais également avec ces mêmes photons γ pour reproduire une paire électron / positron. Ce phénomène d'absorption tend à faire diminuer le flux de photons γ. Ce phénomène doit être maintenant pris en compte dans la suite de notre étude afin d'affiner notre modèle d'émission inverse Compton dans le régime de Klein–Nishina et peut-être corriger les défauts de notre modèle précédent à savoir obtenir un flux maximal à très haute énergie lorsque l'objet compact se trouve en conjonction inférieure [3] [7] [5] et minimal à haute énergie pour la même position.

Dans le système binaire LS 5039, l'objet compact et l'étoile compagnon sont très proches, les conditions sont donc favorables pour produire de telle phénomène de production de paires e^+ e^- : $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$

6.6.1 Détermination du terme d'absorption

Cette diminution du flux peut être décrit grâce à terme d'épaisseur optique $\tau_{\gamma\gamma}$ (l'absorbance étant alors déterminé par $e^{-\tau_{\gamma\gamma}}$). Cette grandeur peut être considérée comme une absorption comme en optique (voir également chapitre 3). Plusieurs paramètres influencent la valeur d' opacité :

- la direction des photons de l'étoile compagnon
- la trajectoire des photons γ
- l'énergie considérée.
- la densité de photons provenant de l'étoile compagnon.

Nous pouvons définir l'absorption différentielle subie depuis un photon γ d'énergie ϵ_1 se dirigeant avec une direction $\overrightarrow{e_\gamma}$, celui-ci interagissant avec un photon stellaire d'énergie ϵ_0 et ayant une direction $\overrightarrow{e_\star}$:

$$\frac{d\tau_{\gamma\gamma}}{d\epsilon_0 d\Omega dl} = (1 - \overrightarrow{e_\gamma}.\overrightarrow{e_\star}) n_{ph}(\epsilon_0) \sigma_{\gamma\gamma} \tag{6.14}$$

où dΩ est l'angle solide élémentaire de l'étoile vu depuis l'objet compact, dl le trajet élémentaire effectué par le photon γ, n_{ph} la densité de photons de l'étoile et $\sigma_{\gamma\gamma}$ la section efficace d'annihilation des photons pour produire une paire e^+ e^-.

Le plus simple pour résoudre ce problème est de se placer dans le référentiel du centre de masse des photons considérés. Dans ce référentiel, l'énergie de chacun des deux photons devient :

$$\epsilon' = \sqrt{\frac{1 - \cos\psi}{2} \epsilon_1 \epsilon_0}$$

Où ψ est l'angle entre les deux photons. En posant $\zeta = \frac{\sqrt{\frac{\epsilon'}{m_e c^2} - 1}}{\frac{\epsilon'}{m_e c^2}}$, nous obtenons une expression de la section efficace différentielle :

$$\frac{d\sigma_{\gamma\gamma}}{d\Omega d\epsilon'} = (1-\cos\theta).\pi\frac{r_e^2}{2}(1-\zeta^2).\left[(3-\zeta^4)\ln\left(\frac{1+\zeta}{1-\zeta}\right) - 2\zeta(2-\zeta^2)\right] \tag{6.15}$$

L'expression finale de l'épaisseur optique (ou opacité) s'écrit finalement [12] :

$$\int_{\alpha_{min}}^{\pi}\int_{0}^{\omega_{max}}\int_{\epsilon_{0min}}^{\epsilon_{0max}} \frac{d}{\sin^2\alpha}\, n_{ph}(\epsilon_0)\, \frac{d\sigma_{\gamma\gamma}}{d\Omega\, d\epsilon} d\Omega\, d\epsilon d\alpha \tag{6.16}$$

où α est l'angle formé avec l'observateur, Ω l'angle solide sous lequel on observe l'étoile et d la distance minimale entre l'étoile compagnon et la trajectoire du photon γ dirigé vers l'observateur.

L'influence de l'inclinaison de l'orbite et de la position de l'objet compact est montrée sur la figure 6.10. L'absorption est importante lorsque l'objet compact est proche de la conjonction supérieure avec une inclinaison importante de l'orbite, c'est-à-dire que l'angle d'interaction entre les deux photons est proche de 180°, l'énergie disponible dans le centre de masse est alors maximale. L'absorption est maximale pour des énergies d'environ 500 GeV, ce maximum se décalant avec l'inclinaison de l'orbite. Les épaisseurs optiques peuvent atteindre des différences très élevées. Outre le but de pouvoir conclure sur la mise en évidence du phénomène d'absorption, l'objectif est également de poser une limite sur l'inclinaison de l'orbite. Comme on le verra sur le chapitre dédié à l'observation de LS 5039, ce coefficient d'absorption sera appliqué aux données réelles obtenues par le télescope H.E.S.S..

6.6.2 Analyse en phase

En tenant compte de l'absorption, nous pouvons réécrire le flux de photons de la manière suivante :

$$\frac{dN_{abs}}{dE.dt} = \frac{dN}{dE.dt} e^{-\tau_{\gamma\gamma}} \tag{6.17}$$

En supposant, supposant que les photons de l'étoile ont une énergie de quelques eV dans le centre de masse des photons, il faut que leur énergie à 2 fois l'énergie de masse d'un électron pour créer une paire positron /électron : $2\epsilon_0\epsilon_1(1-(1-\vec{e_\gamma}.\vec{e_\star}) \leq 4m^2c^4$.

En reprenant les résultats précédents mais en intégrant cette fois-ci l'absorption, nous constatons un profil différent pour une gamme d'énergie à nouveau de 100 GeV–1 TeV. Ce modèle permet d'expliquer un flux plus important pour la conjonction inférieure, la création de paires est moins importante. Le profil des simulations des flux à haute énergie (1 GeV et 10 GeV) et très haute énergie (100 GeV et 1 TeV) sont plus cohérents avec les données récoltées par le satellite et les télescopes H.E.S.S., on observe bien dans ce cas une inversion du flux à la conjonction supérieure ou inférieure. De plus, la modulation devient plus importante si l'inclinaison de l'orbite est plus importante (voir figure C.11) puisqu'il y a une forte atténuation du flux lorsque l'objet compact se trouve

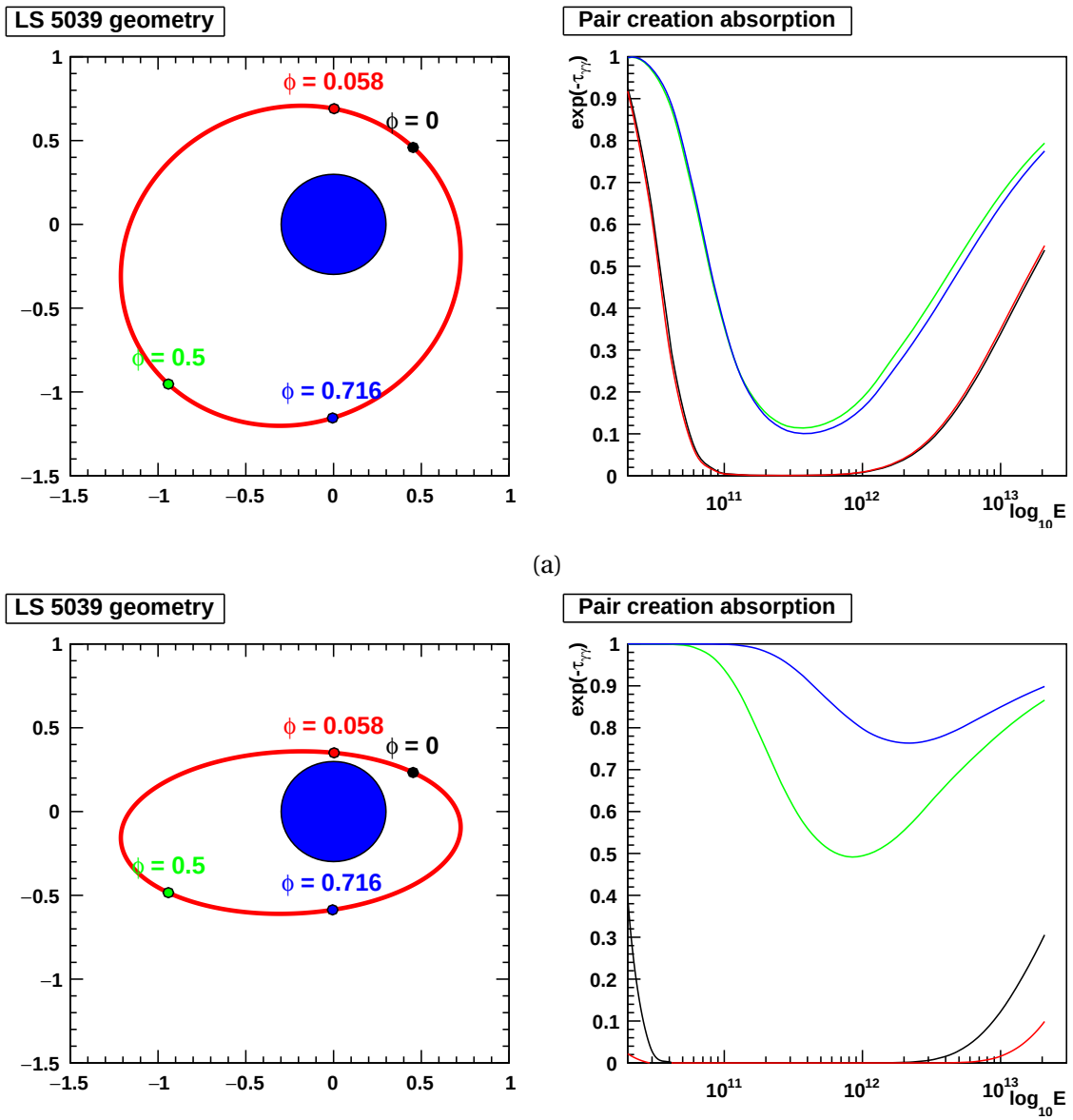


FIGURE 6.10 – Simulation de l'absorption des photons γ pour le système LS 5039 avec une orbite inclinée de 10° (a) et 60° (b). Le calcul est effectué pour 4 positions particulières : apoastre (en vert), périastre (en noir), conjonctions supérieure (en rouge) et inférieure (en bleu). La couleur de la phase indiquée sur l'orbite à gauche correspond à la courbe d'absorption de la même couleur sur le graphe droite. Les intégrales de l'équation 6.16 sont calculées numériquement

proche de la conjonction supérieure.

Le profil de ce flux différentiel selon la phase à très haute énergie peut correspondre à celui mesuré par H.E.S.S., l'allure est en effet similaire et l'on observe une croissance continue du flux différentiel à 1 TeV entre la conjonction supérieure et la conjonction inférieure. Ces figures sont à comparer avec les résultats expérimentaux et montrés sur les figures 7.15 et 7.13.

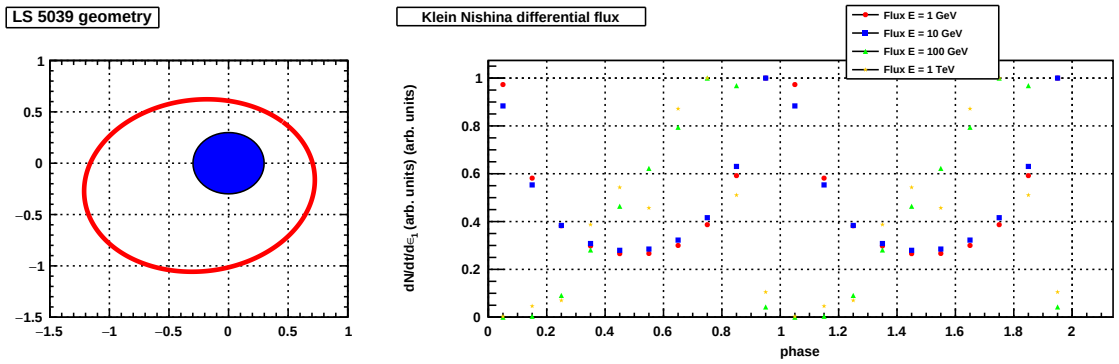


FIGURE 6.11 – Flux différentiel simulé à différentes énergies (1 GeV en rouge, 10 GeV en bleu, 100 GeV en vert et 1 TeV en jaune) pour différentes positions de l'objet compact dans le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 30 ° par rapport à l'observateur

6.6.3 Spectres d'énergie résolus en phase

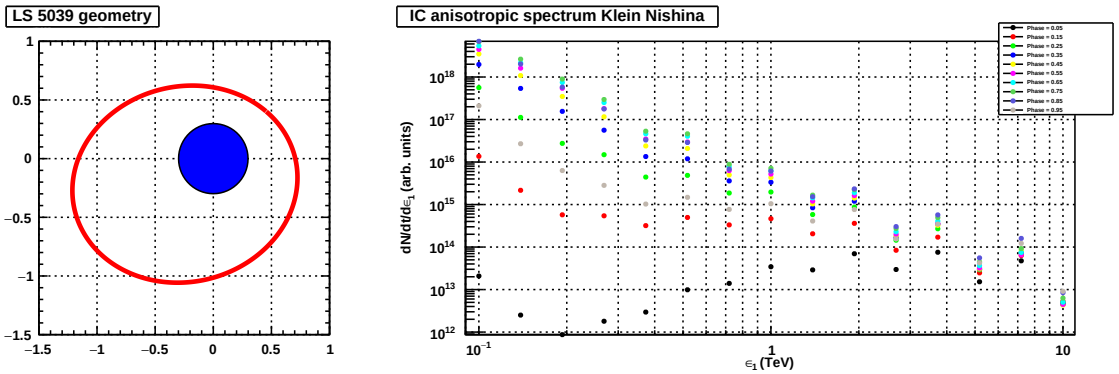


FIGURE 6.12 – Spectres simulés en énergie dans le cas d'un régime de Klein–Nishina et en tenant compte de l'absorption pour un intervalle de 0.1–10 TeV pour différentes positions de l'objet compact pour le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 30 ° par rapport à l'observateur

Comme précédemment, une nouvelle simulation des spectres est à nouveau réalisée en se plaçant toujours dans le cas d'une diffusion anisotrope inverse Compton en régime Klein–Nishina mais en tenant compte cette fois-ci du phénomène d'absorption. Les valeurs sont déterminées numériquement à partir donc d'un calcul de 8 intégrales. Les résultats sont présentés sur la figure 6.12 pour une inclinaison de 30° mais également en annexes pour des angles de 10° et 50° (figures C.12 et C.13). Même pour des inclinaisons

faibles, l'absorption est clairement mise en évidence autour de la conjonction supérieure, le flux de photons γ pouvant être 10^5 fois plus faible par rapport à d'autres phases, ce qui signifierait que pour certaines positions de l'objet compact la source LS 5039 ne serait plus détectée. LS I +61° 303 possède ce genre de caractéristiques mais pas LS 5039 et de telles différences de flux ne sont pas observées. De plus, des spectres avec un flux décroissant puis croissant selon l'énergie du photon ne sont pas non plus indiqués expérimentalement sur ce système binaire.

Bien que pour certaines phases l'ajustement par une loi de puissance est moins significatif, l'indice spectral est déterminé pour chaque phase de LS 5039. Les résultats sont présentés sur la figure 6.13 pour un angle de 30° mais également sur les figures C.14 et C.15 pour des angles de 10° et 50° respectivement. Le second problème de cette simulation est ainsi mis en évidence : l'indice spectral devient plus grand lorsque l'objet compact se trouve autour de la conjonction inférieure, ce qui est en contradiction avec les données.

L'introduction du phénomène d'absorption permet de répondre au problème de l'inversion du flux sur la conjonction supérieure et inférieure entre le flux à haute énergie et à très haute énergie, mais il n'est pas suffisant pour reproduire fidèlement les indices spectraux que l'on peut mesurer à très haute énergie. Le phénomène d'absorption doit être pondérée, les différences de flux sont trop importantes mêmes pour des inclinaisons faibles d'orbite.

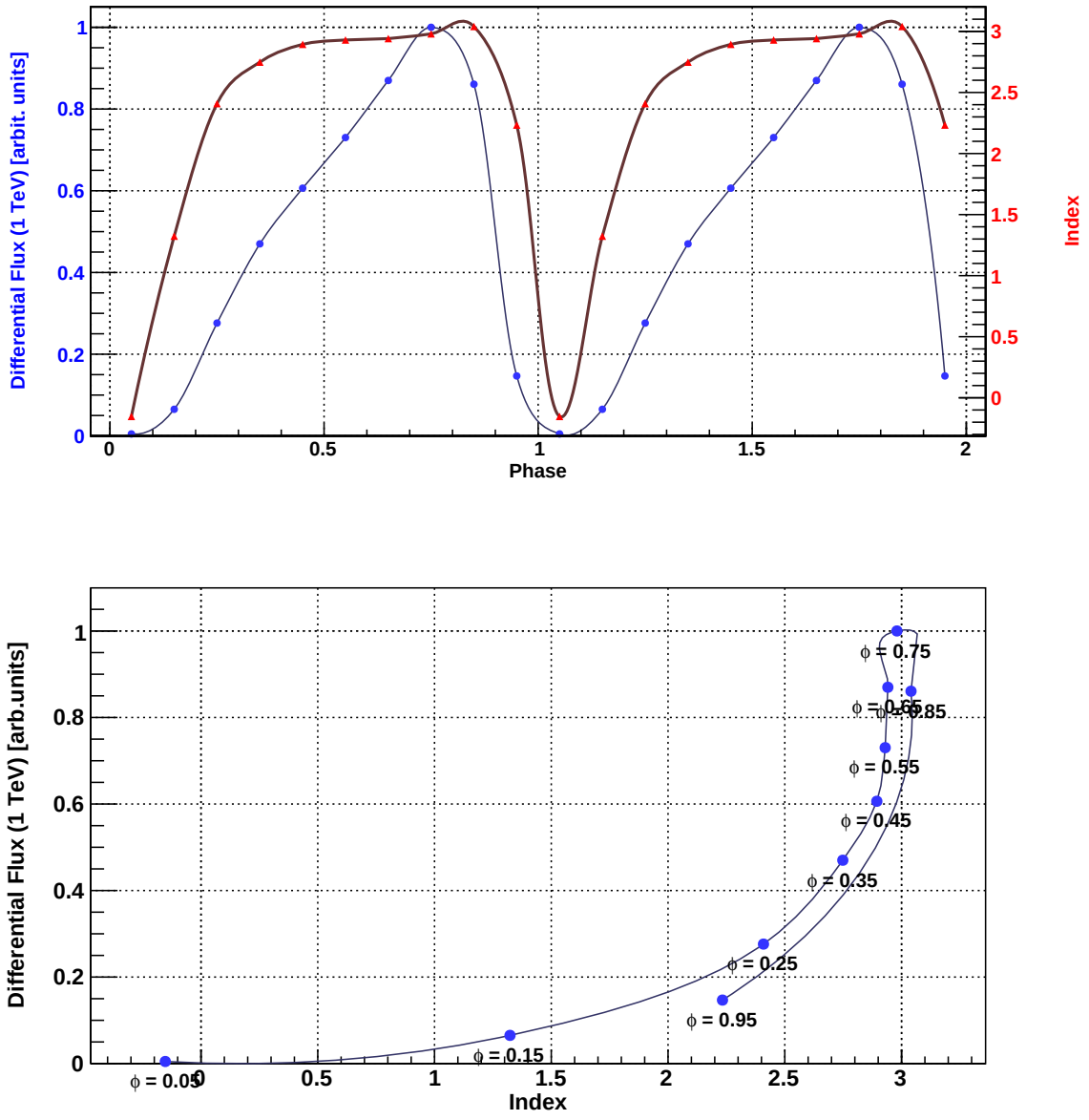


FIGURE 6.13 – Indice spectral et flux différentiel à 1 TeV pour chaque phase de l'objet compact en prenant en compte l'absorption avec une orbite inclinée de 30 ° par rapport à l'observateur.

6.7 Conclusion

Le modèle anisotrope inverse Compton de Klein–Nishina que nous avons développé tient compte de la direction initiale du photon stellaire avant son interaction avec un électron relativiste de l'objet compact. Il permet de résoudre l'émission du flux aux hautes et très hautes énergies, en tenant compte cette fois-ci de la géométrie de l'orbite de l'objet compact : excentricité, période, inclinaison. Cependant pour expliquer la répartition du flux observée par le satellite Fermi–LAT et celle observée par H.E.S.S., il faut aussi introduire le phénomène d'absorption. Ce modèle affiné ne permet pas toutefois de résoudre la modulation de l'indice spectral. Une comparaison avec les données recueillies par le télescope H.E.S.S. et Fermi–LAT pourraient donner des contraintes sur l'orbite : le taux de modulation devient plus important si l'inclinaison par rapport à l'observateur est forte.

Ce modèle peut être encore amélioré en tenant compte des cascades électromagnétiques pouvant être produites dans le système binaire. En effet, un nombre important de paires peuvent être produites dans le milieu environnant comme sous-produit de l'absorption de rayons γ à très haute énergie. Si le nombre de paires créées est assez grand, elles ont suffisamment de temps pour émettre des photons γ réduisant ainsi le phénomène d'absorption, même si celui-ci reste dominant. De nouvelles générations de paires et de rayonnement γ sont produits tant que les particules secondaires ont suffisamment d'énergie pour stimuler les photons stellaires au-delà de l'énergie de seuil de production de paire. En raison du champ de photons stellaire anisotrope dans le système, le rayonnement Compton inverse produit dans la cascade présente une forte dépendance angulaire. La contribution en cascade dépend de la position de la source primaire de rayons gamma par rapport à l'étoile massive et à un observateur éloigné.

Toutes ces simulations sont également implémentées dans le logiciel semi-analytique de H.E.S.S. en vue d'une future réutilisation comme pour PSR B1259-63 ou pour une amélioration future de ces mécanismes.

6.8 Bibliographie

[1] ABDO, A., M. ACKERMANN, M. AJELLO et AL. 2009, «Fermi/LAT observations of LS 5039», *ApJL*, vol. 706, p. L56–L61. 145

[2] AHARONIAN, F., A. G. AKHPERJANIAN, A. R. BAZER-BACHI et AL. 2006, «3.9 day orbital modulation in the TeV γ-ray flux and spectrum from the X-ray binary LS 5039», *A&A*, vol. 460, p. 743–749. 145

[3] BEDNAREK, W. 2006, «Propagation of very high energy γ-rays inside massive binaries LS 5039 and LSI +61° 303», *MNRAS*, vol. 368, p. 579–591. 150

[4] BLUMENTHAL, G. R. et R. J. GOULD. 1970, «Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases», *Reviews of Modern Physics*, vol. 42, p. 237–271. 136

[5] BÖTTCHER, M. et C. D. DERMER. 2005, «Photon-Photon Absorption of Very High Energy Gamma Rays from Microquasars : Application to LS 5039», *ApJL*, vol. 634, p. L81–L84. 150

[6] CERUTTI, M. 2007, «Anisotropic inverse Compton scattering in γ-ray binaries», . 136, 139, 140, 143

[7] DUBUS, G. 2006, «Gamma-ray absorption in massive X-ray binaries», *A&A*, vol. 451, p. 9–18. 150

[8] DUBUS, G. 2006, «Gamma-ray binaries : pulsars in disguise ?», *A&A*, vol. 456, p. 801–817. 136, 137

[9] DUBUS, G., B. CERUTTI et G. HENRI. 2008, «The modulation of the gamma-ray emission from the binary LS 5039», *A&A*, vol. 477, p. 691–700. 136, 139, 143

[10] JONES, F. C. 1968, «Calculated spectrum of inverse-compton-scattered photons», *Phys. Rev.*, vol. 167, p. 1159–1169. 136

[11] KLEIN, O. et T. NISHINA. 1929, «Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac», *Zeitschrift fur Physik*, vol. 52, p. 853–868. 138

[12] DE NAUROIS MATHIEU. 2012, *Very High Energy astronomy from H.E.S.S. to CTA. Opening of a new astronomical window on the non-thermal Universe*, Habilitation à diriger des recherches (HDR), laboratoire Leprince-Ringuet - Ecole Polytechnique. 151

[13] ROBERTS, D. H. et P. A. STURROCK. 1972, «The Structure of Pulsar Magnetospheres», *ApJL*, vol. 173, p. L33. 144

[14] RYBICKI, G. et A. LIGHTMAN. 1979, *Radiative processes in astrophysics*, Wiley-Interscience publication, Wiley, ISBN 9780471048152. 136

Chapitre 7

Observations du système LS 5039 avec H.E.S.S. phase I et II

Sommaire

7.1 Introduction 160
7.2 Sélections des données 160
7.2.1 Analyse H.E.S.S. phase I 160
7.2.2 Analyse H.E.S.S. phase II 161
7.3 Période de LS 5039 163
7.3.1 Méthode de Lomb–Scargle 163
7.3.2 Détermination de la période et de l'incertitude de LS 5039 164
7.3.3 Évolution temporelle de la période 168
7.4 Spectres et courbe de lumière de LS 5039 172
7.4.1 spectre moyenné sur une période 172
7.4.2 Conjonctions supérieure et inférieure 172
7.4.3 analyse en phase de LS 5039 175
7.5 Estimation de la contamination par HESS J1825–137 177
7.5.1 Caractéristique de HESS J1825–137 177
7.5.2 Flux et brillance de HESS J1825–137 177
7.6 Absorption des photons γ et création de paires 180
7.7 Influence de l'opacité de l'atmosphère sur les résultats de LS 5039 181
7.8 Conclusion 184
7.9 Bibliographie 186

7.1 Introduction

Ce chapitre présente les principaux résultats d'analyse obtenus avec le binaire LS 5039 et a pour but notamment d'étendre le spectre énergétique avec l'introduction du cinquième télescope et ainsi faire la connexion avec les spectres du télescope Fermi–LAT.

Ce système binaire a la particularité d'avoir une modulation du flux relativement très stable dans le temps, contrairement à LSI+61°303 où une super-modulation et des éruptions ont été mises en évidence [3]. LS 5039 a toujours été régulièrement observé depuis sa découverte (2004 – 2005 – 2006 – 2007 – 2008 – 2009 – 2011 – 2012 – 2015 – 2016) et les temps d'observations de chaque phase ont été à peu près répartis équitablement avec tout de même une plus longue observation autour des conjonctions supérieure (SUPC) et inférieure (INFC). Cette observation sur une longue période permet aussi d'affiner certains résultats sur la période de ce binaire et d'introduire de nouvelles hypothèses sur ce système.

L'analyse en phase aura également pour but de confronter l'hypothèse de l'absorption des photons γ avec les données réelles. Enfin le coefficient de transparence sera réinvesti et appliqué à ce binaire.

7.2 Sélections des données

7.2.1 Analyse H.E.S.S. phase I

Pour cette analyse, les critères de sélections pour les observations de type H.E.S.S. phase I ont été les suivants : moins de 15 % de pixels non opérationnels pour au moins 2 télescopes. Le réseau des télescopes H.E.S.S. est relativement bien placé pour l'observation de cette source, cependant LS 5039 est une source relativement compliquée à analyser : elle est située dans le plan galactique et la présence proche de la nébuleuse à vent de pulsar HESS J1825–137, impose des régions d'exclusions très larges. Si les régions d'exclusion ne sont pas suffisamment larges, le signal de la source peut être contaminé par le fond. A l'inverse, lorsqu'elles sont plus larges, un plus grand nombre de données sont exclus faute de régions OFF. Ainsi, nous avons défini des régions suffisamment larges de façon à limiter les systématiques dans l'analyse (voir figure 7.1).

Les observations de type H.E.S.S. I sont plutôt centrés autour de LS 5039, tandis que celles effectuées après 2012 sont centrées autour de HESS J1825–137. Il en résulte pour ces observations un offset par rapport au centre de la caméra. Ceci aura une incidence pour la détermination de la période de LS 5039.

Ce travail préliminaire est important car il permet d'obtenir une distribution du fond relativement proche de 1 (figure 7.2), limitant ainsi les systématiques dans la suite de l'analyse. De plus, le graphe en θ^2 permet de montrer que le fond est bien normalisé (courbe noire confondue avec les barres de l'histogramme) et relativement plat (figure 7.3). Une coupure du fond de plus haut niveau (dite Safe) permet d'assurer cette soustraction. Enfin, la carte a été établie avec une région d'observation plus large $4° \times 4°$. Cependant, ce choix très sélectif a un coût sur l'analyse :

- les évènements de basses énergies sont supprimés de l'analyse

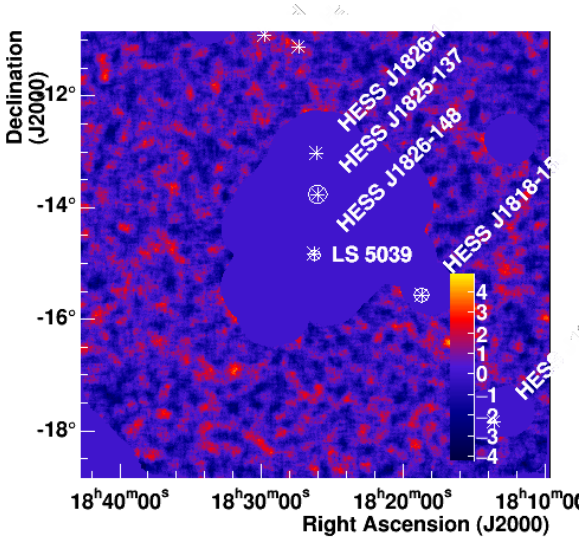


FIGURE 7.1 – Carte des régions d'exclusion de LS 5039 et significance du fond. Les zones à exclure de l'analyse sont représentées par des taches violettes uniformes, elles occupent une aire importante sur la carte. Les autres régions (régions OFF) présentent une significance relativement faible assurant ainsi moins de systématiques sur la détermination du flux.

- Certaines données sont rejetées lors de l'analyse car aucun évènement dans les régions dites OFF n'est trouvé

Le temps d'observation de la source est ainsi de 161 h, la significance obtenue est de ~ 49 σ. L'étude des deux cartes 7.4 et 7.2 nous permet de mettre également en évidence les deux sources situées au Nord de LS 5039 : HESS J1825–137 et HESS J1826-130 [4] de façon significative.

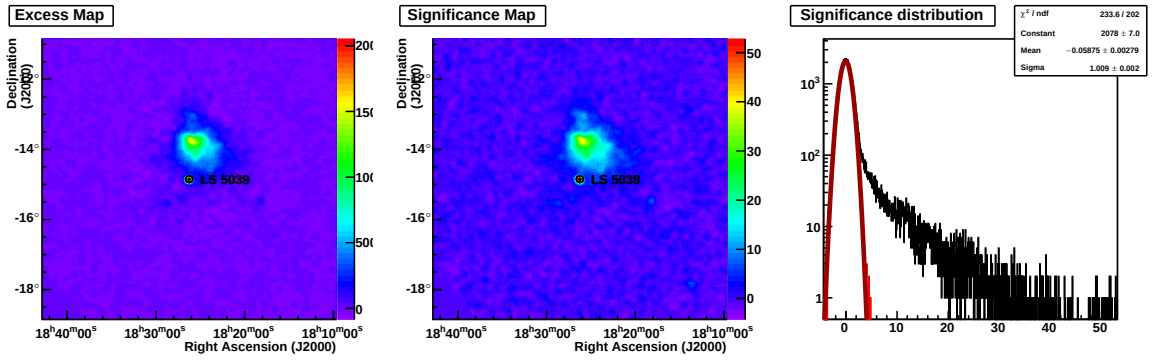


FIGURE 7.2 – Carte d'excès de signification et distribution du fond continu de LS 5039 pour une analyse H.E.S.S. phase I. Le système binaire et la nébuleuse à vent de pulsar HESS J1825–137 située au Nord de LS 5039 sont clairement détectés. La distribution normale du fond de la significance du fond a une largeur très proche de 1 (graphe de droite).

7.2.2 Analyse H.E.S.S. phase II

L'introduction du cinquième télescope permet d'avoir accès à des évènements de plus basse énergie. La carte est légèrement modifiée puisque HESS J1825–137 paraît plus éten-

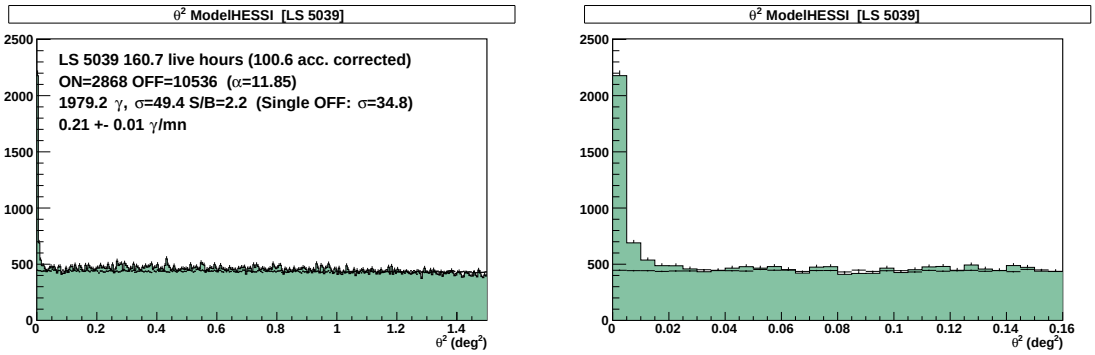


FIGURE 7.3 – Détermination du θ^2 de la source pour une analyse H.E.S.S. phase I. Le graphe de droite montre un zoom au niveau de la source du même graphe.

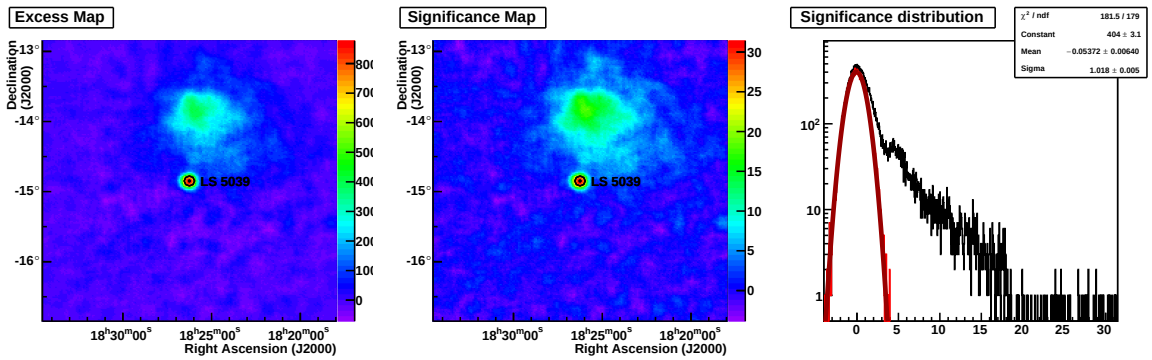


FIGURE 7.4 – Carte d'excès de signification et distribution du fond continu de LS 5039 pour une analyse H.E.S.S. phase II

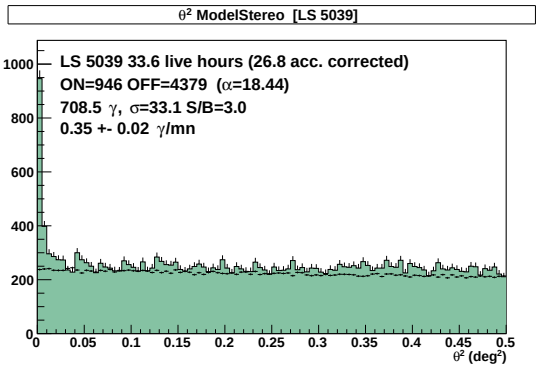


FIGURE 7.5 – Détermination du θ^2 de la source pour une analyse H.E.S.S. phase II. Il est plus difficile de normaliser à $\theta^2 = 0.5^{\circ 2}$, il y a une contamination inévitable par HESS J1825–137.

due par rapport à une analyse de type H.E.S.S. phase I : l'introduction du cinquième télescope permet de détecter des évènements de plus basse énergie [17]. Les résultats sont présentés sur les figures 7.4 et 7.5. La distribution du fond est toujours de bonne qualité (1.02 σ) et le θ^2 est toujours normalisé même si on observe davantage de fluctuation du fond par rapport à une analyse de type H.E.S.S. phase I.

7.3 Période de LS 5039

7.3.1 Méthode de Lomb–Scargle

En astronomie, les données ne sont pas prises de façon continue, ainsi un simple spectre de Fourier n'est pas suffisant pour déterminer la période d'un système binaire. Une méthode alternative a été développée par Lomb–Scargle [13] [22] et adaptée ensuite à l'astronomie γ [19] en tenant compte notamment des incertitudes sur les valeurs du flux.

Pour la méthode de Lomb–Scargle, la fonction sinusoïdale est ajustée par la méthode des moindres-carrés en supposant que l'échantillon X(t) de N valeurs possède une moyenne nulle. Soit $f(t) = A\cos\omega t + B\sin\omega t$. Ainsi $\chi^2(A,B) = \sum_{j=1}^{j=N} (X(t_j) - f(t_j))^2$. Les valeurs de A et B peuvent se trouver par résolution matricielle :

$$\begin{pmatrix} \cos^2 \omega t_j & \sum_{j=1}^{j=N} \cos\omega t_j \sin\omega t_j \\ \sum_{j=1}^{j=N} \cos\omega t_j \sin\omega t_j & \sin^2\omega t_j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_{j=1}^{j=N} X_j \cos\omega t_j \\ \sum_{j=1}^{j=N} X_j \sin\omega t_j \end{pmatrix}$$

La matrice peut être diagonalisée en introduisant un décalage temporelle τ. Les valeurs de A et B se déterminent ainsi grâce aux relations suivantes :

$$A = \frac{\sum_{j=1}^{j=N} X_j \cos\omega(t_j - \tau)}{\sum_{j=1}^{j=N} \cos^2\omega(t_j - \tau)} \quad B = \frac{\sum_{j=1}^{j=N} X_j \sin\omega(t_j - \tau)}{\sum_{j=1}^{j=N} \sin^2\omega(t_j - \tau)} \quad \text{avec} \quad \tan(2\omega\tau) = \frac{\sum_{j=1}^{j=N} \sin 2\omega t_j}{\sum_{j=1}^{j=N} \cos 2\omega t_j} \tag{7.1}$$

La valeur de χ^2 se simplifie et devient :

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^{j=N} (X_j^2 - A^2\cos^2\omega(t_j - \tau) - B^2\sin^2\omega(t_j - \tau)) \tag{7.2}$$

Une fonction de normalisation résiduelle $z(\omega)$ est nécessaire pour déterminer la fonction de distribution cumulée et le niveau de confiance de la période trouvée :

$$z(\omega) = \frac{N-2}{2}\frac{\hat{z}(\omega)}{\chi^2(\omega)} \quad \text{avec} \quad \hat{z}(\omega) = \sum_{j=1}^{j=N} X_j^2 - \chi^2(\omega) \tag{7.3}$$

où $\hat{z}(\omega)$ est appelée fonction du périodogramme non normalisée.

Cette méthode a été par la suite améliorée [6] et implémentée dans le logiciel d'analyse de H.E.S.S. [19], il faut en effet tenir compte des incertitudes de chaque valeur et le fait que la moyenne du signal n'est pas nulle. Ainsi la fonction χ^2 devient en tenant compte de l'incertitude :

$$\chi^2(\omega) = \sum_{j=1}^{j=N} \frac{1}{\sigma_j^2} \left[(X_j - C)^2 - A^2 \cos^2 \omega(t_j - \tau) - B^2 \sin^2 \omega(t_j - \tau) \right] \tag{7.4}$$

où σ_j est l'incertitude de la valeur X_j et C sera la valeur moyenne de la source astronomique γ. La valeur de τ est déterminée en tenant compte du poids statistique de chaque donnée recueillie.

$$\tan(2\omega\tau) = \frac{\sum_{j=1}^{j=N} \frac{1}{\sigma_j^2} \sin 2\omega t_j}{\sum_{j=1}^{j=N} \frac{1}{\sigma_j^2} \cos 2\omega t_j} \tag{7.5}$$

La fonction résiduelle du périodogramme non normalisée et celle normalisée deviennent respectivement :

$$z(\omega) = \frac{N-3}{2} \frac{\hat{z}(\omega)}{\chi^2(\omega)} \quad \text{et} \quad \hat{z}(\omega) = \sum_{j=1}^{j=N} \frac{1}{\sigma_j^2} \left[(X_j - C)^2 \right] - \chi^2(\omega) \tag{7.6}$$

C'est cette fonction $z(\omega)$ qui est représentée sur l'axe des ordonnées du spectre de Fourier de la figure 7.7. Ainsi, la valeur de la fréquence de révolution du système binaire correspond à une valeur maximale de $z(\omega)$ que l'on notera z_0. Pour chaque valeur de fréquence, on recherche la valeur $z(\omega)$. Cette grandeur est représentée sur un histogramme ajusté par une distribution exponentielle, cette fonction déterminera la distribution des valeurs de z pour un bruit blanc. Si on a une valeur de période significative, la valeur obtenu de $z(\omega)$ doit se détacher nettement du fond (voir graphe du bas de la figure 7.7).

Un autre outil intéressant est la probabilité F d'avoir par hasard pour une fréquence donnée une valeur de la fonction résiduelle normalisée supérieure à z_0, c'est-à-dire d'obtenir par hasard un signal périodique. Bien sûr plus cette valeur de F est proche de zéro plus notre détermination de période sera significative.

$$F = 1 - [1 - P(z_0)] \quad \text{avec} \quad P(z_0) = \left(1 + \frac{2z_0}{N-2} \right)^{-(N-2)/2} \tag{7.7}$$

7.3.2 Détermination de la période et de l'incertitude de LS 5039

À partir du spectre général obtenu en utilisant une analyse H.E.S.S. phase I (voir figure 7.12), nous pouvons déterminer le flux intégré pour chaque donnée recueilli par les télescopes. Cependant, la période est déterminée seulement à partir d'un échantillon des données. En effet, nous ne gardons que les données avec un angle direct de pointé de moins de 1.6 degrés de la source. Ceci permet de réduire les systématiques dans la détermination du flux. A partir de cette courbe de lumière, nous pouvons ainsi déterminer la période et pour avoir accès aux incertitudes, nous générons 1000 courbes de lumière en faisant varier les flux de 1.0 σ autour des valeurs réelles, la période est calculée pour chaque courbe de lumière obtenue (méthode Floating Lomb-Scargle). Nous obtenons une gaussienne que nous pouvons ensuite comparer avec la période de l'orbite obtenue dans le domaine du visible (voir figure 7.6) :

- P_{HESS} = 3.90579 jours ± 9.4 s
- $P_{OPTICAL}$ = 3.90603 jours ± 15 s [5]

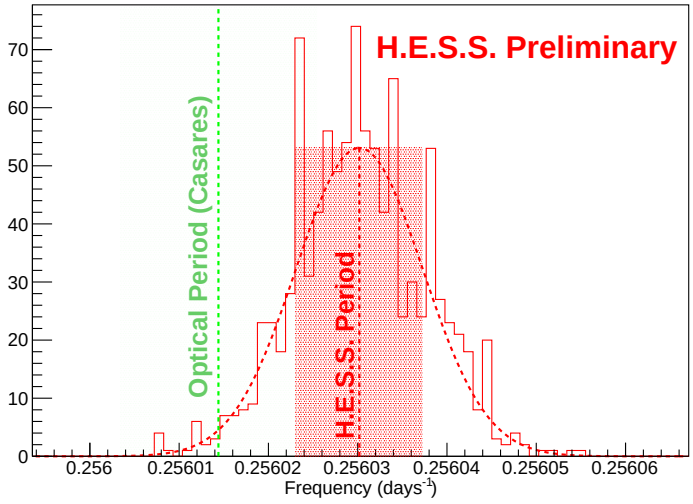


FIGURE 7.6 – Détermination de la période de LS 5039 par la méthode Floating Lomb–Scargle. Les courbes de lumière obtenues aléatoirement dans les barres d'erreur sont ajustées par une gaussienne, la précision correspond à la variance σ^2 de cette fonction. On a représenté sur le même graphe la période déterminée dans le domaine de l'optique.

Les résultats obtenus avec l'analyse à très haute énergie sont compatibles avec ceux obtenus en optique dans les intervalles d'incertitude. De façon remarquable, la précision de la période obtenue à partir des observations de H.E.S.S. est du même niveau que celle obtenue par des expériences dans le domaine de l'optique. Cette performance est due à l'accumulation d'un grand nombre de données et d'une observation régulière de la source et permet une grande amélioration de la précision obtenue par rapport à la précédente publication [10]. Par la suite, nous prendrons une moyenne de ces deux valeurs pondérées par l'erreur soit P = 3.90585 jours. Cette légère différence entre la valeur obtenue en optique et cette valeur pondérée (15.6 s) est importante sur des données cumulées sur plus de 10 ans. Un décalage de plus de 4 h apparaît au bout de 10 ans, ce qui peut perturber les données observées. Le spectre de Fourier ainsi que la distribution du signal par rapport au fond est donnée sur la figure 7.7.

Cette valeur de la fréquence de révolution de l'objet compact est déterminée de façon significative comme en atteste la figure 7.7. On constate que la valeur de la période de LS 5039 se détache nettement par rapport un signal bruité. On peut constater également qu'aucune valeur significative n'apparaît sur la figure 7.8 si on soustrait le signal périodique déterminé précédemment : $X_j - C - B\sin(\omega t_j) - A\cos(\omega t_j)$. Respectivement de bas en haut, nous avons F = 0.01, F = 0.005 ; F = 0.001 ; F = 0.0005 et F = 0.0001. La distribution de la fonction résiduelle normalisée z(ω) (courbe du bas sur les figures 7.7 et 7.8) est ajusté avec une fonction exponentielle avec 2 paramètres : $f(x) = e^{(p_0+p_1.x)}$. Cette fonction exponentielle caractérise un signal bruité, les valeurs obtenues expérimentalement sont assez éloignées de la valeur théorique d'un bruit blanc (p_1 = -1), soit $p_1 = -0.4381 \pm 0.0002$ pour le signal de LS 5039 et $p_1 = -0.734 \pm 0.001$ lorsque le signal

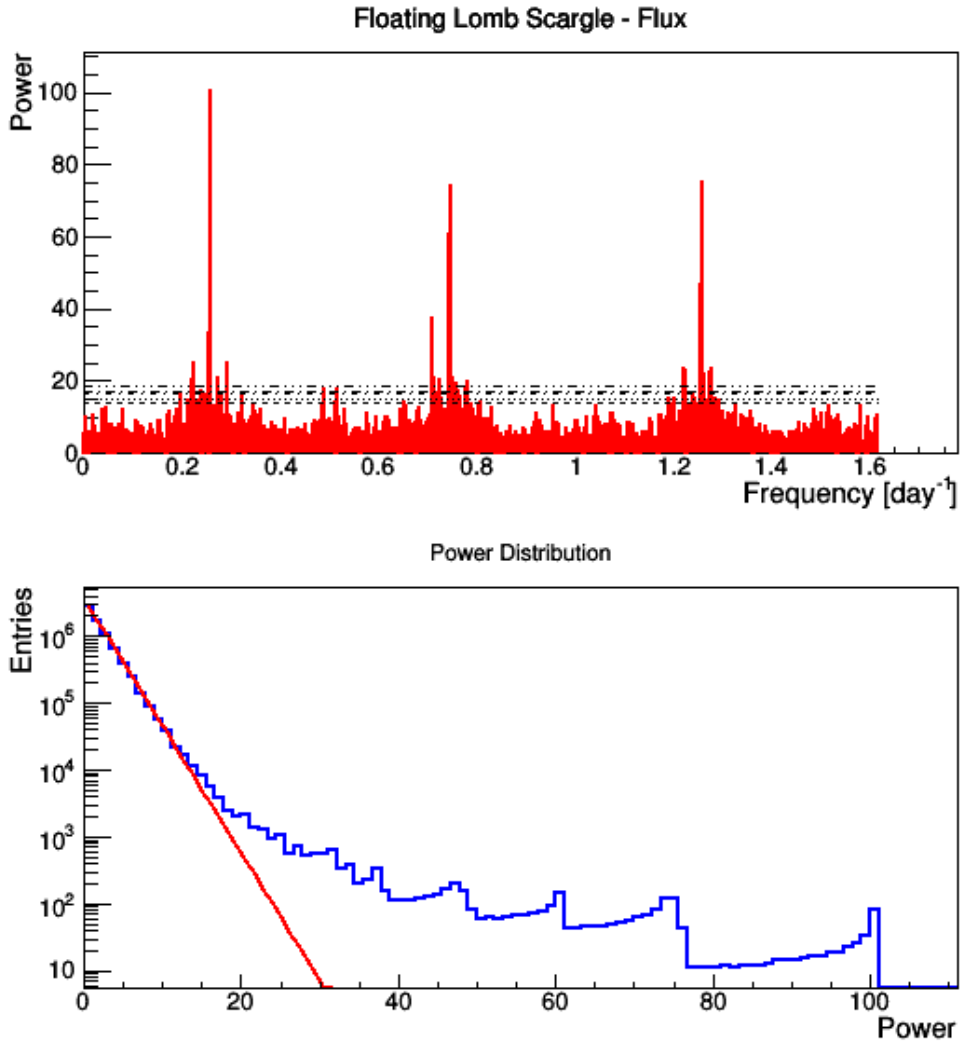


FIGURE 7.7 – Spectre de Fourier du système binaire LS 5039 et distribution de z(ω) par rapport à un signal de fond. Sur le spectre les lignes horizontales pour différentes valeurs de F représentent la probabilité d'obtenir un signal périodique par hasard. La distribution de z(ω) est ajustée par une fonction exponentielle $f(x) = e^{(p_0+p_1.x)}$ (en rouge). Les valeurs obtenues expérimentalement sont $p_0 = 15.5096 \pm 0.0006$ et $p_1 = -0.4381 \pm 0.0002$.

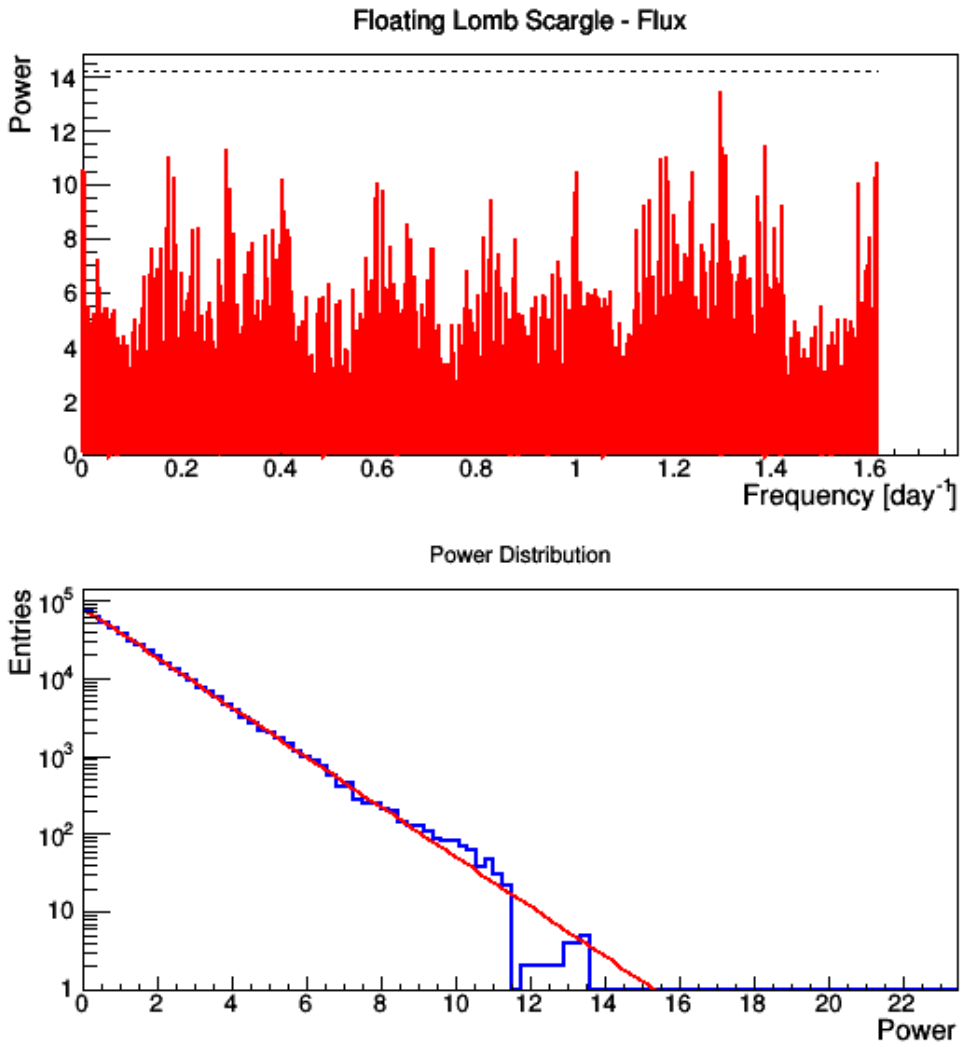


FIGURE 7.8 – Spectre de Fourier d'un signal où l'on a soustrait le signal modélisé du système binaire LS 5039 et distribution de z(ω) par rapport au fond. La soustraction du signal permet de montrer que l'on obtient un spectre de Fourier aléatoire avec aucune valeur significative de la fonction normalisée z(ω). La distribution de z(ω) est également ajustée par une fonction exponentielle $f(x) = e^{(p_0+p_1.x)}$ (en rouge). Les valeurs obtenues expérimentalement sont $p_0 = 11.228 \pm 0.003$ et $p_1 = -0.734 \pm 0.001$.

est soustrait, ce qui signifie que le signal du fond n'est pas encore parfaitement maîtrisé, bien que cette valeur s'approche davantage de la valeur théorique lorsqu'on soustrait le signal de LS 5039. Malgré des régions d'exclusion relativement large et une coupure sur les données assez hautes des erreurs systématiques persistent.

Ainsi, cette nouvelle période et la détermination d'une date de passage au périastre (MJD_0 = 53477.59583) permettent de répartir les observations du télescopes en fonction de la position de la phase de l'objet compact. En reprenant les données de l'analyse H.E.S.S. phase I, les temps d'observations sont répartis selon chaque phase comme indiqué dans le tableau 7.1.

Phase	Temps	Phase	Temps
0.00 – 0.10	12.3 h	0.50 – 0.60	15.9 h
0.10 – 0.20	17.3 h	0.60 – 0.70	10.0 h
0.20 – 0.30	27.6 h	0.70 – 0.80	24.3 h
0.30 – 0.40	11.0 h	0.80 – 0.90	9.8 h
0.40 – 0.50	12.3 h	0.90 – 1.00	20.2 h

TABLEAU 7.1 – Répartition des données du système binaire LS 5039 en fonction de la phase de l'objet compact.

7.3.3 Évolution temporelle de la période

Émission d'ondes gravitationnelles

La période des systèmes binaires peut évoluer à cause de l'émission d'ondes gravitationnelles. Le pulsar B1913–16, découvert en 1975 par Hulse et Taylor [12], a permis de mesurer ces phénomènes relativistes (prix Nobel de physique en 1993). Grâce à trente années d'observations, les fondamentaux de la physique gravitationnelle autour de ce pulsar binaire ont pu être testé tout en plaçant des contraintes fortes sur les paramètres physiques du système [21]. La perte d'énergie orbitale entraîne un rétrécissement de l'orbite, qui est le plus facilement observé en tant que diminution de la période orbitale. Peters et Matthews [20] ont montré qu'en relativité générale, le taux de diminution de la période est donné par :

$$\dot{P}_{b,GR} = -\frac{192\pi G^{5/3}}{5c^5}\left(\frac{P_b}{2\pi}\right)^{-5/3}(1-e^2)^{-7/2}\left(1+\frac{73}{24}e^2+\frac{37}{96}e^4\right)M_X M_{star}(M_X+M_{star})^{-1/3} \quad (7.8)$$

Où G est la constante de gravitation, c la vitesse de la lumière dans le vide, e l'excentricité de l'orbite, M_X la masse de l'objet compact et M_{star} la masse de l'étoile compagnon. Ainsi l'évolution de la période est :

- $\dot{P}_{PSR\,B1913-16} = -2.32 \times 10^{-12}$ s/s
- $\dot{P}_{LS\,5039} = -1.11 \times 10^{-13}$ s/s en choisissant $M_X = 2.2\ M_\odot$

Ainsi la variation de période du système binaire LS 5039 est un ordre de grandeur plus bas que celui ayant permis de mettre en évidence les ondes gravitationnelles. Au bout de 30 ans, le décalage cumulé du passage au périastre (ou de n'importe quel point remarquable) est de 37.3 s pour PSR B1913–16 alors qu'elle est seulement de 0.18 s pour LS 5039 (voir figure 7.9).

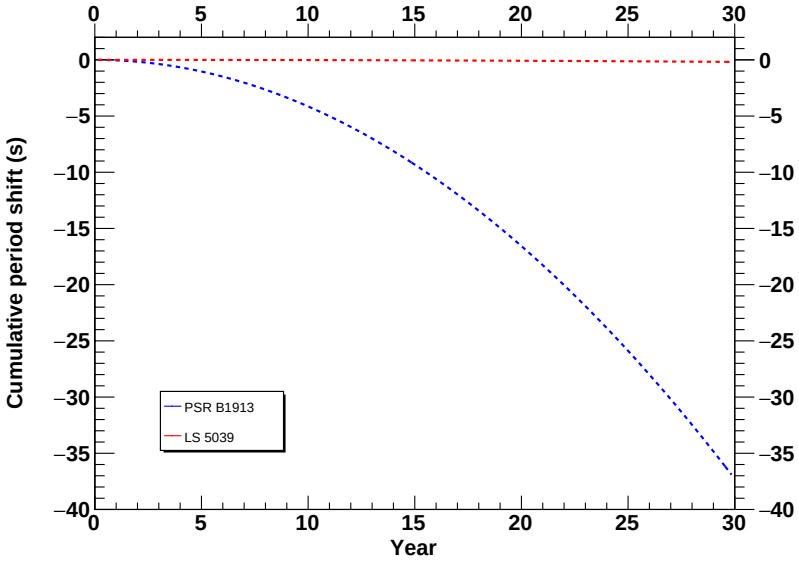


FIGURE 7.9 – Décalage cumulé de la période des systèmes binaires LS 5039 et PSR B1319–16 dû à l'émission des ondes gravitationnelles

Au final, l'émission d'ondes gravitationnelles d'un système binaire induit donc une diminution de la période, les deux objets ayant tendance à se rapprocher pour au final fusionner [8] [2] [1].

Détermination expérimentale du paramètre de variation de la fréquence

Nous pouvons reprendre la méthode de Lomb–Scargle utilisée précédemment et ajuster la fréquence en introduisant un paramètre supplémentaire : $f = f_0(1 + \alpha t)$. On recherche pour différentes valeurs de α la valeur maximale de la fonction résiduelle normalisée $z(\omega)$. Plusieurs balayages de la valeur de α à différentes échelles sont effectués pour des valeurs positives et négatives pour essayer de déterminer cette variation (voir figure 7.10).

Pour la détermination de l'incertitude nous reproduisons exactement ce que nous avons déjà réalisé : nous générons des courbes de lumière de façon aléatoire à 1σ à partir du modèle sinusoïdal établi pour LS 5039. Le résultat est présenté sur la figure 7.11. La simulation obtenue n'est pas exactement centrée sur la valeur de α obtenue précédemment, elle est légèrement décalée, introduisant ainsi une erreur systématique supplémentaire. Par conséquent, $\alpha = (-6.2 \pm 0.2_{\text{syst}} \pm 2.4_{\text{stat}}) \times 10^{-8}\,\text{jour}^{-1}$, soit un écart d'environ 3σ par rapport à une valeur nulle. L'erreur statistique est calculée en ajustant la distribution du paramètre α de la figure 7.11 par une gaussienne. Ce terme négatif est 6 ordres de grandeur supérieurs par rapport aux ondes gravitationnelles.

Le coefficient négatif indique un ralentissement de ce système binaire et une augmentation de la période à long terme. Ce ralentissement pourrait être dû à un transfert de masse de l'étoile de type O vers l'objet compact. Ce dernier est en effet suffisamment proche pour pouvoir déformer l'étoile compagnon. Le moment cinétique (angulaire) de la rotation du binaire se détermine à partir des lois de Kepler et des propriétés du moment

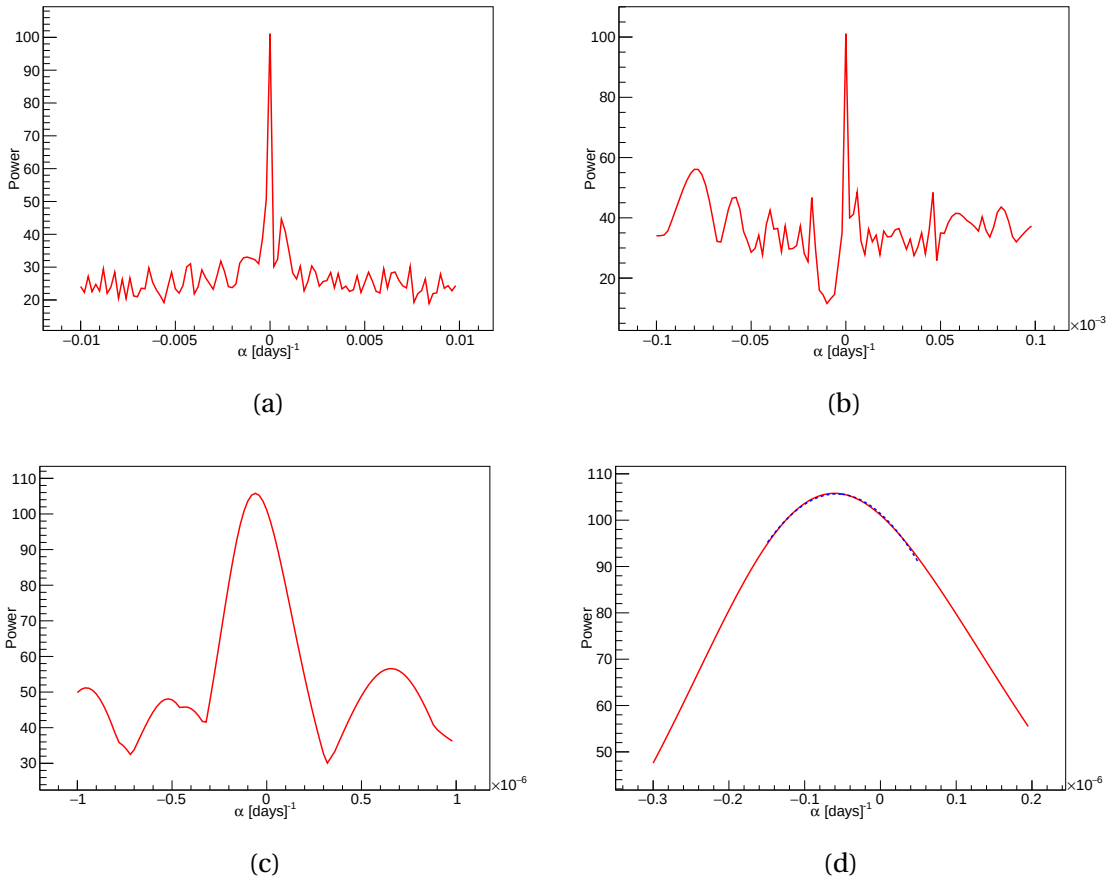


FIGURE 7.10 – Fonction résiduelle normalisée pour différents ordre de grandeur α en jour^{-1} : (a) $\alpha \in [-10^{-2}; 10^{-2}]$; (b) $\alpha \in [-10^{-4}; 10^{-4}]$; (c) $\alpha \in [-10^{-6}; 10^{-6}]$ et (d) $\alpha \in [-3.0 \times 10^{-7}; 2.0 \times 10^{-7}]$. La fonction résiduelle normalisée z est ajustée par une fonction parabolique et présente un maximum pour $\alpha = -6.2 \times 10^{-8}$ jour^{-1}. Sur le graphe b, on voit apparaître également les harmoniques de ce paramètre α.

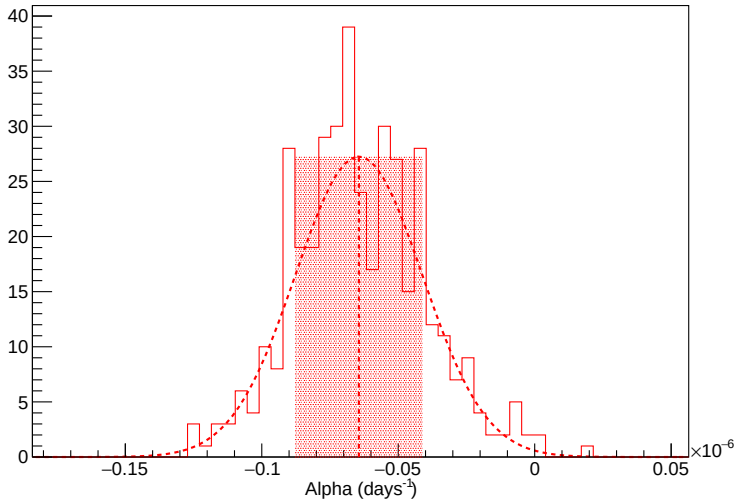


FIGURE 7.11 – Détermination de la précision du paramètre α à partir de 400 courbes de lumière générées aléatoirement à 1 σ. L'histogramme est ajusté par une gaussienne ce qui permet d'obtenir la précision du paramètre α.

cinétique d'un objet en orbite autour d'un autre :

$$L = \mu\sqrt{GMa}$$

- $M = M_X + M_{star}$ avec M_X et M_{star} la masse de l'objet compact et de l'étoile
- a le demi-grand axe de l'orbite
- μ la masse réduite du système $\mu = \dfrac{M_X M_{star}}{M_X + M_{star}}$
- G la constante de gravitation

En considérant en première approximation qu'aucune masse ou moment cinétique n'est enlevée du système, on peut considérer que le moment angulaire est conservé et que la masse est transférée entre les deux objets. Nous pouvons alors écrire $\dfrac{dL}{dt} = 0$, ce qui nous permet d'obtenir $\dfrac{1}{a}\dfrac{da}{dt} = -\dfrac{2}{\mu}\dfrac{d\mu}{dt}$. De plus, à partir de l'hypothèse $\dfrac{dM}{dt} = 0$, il s'ensuit $\dot{M}_{star} = \dot{M}_X$, nous obtenons $\dfrac{d\mu}{dt} = \dfrac{\dot{M}_{star}}{M}(M_X - M_{star})$. La variation temporelle du demi-grand axe de l'orbite s'écrit ainsi :

$$\frac{1}{a}\frac{da}{dt} = 2\dot{M}_{star}\frac{M_X - M_{star}}{M_X M_{star}} \tag{7.9}$$

La troisième loi de Kepler nous permet d'écrire :

$$\frac{1}{P}\frac{dP}{dt} = \frac{3}{2}\frac{1}{a}\frac{da}{dt}$$

On obtient donc une expression de la perte de masse de l'étoile compagnon en fonction du paramètre α :

$$\dot{M}_{star} = \frac{3}{P}\frac{dP}{dt}\frac{M_X M_{star}}{M_X - M_{star}} = 3\alpha\frac{M_X M_{star}}{M_X - M_{star}} \tag{7.10}$$

En utilisant les valeurs des résultats déterminées précédemment, la perte de masse de l'étoile compagnon $\dot{M}_{star}$ = -(1.7 ± 0.7)×10^{-4} $M_{\odot}$/an. Ce résultat est à prendre avec prudence car l'incertitude finale obtenue reste très importante, des mesures sur un plus long terme sont donc nécessaires, notamment avec la prochaine génération de télescopes Cherenkov CTA. Si ce ralentissement de la période est confirmé, ceci induit une perte de masse de l'étoile compagnon et un éloignement de la distance entre les deux objets.

7.4 Spectres et courbe de lumière de LS 5039

7.4.1 spectre moyenné sur une période

Une distribution d'énergie spectrale (SED) moyennée sur la période entière de LS 5039 est donnée sur la figure 7.12. Le spectre Fermi-LAT est bien caractérisé par une loi de puissance de coupure exponentielle $\frac{dN}{dE} = \Phi_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\Gamma} \times e^{-\frac{E}{E_{cut}}}$ sur un domaine énergétique de 60 MeV à 10 GeV. Cette coupure s'effectue à 5.3 GeV. A très haute énergie, le spectre obtenu avec l'ensemble de données HESS phase I correspond également mieux à un modèle de loi de puissance de coupure exponentielle, avec un indice spectral relativement dur $\Gamma = 1.78 \pm 0,06$ et une énergie de coupure à environ 5.1 TeV. Pour l'ensemble de données HESS phase II, un modèle simple de loi de puissance s'adapte bien aux données, avec un indice spectral $\Gamma = 2.13 \pm 0.04$. Les points Fermi-LAT et HESS sont en accord dans les incertitudes statistiques dans la région de chevauchement. On peut noter que l'amélioration du logiciel pour l'analyse Fermi-LAT (PASS8) permet un meilleur recouvrement des points sur la zone située vers 100 GeV si l'on compare avec la précédente publication [15].

Le flux intégré au-dessus de 1 TeV, replié sur la période orbitale du système (figure 7.13), est calculé à partir du spectre déterminé précédemment sur l'ensemble des données HESS phase I. Chaque point de la courbe 7.13 correspond à une moyenne des flux au-dessus de 1 TeV pondérée par le temps sur l'intervalle de phase choisi, soit 0.1 (soit une échelle environ de 9.4 h) pour les données H.E.S.S. phase I et 0.2 pour les données H.E.S.S. phase II. L'allure de cette modulation reste pratiquement inchangée d'une année à l'autre depuis que cette source est observée.

7.4.2 Conjonctions supérieure et inférieure

Les flux et les propriétés spectrales de la source sont nettement différents si l'objet compact se situe plutôt derrière l'étoile compagnon (supérieure conjonction SUPC) contrairement à une position devant l'étoile (inférieure conjonction INFC). L'intervalle de la conjonction supérieure a été choisie de la manière suivante : $\Phi \leq 0.45$ et $\Phi > 0.9$ et celle pour la conjonction inférieure : $0.45 < \Phi \leq 0.9$, ces intervalles retenus lors de la première publication ne correspondent pas exactement à la géométrie de l'orbite de LS 5039. L'analyse HESS phase II (voir figure 7.14) permet de couvrir une plus large échelle en énergie de 200 GeV à 12 TeV (contrairement à une analyse HESS phase I) et ainsi de mieux distinguer les propriétés spectrales entre SUPC et INFC. Les points obtenus au-dessus de 12 TeV ne sont que des limites supérieures et sont indiqués par des flèches. Dans le cas de la SUPC, le flux de rayons gamma observé est plus faible et le spectre obéit à une loi de puissance simple avec une indice spectral $\Gamma = 2.41 \pm 0.08_{stat}$. Pour la

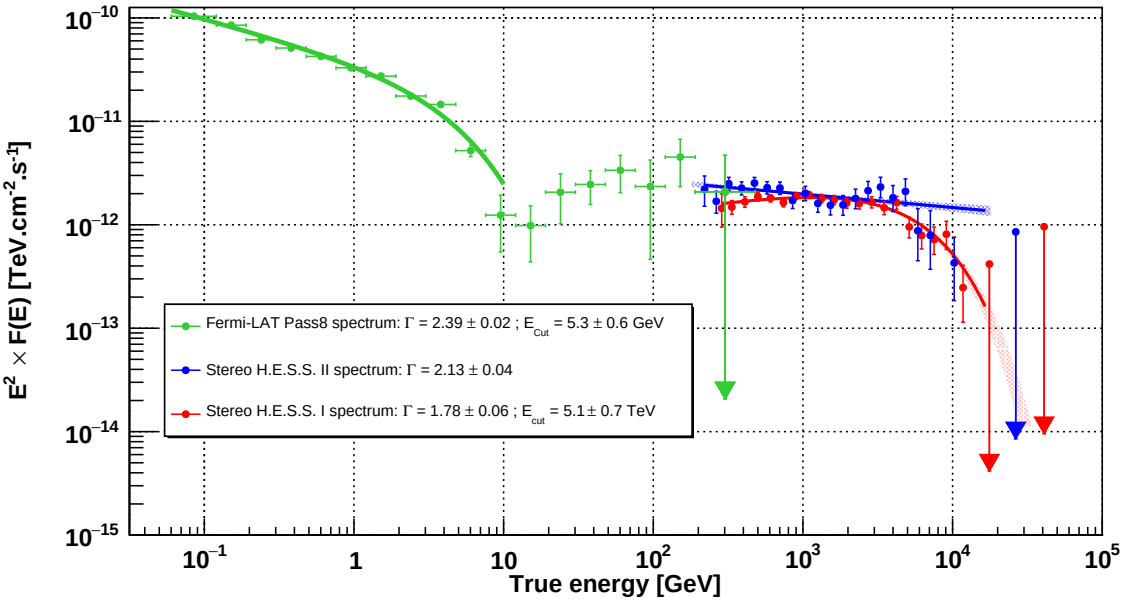


FIGURE 7.12 – SED de LS 5039 réalisé sur 6 ordres de grandeurs en énergie grâce aux données recueillies par le satellite Fermi-LAT et les télescopes Cherenkov H.E.S.S.. Les lignes vertes et rouges incurvées correspondent à une modélisation par une loi de puissance avec une coupure exponentielle et la ligne bleue à la loi de puissance simple.

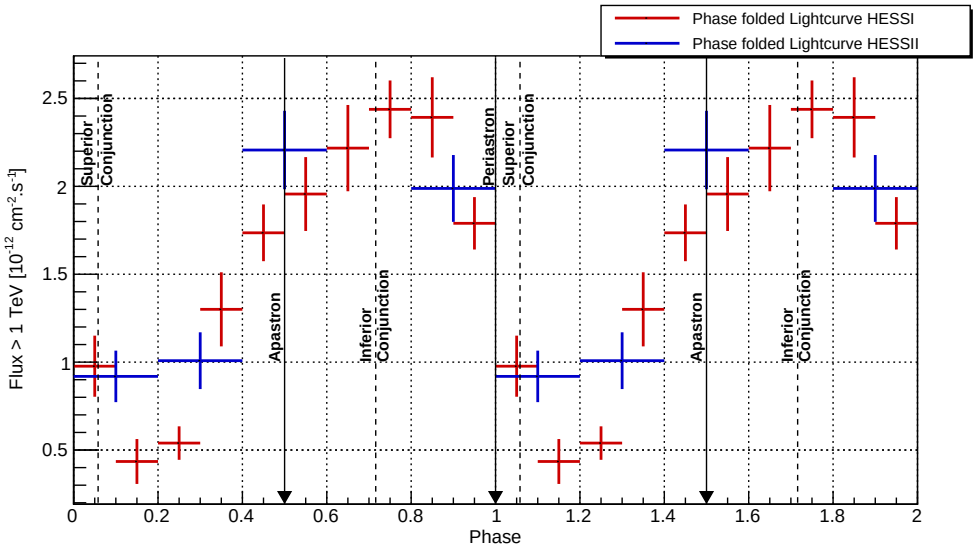


FIGURE 7.13 – Courbe de la lumière de LS 5039 repliée sur la phase pour un flux au-dessus de 1 TeV pour les données H.E.S.S. phase I (en rouge) et H.E.S.S. phase II (en bleu). Cette courbe est calculée à partir des spectres moyennés de la figure 7.12. Le choix d'intervalle est plus large pour les données H.E.S.S. phase II, le nombre de données étant moins important. La courbe est montrée sur deux périodes pour plus de clarté. L'allure de la courbe rappelle celle des flux simulés au chapitre 6 pour une diffusion inverse Compton en régime de Klein–Nishina et en tenant compte de l'absorption.

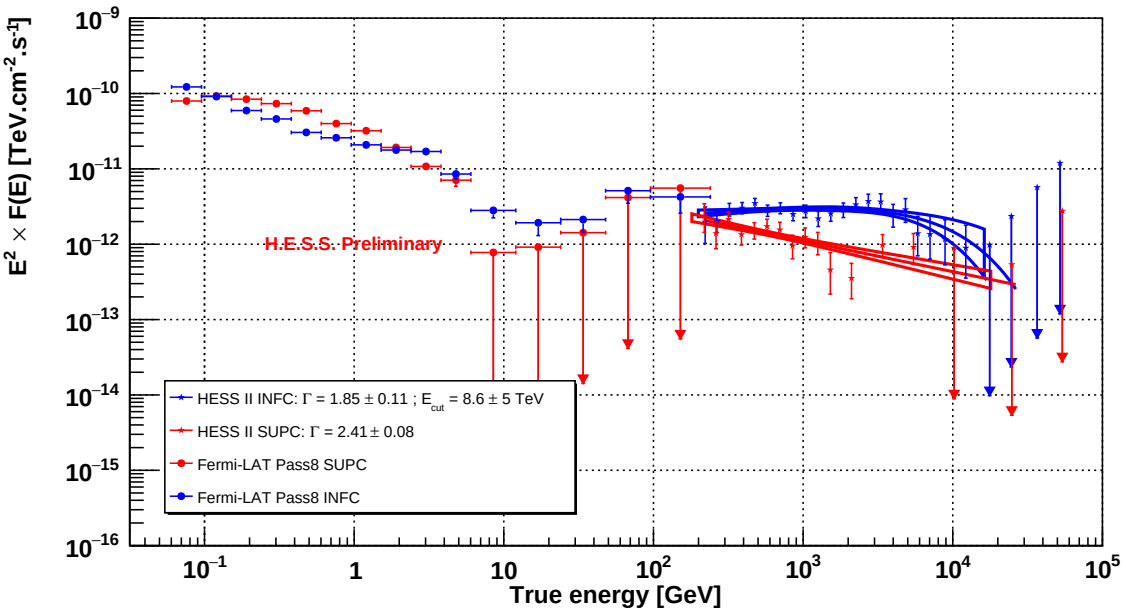


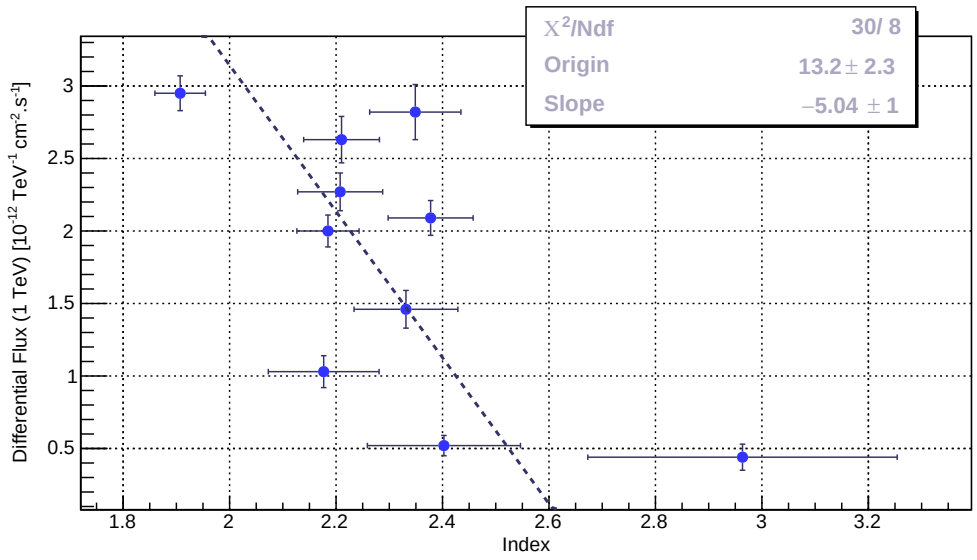
FIGURE 7.14 – SED pour l'analyse de H.E.S.S. phase II de la SUPC et INFC du système binaire LS 5039. Les données obtenues de 2004 à 2016 ont été réparties entre les phases orbitales proches de SUPC (bleu) et INFC (rouge), qui sont bien ajustées par une loi de puissance simple et un modèle de coupure exponentielle, respectivement. Pour plus de clarté sur la lecture des flux, le choix des couleurs des phases INFC et SUPC est gardé pour la représentation des points spectraux de Fermi–LAT. Cette analyse permet d'avoir un intervalle énergétique compris 0.08 GeV et 100 GeV assurant ainsi un recouvrement spectral avec ceux obtenus par les télescopes H.E.S.S.. Le choix des phases et de la période sont identiques pour ces deux analyses.

conjonction inférieure, le flux de photons à 1 TeV est plus important et le spectre est ajusté avec une loi de puissance avec une coupure exponentielle $\Gamma = 1.85 \pm 0.10_{stat}$ et $E_{cut} = 8.6 \pm 4.9$ TeV. L'indice spectral et l'énergie de coupure pour l'INFC sont tout à fait compatibles avec les valeurs de la précédente publication effectuée en 2006 [10].

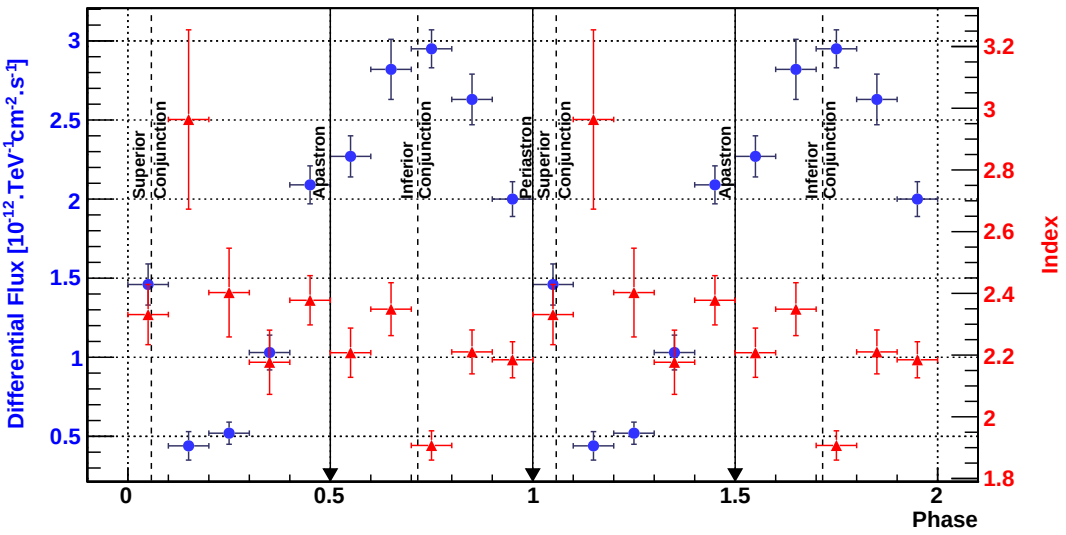
Sur cette même distribution spectrale en énergie sont représentés également les spectres mesurés par le satellite Fermi–LAT pour également les mêmes intervalles de phases (INFC et SUPC) choisis pour l'analyse H.E.S.S. avec la même période orbitale choisie précédemment (P = 3.90585 jours). Sur cette SED à plus grande échelle, on comprend un peu mieux le croisement des flux selon l'énergie considérée : le flux de la SUPC devient plus grand que celui de la INFC sur l'intervalle 0.1 GeV–2 GeV et de flux sensiblement égaux autour de 5 GeV et 100 GeV. Ainsi sur l'ensemble des données, le comportement spectral de la INFC est différent de la SUPC. L'aspect également remarquable en joignant ces deux analyses est que sur l'intervalle 5 GeV–100 GeV, le comportement de la source est sensiblement identique pour les deux conjonctions, ce comportement spectral s'étend jusqu'à 1 TeV pour la conjonction inférieure. Même si les mécanismes de production des photons γ à haute et très haute énergie ne sont pas actuellement entièrement résolus, l'obtention de ces spectres sur de grandes échelles énergétiques permettra de mieux comprendre les processus d'accélération.

7.4.3 analyse en phase de LS 5039

Pour mieux caractériser cette modulation, la figure 7.15 affiche le flux moyenné replié sur la phase pour des intervalles de phase de largeur 0.1 avec une analyse de type H.E.S.S. I, c'est-à-dire en prenant les observations seulement des quatre premiers télescopes. Dans ce cas, le grand ensemble de données obtenues au cours des dernières observations nous permet d'ajuster séparément chaque intervalle de phase pour calculer le flux moyen. Nous supposons ici encore un modèle de loi de puissance simple ajusté aux données dans chaque intervalle de phase. L'indice de photon correspondant Γ tracé par rapport au flux gamma différentiel à 1 TeV dans la même case est affiché sur la même figure (échelle de droite). Nous remarquons une relation entre les deux variables, le coefficient de corrélation est -0.68 soit une valeur moins forte par rapport aux résultats présentés en 2015 [15]. Cependant l'échelle de temps est plus grande et elle peut accréditer aussi l'évolution de la fréquence de LS 5039. Lorsque le système est plus lumineux, le spectre est plus dur. De même, lorsque le flux différentiel diminue, l'indice spectral augmente. Nous notons que des déviations notables à une loi de puissance ne peuvent être exclues pour certains intervalles de phase.



(a)



(b)

FIGURE 7.15 – Flux différentiel et indice spectral pour chaque phase de LS 5039 avec une analyse H.E.S.S. phase I. Sur le graphe (a) ces deux grandeurs sont représentées et ajustées par une droite affine. La pente négative de la droite indique un comportement d'anticorrélation entre des deux grandeurs Sur le graphe (b), on a représenté les mêmes valeurs (flux différentiel à 1 TeV en bleu et indice spectral en rouge) pour deux orbites de LS 5039. Les positions particulières de l'objet compact sur son orbite sont indiquées par des traits verticaux en pointillé ou des flèches.

7.5 Estimation de la contamination par HESS J1825–137

7.5.1 Caractéristique de HESS J1825–137

La nébuleuse à vent de pulsar (PWN) HESS J1825–137, située au Nord de LS 5039, est connue comme un fort émetteur de rayonnement γ depuis les premières observations réalisées par H.E.S.S. lors de la surveillance du plan galactique en 2005 [11]. La morphologie de cette source est étroitement liée avec l'énergie des photons γ mesurés dans le PWN [9]. Vers les hautes énergies, l'émission devient plus compacte autour du pulsar PSR B1823-13, (un pulsar avec des propriétés similaires que celui de Vela) conduisant à une indiscutable association de la nébuleuse avec ce pulsar. HESS J1825–137 se situe à une distance de 4 kpc [14], soit un peu plus éloigné que LS 5039 (d = 2.5 kpc). Inversement, à basses énergies HESS J1825-137 possède l'une des plus grandes étendues physiques intrinsèques de toutes les nébuleuses à vent de pulsar connues.

Les cartes récentes ont permis de montrer que ce pulsar était plus étendu que dans les précédentes publications [18] [11]. Cette extension est liée à l'énergie des photons, on constate que les photons les plus énergétiques sont situés autour du pulsar PSR B1823-13. L'introduction du cinquième télescope a permis la mise en évidence des photons de plus basse énergie. Cette révélation de l'extension de la source peut venir contaminer le flux de photons γ du système binaire LS 5039. Il est intéressant de connaître les caractéristiques de cette contamination.

7.5.2 Flux et brillance de HESS J1825–137

Afin d'avoir une connaissance de la contamination de cette nébuleuse, on effectue une analyse en anneaux, ceux-ci possédant une certaine ouverture angulaire. L'analyse est débutée à la position du pulsar PSR J1826-1334 (276.5544° et -13.5798° en coordonnées RaDec). Les anneaux ont chacun une largeur de 0.1° entre le rayon intérieur et le rayon extérieur (voir figure 7.16). L'ouverture angulaire de l'anneau est ensuite resserrée pour une distance de plus 0.8° de façon à éviter LS 5039.

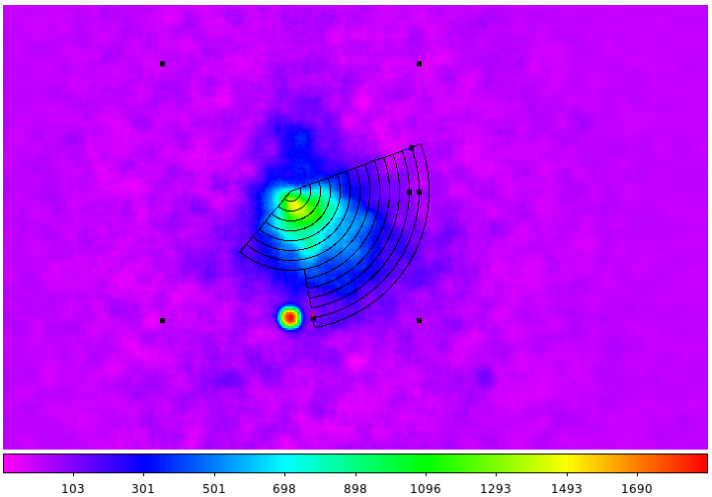


FIGURE 7.16 – Analyse en anneau à partir de la position du pulsar PSR J1826-133. L'ouverture angulaire est au départ de 150° pour ensuite réduite à 100° afin d'éviter le système binaire LS 5039.

Cette première analyse permet de connaître l'excès de photons γ au niveau LS 5039 provenant de cette nébuleuse. On considère pour cela l'anneau dont le rayon est compris entre 1.2° et 1.3° soit une distance moyenne de 1.25° (LS 5039 se situant à 1.27°). Connaissant le nombre de photons γ détectés dans cet anneau (173 dans cette analyse), nous pouvons estimer alors le nombre de photons γ au niveau de LS 5039 provenant de la nébuleuse en tenant compte de l'angle solide formé pour un temps d'observations de 81.6 h.

$$\text{Nbre de photons}\,\gamma = 173 \times \frac{360}{100}\frac{1-\cos 0.1}{\cos 1.2 - \cos 1.3} = 25 \pm 6$$

Ainsi la contamination est environ 0.003 photons/min soit à peine 1% des photons totalisé au niveau de LS 5039, ce qui semble négligeable.

Pour chaque analyse en anneau effectuée, nous réalisons un spectre avec loi de puissance simple, nous permettant d'obtenir ainsi le flux différentiel à une énergie de 1 TeV et l'indice spectral. Le flux différentiel et l'angle solide formé par l'anneau nous permettent de déterminer la brillance de la source.

$$\text{Brightness} = \frac{\text{Flux}}{\epsilon(\cos\alpha_1 - \cos\alpha_2)}$$

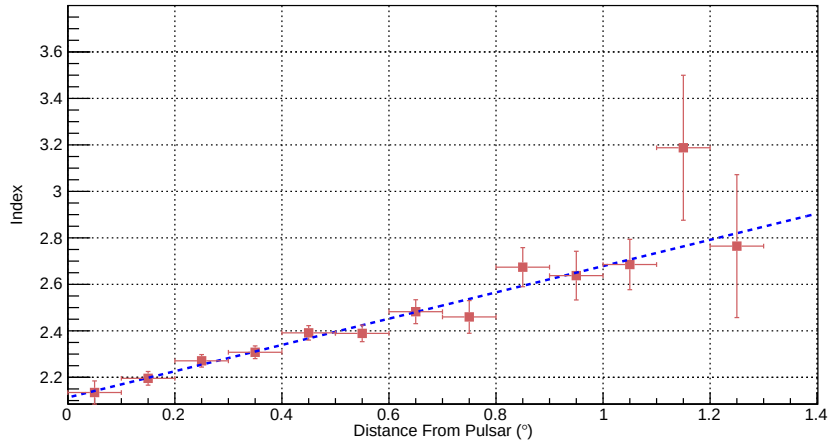
Où ϵ est l'ouverture angulaire et α_1 α_2 la distance angulaire par rapport au pulsar.
Sur la figure 7.17, nous ajustons les points obtenus avec une fonction linéaire pour l'index et une fonction de Landau pour la brillance, afin d'estimer la contamination de HESS J1825–137 lors d'une analyse du système LS 5039.

Avec une distance entre le pulsar et LS 5039 de 1.27°, nous pouvons estimer alors la contamination de HESS J1825–137 sur LS 5039 :

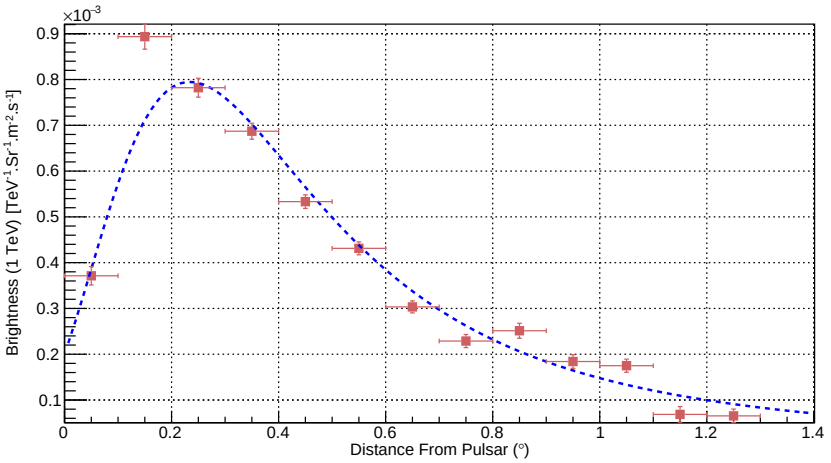
- Index : 2.83 ± 0.10
- flux différentiel : (0.084 ± 0.057) $\times 10^{-12}$ TeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1} soit environ 4.6% du flux différentiel de LS 5039 si l'on considère le spectre avec une coupure exponentielle (5% pour un spectre avec une loi de puissance simple).

Cette estimation de la contamination constitue une valeur maximale puisque l'on considère que le nombre de photons est réparti de façon uniforme à l'intérieur de nos anneaux. En réalité, la nébuleuse possède une direction privilégiée pour l'émission des photons γ ; cette direction n'inclut pas le système binaire LS 5039 [16]. La contamination réelle sera encore plus faible que notre estimation. Ce résultat ne contredit pas non plus la contamination estimée de la quantité de photons puisque nous observons une brillance plus faible par rapport au modèle établi dans la courbe de la figure 7.17.

Cette courbe de brillance et la variation de l'indice spectrale par rapport à la position du pulsar (voir figure 7.17) met également en évidence le refroidissement des électrons du pulsar : ils deviennent moins énergétiques à mesure que l'on s'éloigne du pulsar PSR J1826-1334. En effet, le pulsar émet en permanence un vent d'électrons et de positrons relativistes. Ce vent crée un nuage électron-positron (constituant la nébuleuse à vent de pulsar) autour du pulsar. La production des photons à très haute énergie est sûrement liée à un processus inverse Compton (comme décrit précédemment dans le chapitre 6). Au cours de cette diffusion, les électrons ultra-relativistes perdent leur énergie, on parle alors de refroidissement. Le temps moyen qu'un électron ultra-relativiste prend pour perdre son énergie par diffusion inverse Compton est appelé le temps de refroidissement τ (voir chapitre1). L'estimation du temps de refroidissement est importante pour comprendre



(a)



(b)

FIGURE 7.17 – Évolution de l'indice spectral (a) et de la brillance (b) de HESS J1825–137 par rapport en fonction de la distance par rapport au pulsar PSR J1826-1334. Les fonctions d'ajustement sont indiquées dans les deux en bleu avec un trait en pointillé. L'indice spectral est ajusté par une fonction linéaire $\Gamma = 0.57.D + 2.11$ et la brillance par une fonction de Landau : Cste = 49.8, MPV = 0.177 et $\sigma = 0.140$.

comment la luminosité d'une nébuleuse à vent de pulsar change avec le temps. Ainsi ce temps de refroidissement dépend de la proportion des électrons à haute énergie et du facteur de Lorentz γ ($\tau \propto 1/E$). Le temps de refroidissement est estimé à 21.4 à 10000 kyr pour HESS J1825–137 [7].

7.6 Absorption des photons γ et création de paires

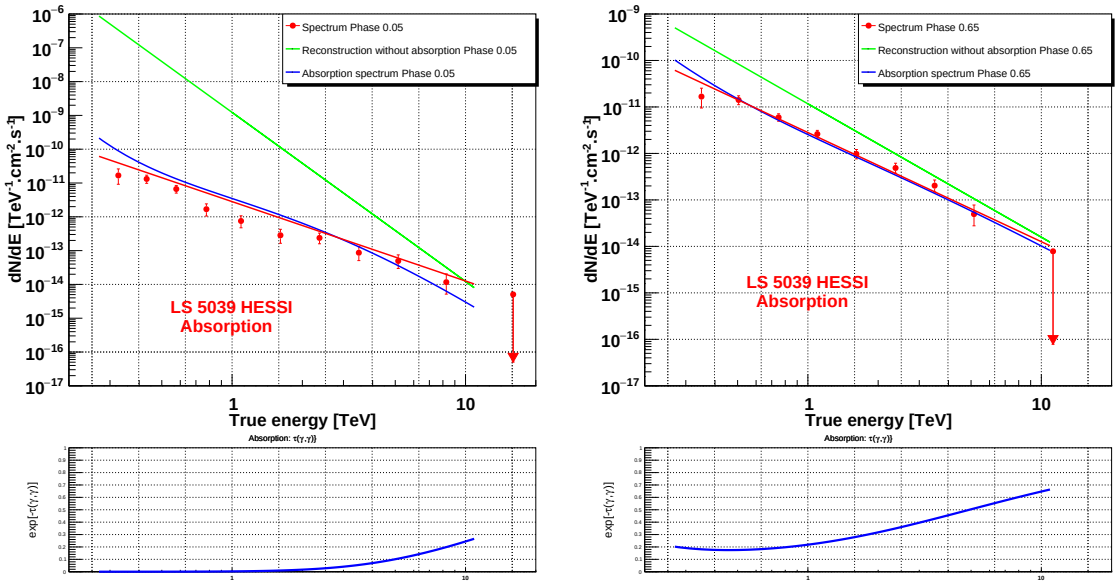
Ce phénomène a été expliqué au paragraphe 6.6 du chapitre 6. Afin de savoir si ces processus d'absorption sont mis en jeu dans le système binaire LS 5039, un nouveau spectre pour les photons γ est établi en prenant en compte le phénomène d'absorption dans une loi de puissance :

$$\frac{dN}{dE} = \Phi_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\Gamma} \times \exp(-\tau_{\gamma\gamma}) \tag{7.11}$$

où $\tau_{\gamma\gamma}$ est le taux d'absorption des photons gamma, ce facteur est stocké dans des tables que l'on peut utiliser ensuite pour le calcul des spectres. Nous rappelons que cette absorption est plus importante lorsque l'objet compact se trouve en conjonction supérieure. Quelques exemples de ces spectres sont présentés sur la figure 7.18 en considérant une inclinaison de l'orbite de 20°. Le but de cette étude était de savoir si le spectre avec le phénomène d'absorption était plus probable que celui avec une loi de puissance simple et de voir si l'on pouvait imposer une contrainte supplémentaire sur l'inclinaison de l'orbite de l'objet compact par rapport à l'observateur. En effet, les estimations actuelles de cette orbite nous donnent plutôt une fourchette assez large.

Pour reconstruire le spectre désorbé, nous reprenons les valeurs obtenues grâce au spectre d'absorption à partir de l'équation 7.11 mais en supprimant la partie exponentielle ($\exp(-\tau_{\gamma\gamma})$. Le spectre désorbé fait donc intervenir un indice spectral plus élevé.

Cependant, les probabilités d'ajustement ne nous permettent pas de conclure à une présence certaine de ce phénomène d'absorption. Ce modèle de spectre a été testé pour toutes les phases et sur un large domaine d'inclinaison par rapport à l'observateur (10° à 60° avec un pas de 5° entre chaque modèle). Aucun spectre d'absorption n'a donné un ajustement plus performant que le modèle avec une loi de puissance simple. Nous n'excluons pas ce phénomène mais d'autres facteurs peuvent également intervenir, comme la création d'une cascade de particules. Le facteur d'absorption $\tau_{\gamma\gamma}$ doit être en effet corrigé de ce facteur. Pour confirmer ou infirmer ce phénomène, davantage de valeurs doivent être obtenues, notamment avec CTA.



(a) (b)

FIGURE 7.18 – Spectres d'absorption et de désorption de LS 5039. Sur les deux courbes, nous avons représenté le spectre avec une loi de puissance simple (en rouge), le spectre avec la loi de puissance avec le phénomène d'absorption (en bleu) et le spectre désorbé (en vert). La courbe $\exp(-\tau_{\gamma\gamma})$ est représentée à chaque fois en-dessous du spectre. L'angle d'inclinaison est supposé à chaque fois de 20°. (a) : spectre de la phase 0.00 - 0.10 et (b) : spectre de la phase 0.60 - 0.70

7.7 Influence de l'opacité de l'atmosphère sur les résultats de LS 5039

Pour cette étude, nous menons une étude similaire à celle effectuée pour l'étude de la nébuleuse du Crabe avec le même critère de sélection des données : moins 15 % de pixels indisponibles pour au moins 2 télescopes. L'analyse est menée avec des observations de type H.E.S.S. phase I toujours dans l'optique d'avoir le maximum de données possibles et obtenir des résultats significatifs. Les observations sont réparties de la même manière que pour l'analyse du crabe (voir paragraphe 3.11 du chapitre 3) et de façon homogène lors de la révolution de l'objet compact pour chacun des intervalles choisis du coefficient de transparence.

TC	Temps d'observation	Significance	$\frac{\sigma}{\sqrt{h}}$	Nbre de γ/min détectés
0.60 – 0.70	11.7 h	14.1 σ	4.1	0.27 ± 0.02
0.70 – 0.80	19.3 h	16.0 σ	3.6	0.25 ± 0.02
0.80 – 0.90	24.8 h	18.9 σ	3.8	0.25 ± 0.02
0.90 – 0.95	47.1 h	27.9 σ	4.1	0.27 ± 0.01
0.95 – 1.00	82.0 h	43.4 σ	4.8	0.36 ± 0.01
1.00 – 1.05	37.8 h	32.0 σ	5.2	0.47 ± 0.02

TABLEAU 7.2 – Répartition des données du système binaire LS 5039 en fonction du coefficient de transparence.

En examinant les données du tableau 7.2 et si on exclut la première ligne du tableau, nous retombons sur des résultats similaires à la nébuleuse du Crabe, c'est-à-dire que le coefficient de transparence (TC) de l'atmosphère influence :

- la significance de la source en analysant les valeurs de la colonne $\frac{\sigma}{\sqrt{h}}$;
- le nombre de photons γ détectés par min.

Cependant, on peut nuancer ces résultats : la quantité de photons γ détectés augmente seulement de façon significative pour TC > 0.95. Ces variations sont montrées sur la figure 7.19, mais la modélisation est moins significative pour le nombre de photons γ détectés. $\frac{\sigma}{\sqrt{h}}$ est ajusté par une droite affine comme pour la nébuleuse du Crabe. Pour une atmosphère transparente (TC = 1.0), nous obtenons une détection de 0.40 γ/min avec une significance de 5.0 $\sigma/\sqrt{h}$.

Pour analyse spectrale, on modélise le spectre de ce système binaire par une loi de puissance simple 2.14, les temps d'observation ne sont pas suffisants pour observer la coupure en énergie.

Les résultats de l'influence du coefficient de transparence sont présentés sur la figure A.9 pour le flux différentiel, la figure A.10 pour le flux intégré et sur la figure A.11 pour l'indice du spectre. On retrouve globalement les résultats obtenus pour la nébuleuse du Crabe : le flux différentiel à 1 TeV et le flux intégré au-dessus de 1 TeV augmentent si l'atmosphère devient plus transparente. Ces valeurs peuvent être critiquées : nous savons que l'indice spectral et le flux différentiel sont modulés par la position de l'objet compact [15]. Il est donc plus juste de donner le flux intégré en fonction de la position de l'objet compact. L'intervalle choisi correspond à une variation de phase 0.1. A l'intérieur de chaque intervalle, nous considèrerons un flux constant et un comportement identique de la source. Cette courbe de lumière regroupée par temps de phase est donnée sur la figure A.12 pour différentes valeurs du coefficient de transparence. On constate clairement une différence à plus de 2 σ si on sépare les valeurs du flux en deux : pour TC > 0.80 et TC < 0.80 (voir figure 7.20). La modulation du flux est moins importante pour les valeurs de TC < 0.80 avec une forte incertitude pour les valeurs du flux maximal.

On peut essayer de corriger cette courbe de lumière du système binaire. Pour cela les données sont séparées en intervalle de phase (avec un pas de 0.1) et par valeur du coefficient de transparence. A l'intérieur d'un intervalle, on peut suivre alors la valeur du flux en fonction du coefficient de transparence. Les courbes obtenues sont regroupées sur la figure A.13 et chaque courbe est ajustée par une loi de puissance comme pour la nébuleuse du Crabe : $\Phi = \Phi_0 \times TC^{\alpha}$. On impose la même valeur de α pour les 10 courbes et une valeur différente de normalisation Φ_0. L'ajustement par minimisation du χ^2 donne $\alpha = 2.15$. Comme pour l'étude de la nébuleuse du Crabe, chaque valeur du flux d'une donnée d'observation peut être corrigée par $\Phi_{Cor} = \frac{\Phi}{TC^{2.15}}$.

Ainsi en reprenant toutes les valeurs du flux, on obtient une courbe de lumière corrigée que l'on peut comparer avec la valeur normale du flux (voir figure 7.21). Pour la courbe de lumière corrigée, la modulation apparaît plus clairement, globalement le flux augmente de 22%. Des mauvaises conditions atmosphériques affectent le flux de photons γ et donc l'étude de sa modulation. Bien que ces rectifications du flux puissent être améliorées, cet autre exemple montre qu'une correction par le coefficient de transparence est

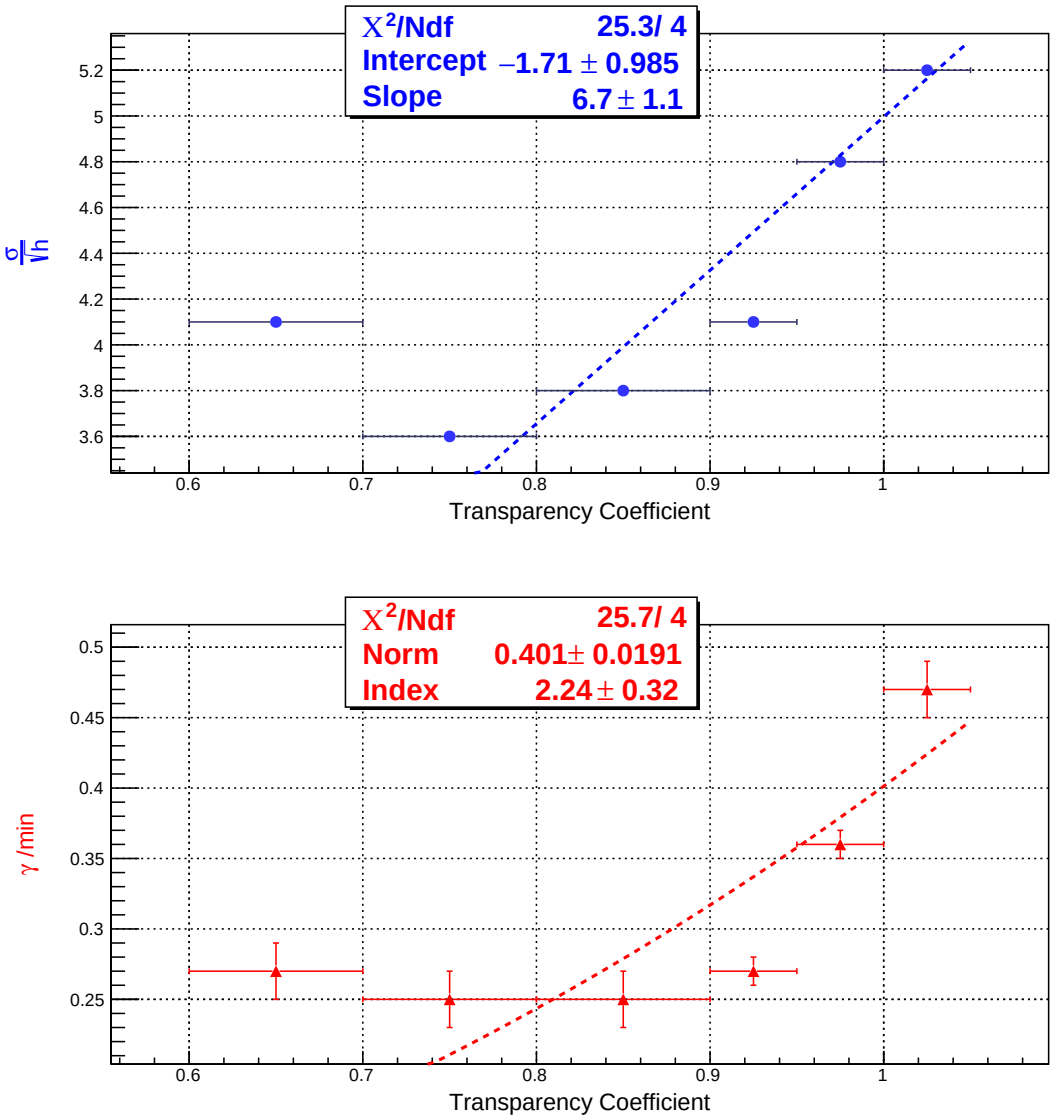


FIGURE 7.19 – Influence du coefficient de transparence sur la valeur de la significance du système binaire LS 5039 corrigée par le temps ($\frac{\sigma}{\sqrt{h}}$) et sur le nombre de photons γ détectés par minute (figure du bas). La courbe est ajustée selon une droite linéaire pour la figure du haut et une loi de puissance pour la figure du bas.

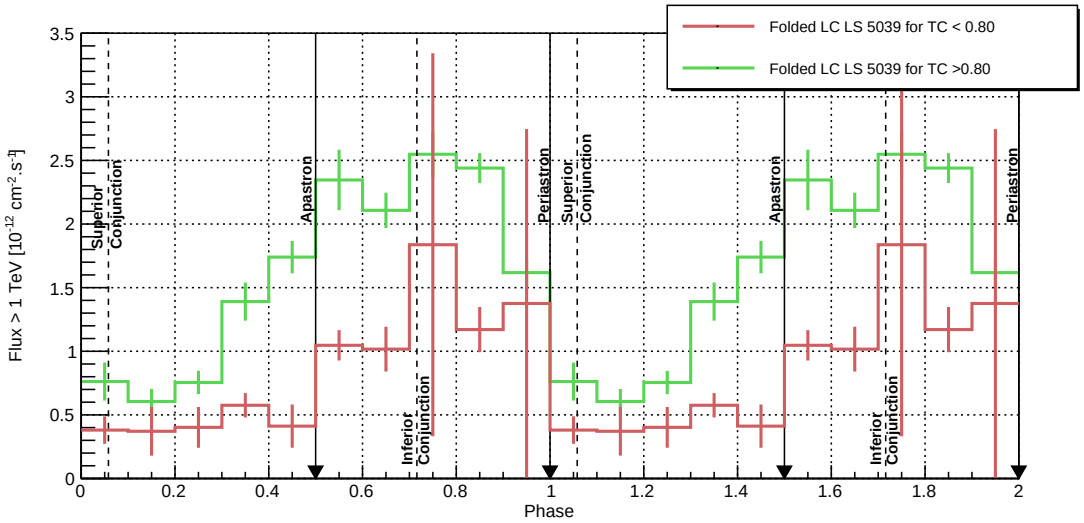


FIGURE 7.20 – Influence du coefficient de transparence (TC) sur la courbe de lumière en phase du système binaire LS 5039 pour TC > 0.80 en rouge et TC < 0.80 en bleu.

tout à fait possible.

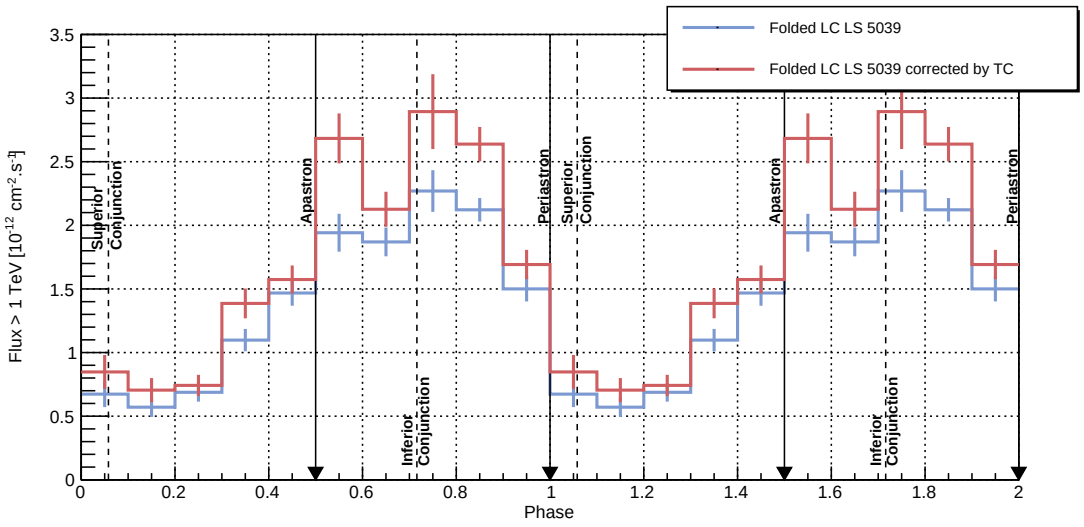


FIGURE 7.21 – Influence du coefficient de transparence (TC) sur la courbe de lumière du système binaire LS 5039 pour TC > 0.80 en rouge et TC < 0.80 en bleu.

7.8 Conclusion

Avec l'exemple de LS 5039, nous montrons que l'astronomie γ est capable d'obtenir des résultats d'une très grande précision pour la détermination de la période et égalent (voire dépassent) ainsi ceux obtenus dans le domaine de l'optique. Ce résultat n'a été possible que grâce à l'accumulation de nombreuses données sur de longues périodes et l'amélioration sans cesse des logiciels d'analyse. Les derniers résultats nous indiquent une possibilité du ralentissement de la fréquence de révolution, l'une des hypothèses les

plus probables est la perte de masse de l'étoile de type O vers l'objet compact.

Cette observation sur de nombreuses années, avec une période orbitale relativement courte nous a permis de montrer la régularité de ce système binaire, son comportement spectral évoluant très peu avec le temps. L'introduction du cinquième télescope nous permet un recouvrement spectral autour de 100 GeV avec les données recueillies 'expérience Fermi-LAT. L'exploitation des spectres INFC et SUPC sur des échelles d'énergie plus grande nous indique que la source a des comportements différents sur certaines domaines énergétiques (E < 5 GeV et E > 100 GeV), mais sur d'autres domaines le comportement de la source est quasiment identique (5 GeV < E < 100 GeV).

Les mécanismes d'absorption n'ont pas été mis en évidence sur les données réelles des télescopes H.E.S.S.. Cependant, comme indiqué au chapitre 6, d'autres phénomènes comme la formation de cascades peut atténuer cette épaisseur optique d'absorption.

Comme pour la nébuleuse du Crabe, les conditions de l'atmosphère pendant les observations ce binaire ne sont pas toujours optimales, des corrections du flux par le coefficient de transparence peuvent être tout à fait envisagées. Une correction des flux par le coefficient de transparence nous permettrait de garder certaines données et d'améliorer encore la précision des résultats obtenus (flux moyenné et détermination de la période).

Ces résultats sont également à comparer avec les deux autres systèmes binaires possédant une étoile O : LMC P3 et 1FGL J1018.6-5856. Cependant la méconnaissance de l'objet compact ne nous permet pas de restreindre le nombre de scénarios de production de photons γ.

Perspectives
Une prochaine publication de LS 5039 devrait avoir lieu, le travail est en cours d'élaboration. Certains points de l'analyse sont encore en discussion notamment la connexion dans le spectre entre les évènements à haute et très haute énergie, la contre-vérification des données sur l'analyse en phase n'est pas encore satisfaisante.

7.9 Bibliographie

[1] ABBOTT, B. P., R. ABBOTT, T. D. ABBOTT et AL. 2016, «Improved Analysis of GW150914 Using a Fully Spin-Precessing Waveform Model», *Physical Review X*, vol. 6, nº 4. 169

[2] ABBOTT, B. P., R. ABBOTT, T. D. ABBOTT et AL. 2017, «GW170817 : Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral», *Physical Review Letters*, vol. 119, nº 16. 169

[3] ACKERMANN, M., M. AJELLO et AL. 2013, «Associating Long-term γ-Ray Variability with the Superorbital Period of LSI+61° 303», *ApJL*, vol. 773, nº 2, p. L35. 160

[4] ANGÜNER, E. O., S. CASANOVA, I. OYA, F. AHARONIAN, P. BORDAS et A. ZIEGLER FOR THE H. E. S. S. COLLABORATION. 2017, «Very high energy emission from the hard spectrum sources HESS J1641-463, HESS J1741-302 and HESS J1826-130», *ArXiv*. 161

[5] CASARES, J., M. RIBÓ, I. RIBAS, J. M. PAREDES, J. MARTÍ et A. HERRERO. 2005, «A possible black hole in the γ-ray microquasar LS 5039», *MNRAS*, vol. 364, p. 899–908. 165

[6] CUMMING, A., G. W. MARCY et R. P. BUTLER. 1999, «The Lick Planet Search : Detectability and Mass Thresholds», *ApJ*, vol. 526, p. 890–915. 164

[7] GUNAWARDHANA, K. L. I., K. P. S. C. JAYARATNE et J. ADASSURIYA. 2015, «A Method to Estimate the Cooling Time of Ultra-Relativistic Electrons in Pulsar Wind Nebulae», *AA*, vol. 3, p. 63–69. 180

[8] H. E. S. S. COLLABORATION, :, H. ABDALLA, A. ABRAMOWSKI, F. AHARONIAN, F. AIT BENKHALI, E. O. ANGÜNER, M. ARAKAWA, M. ARRIETA, P. AUBERT et ET AL. 2017, «TeV gamma-ray observations of the binary neutron star merger GW170817 with H.E.S.S», *A&A*. 169

[9] H.E.S.S. COLLABORATION, F. AHARONIAN, A. G. AKHPERJANIAN et A. R. BAZER-BACHI. 2006, «Energy dependent γ-ray morphology in the pulsar wind nebula HESS J1825-137», *A&A*, vol. 460, p. 365–374. 177

[10] H.E.S.S. COLLABORATION, F. AHARONIAN, A. G. AKHPERJANIAN, A. R. BAZER-BACHI et AL. 2006, «3.9 day orbital modulation in the TeV γ-ray flux and spectrum from the X-ray binary LS 5039», *A&A*, vol. 460, p. 743–749. 165, 175

[11] H.E.S.S. COLLABORATION, F. A. AHARONIAN, A. G. AKHPERJANIAN et A. R. BAZER-BACHI. 2005, «A possible association of the new VHE γ-ray source HESS J1825-137 with the pulsar wind nebula G18.0-0.7», *A&A*, vol. 442, p. L25–L29. 177

[12] HULSE, R. A. et J. H. TAYLOR. 1975, «Discovery of a pulsar in a binary system», *ApJ*, vol. 195, p. L51–L53. 168

[13] LOMB, N. R. 1976, «Least-squares frequency analysis of unequally spaced data», *Ap&SS*, vol. 39, p. 447–462. 163

[14] MANCHESTER, R. N., G. B. HOBBS, A. TEOH et M. HOBBS. 2005, «The ATNF Pulsar Catalogue», *Astronomical Journal*, vol. 129. 177

[15] MARIAUD, C., P. BORDAS, F. AHARONIAN, M. BOETTCHER, G. DUBUS, M. DE NAUROIS, C. ROMOLI et V. ZABALZA FOR THE H. E. S. S. COLLABORATION. 2015, «VHE observations of the gamma-ray binary system LS 5039 with H.E.S.S», *ICRC 2015*. 172, 175, 182

[16] MITCHELL, A. 2016, «Optical efficiency calibration for inhomogeneous iact arrays and a detailed study of the highly extended pulsar wind nebula hess j1825-137», . 178

[17] MITCHELL, A. M. W., S. CAROFF, R. D. PARSONS, J. HAHN, V. MARANDON, J. HINTON et FOR THE H. E. S. S. COLLABORATION. 2017, «Observations of the Pulsar Wind Nebula HESS J1825-137 with H.E.S.S. II», *ICRC 2017*. 163

[18] MITCHELL, A. M. W., C. MARIAUD, P. EGER et AL. 2017, «Detailed VHE studies of the pulsar wind nebula HESS J1825-137», dans *6th International Symposium on High Energy Gamma-Ray Astronomy*, *American Institute of Physics Conference Series*, vol. 1792, p. 040035. 177

[19] DE NAUROIS MATHIEU. 2012, *Very High Energy astronomy from H.E.S.S. to CTA. Opening of a new astronomical window on the non-thermal Universe*, Habilitation à diriger des recherches(hdr), laboratoire Leprince-Ringuet - Ecole Polytechnique. 163, 164

[20] PETERS, P. C. et J. MATHEWS. 1963, «Gravitational Radiation from Point Masses in a Keplerian Orbit», *Physical Review*, vol. 131, p. 435–440. 168

[21] WEISBERG, J. M. et J. H. TAYLOR. 2005, «The Relativistic Binary Pulsar B1913+16 : Thirty Years of Observations and Analysis», dans *Binary Radio Pulsars*, *ASPC*, vol. 328, édité par F. A. Rasio et I. H. Stairs, p. 25. 168

[22] ZECHMEISTER, M. et M. KÜRSTER. 2009, «The generalised Lomb-Scargle periodogram. A new formalism for the floating-mean and Keplerian periodograms», *A&A*, vol. 496, p. 577–584. 163

Chapitre 8

Observations du système PSR B1259-63 avec H.E.S.S. phase I et II

Sommaire

8.1 Introduction 190
8.2 Observations pendant la campagne 2014 190
8.3 Analyses spectrales 192
8.3.1 Spectres HESS phase I des campagnes 2004 - 2007 et 2011 192
8.3.2 Spectres H.E.S.S. phase I et II de la campagne 2014 193
8.4 Analyse en phase 194
8.5 Courbe de lumière repliée sur la phase 196
8.5.1 Courbes de lumière pour des énergies au TeV 196
8.5.2 Courbe de lumière pour des énergies au GeV 197
8.6 Observations pendant la campagne 2017 199
8.7 Émission anisotrope inverse–Compton et créations de paires 200
8.8 Influence du disque circumstellaire 203
8.9 Conclusion 206
8.10 Bibliographie 207

8.1 Introduction

PSR B1259–63 est le deuxième système binaire analysé dans ce manuscrit. L'orbite étant beaucoup plus grande, il n'est possible d'observer un flux de photons γ significatifs seulement lorsque le pulsar est suffisamment proche de l'étoile compagnon, c'est-à-dire au moment du passage du périastre. Les données des campagnes de 2014 et de 2017 seront analysées mais également celles des années antérieures (2004–2007–2010/11). En effet des mises à jour des logiciels d'analyse ont permis d'affiner les résultats précédemment publiés. De plus, ces différentes campagnes permettent de récolter des photons γ pour divers phases de l'objet compact.

Dans ce système binaire, l'étoile compagnon de type Be possède un disque circumstellaire très étendu mais de température plus basse que la surface de l'étoile. En utilisant les modèles déjà établis de diffusion inverse Compton anisotrope en régime de Klein–Nishina, nous nous demanderons quel peut être l'effet d'un tel disque sur la production de photons γ. Sa grande surface rendant possible l'interaction entre un photon du visible avec un électron relativiste du pulsar.

8.2 Observations pendant la campagne 2014

Pour la prise de données en 2014, une campagne a été organisée en utilisant les nouvelles capacités de H.E.S.S. II, en particulier sa sensibilité améliorée et un seuil d'énergie inférieur pour le cinquième télescope. De plus, cette campagne couvrait pour la première fois le temps de passage du périastre et des parties de l'orbite jusqu'à présent inexplorées aux très hautes énergies, et comprenait aussi des observations lors de l'éruption au GeV observé en même temps par le satellite Fermi-LAT. L'analyse de H.E.S.S II indique un flux à 1 TeV relativement élevé au cours de l'éruption observée par Fermi-LAT et également aux phases orbitales précédant le premier passage de l'étoile à neutrons au travers du disque circumstellaire. Les résultats de cette campagne d'observations ont déjà été rapportés dans les articles suivants [12] [1].

Comme nous l'avons indiqué dans le chapitre 2, le cinquième télescope a la particularité de se déclencher tout seul, contrairement aux 4 autres qui nécessitent un évènement stéréoscopique simultané détecté par au moins 2 d'entre eux. Les données recueillies en 2014 lors de l'observation de ce système binaire peuvent donc être analysées de plusieurs façons :

- Analyse STEREO CT1-4 (configuration HESS I) : elle utilise uniquement les données obtenues avec les télescopes de 12 m. Les évènements provenant de CT5 sont ignorés. Cette analyse permet de se replacer dans la première configuration des télescopes H.E.S.S. et de mieux comparer avec les résultats des campagnes précédentes.
- Analyse STEREO CT1-5 (configuration HESS II) : toutes les données stéréoscopiques provenant des 5 télescopes sont analysées. Dans ce cas, on sait que 80 % des évènements proviennent d'un télescope CT1-4 déclenché avec CT5. Le but de cette analyse est d'abaisser le seuil en énergie, tout en gardant la précision de reconstruction stéréoscopique.

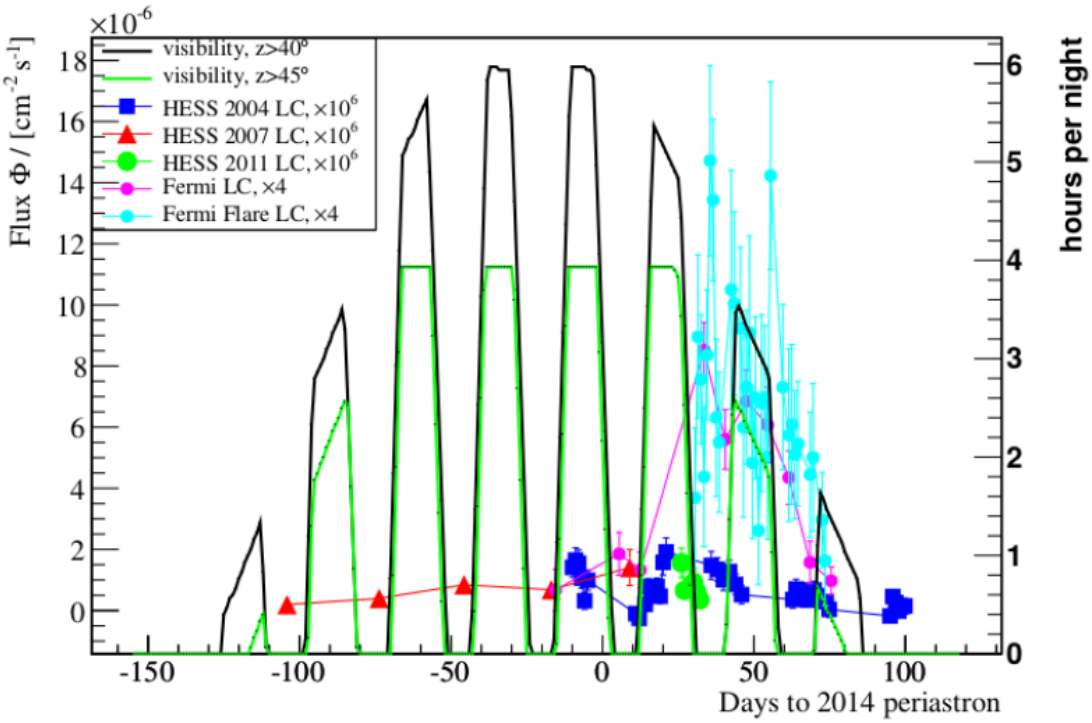
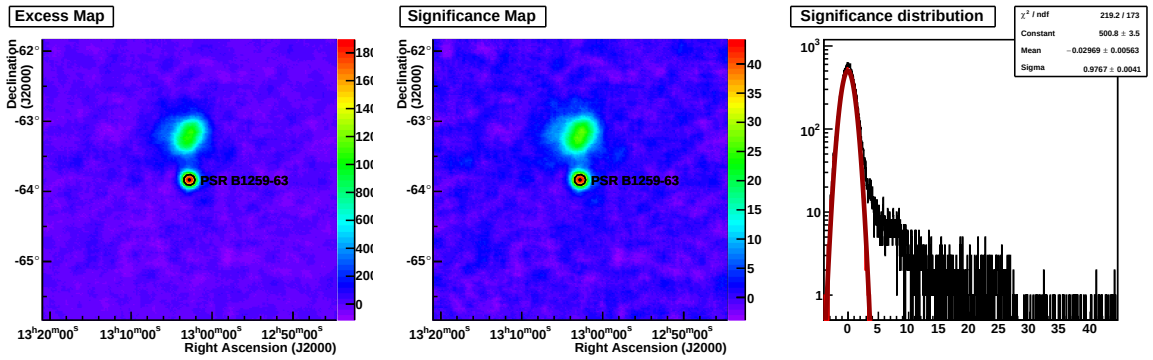


FIGURE 8.1 – Visibilité de PSR B1259–63 depuis le site de H.E.S.S. pendant la campagne d'observation de 2014 et comparaison des courbes de lumière des précédents passages et de l'éruption détecté par Fermi.

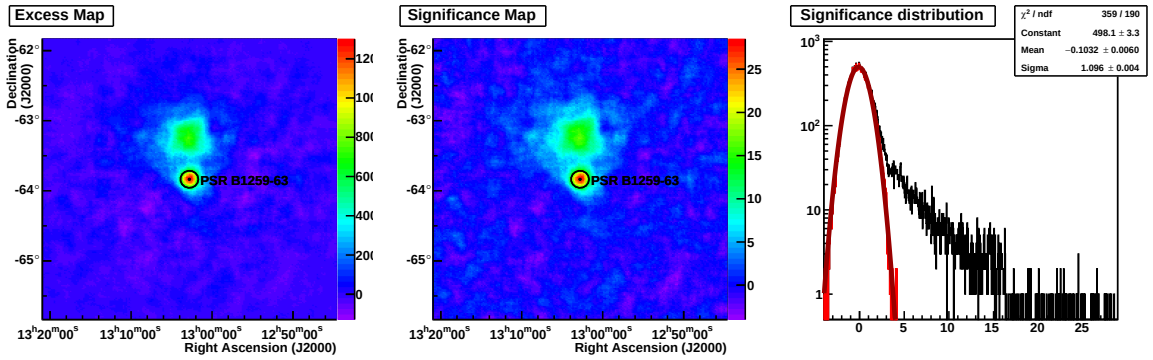
- analyse MONO : seules les données provenant de CT5 sont exploitées, la direction de la reconstruction est moins précise.

Les données ont été contre-vérifiées et des critères de sélections des observations ont été choisis de manière à ce que les chaînes d'analyse existantes dans H.E.S.S. soient les plus performantes possibles. La campagne de 2014 a été plutôt favorable à l'observation de PSR B1259–63, puisqu'au final avec les différentes sélections effectuées, nous obtenons 65.5 h de données pour l'analyse CT1-4 STEREO, 60.6 h pour CT1-5 et 61.8 h pour l'analyse MONO avec une reconstruction par la méthode semi-analytique. Cette source a été observée sur une durée de plus de 200 jours, permettant ainsi le recueil des données pendant les deux traversées du disque circumstellaire de l'étoile par le pulsar, le passage du périastre et surtout l'observation de l'éruption observée précédemment par le télescope Fermi-LAT [4].

Sur la figure 8.2, on obtient la carte en excès, la carte de significance et la distribution de la significance pour des analyses STEREO CT1-5 et CT5 MONO. PSR B1259–63 est clairement détecté, peut être considérée comme une source ponctuelle, et le positionnement est également compatible avec la position de ce système binaire. Au Nord de cette source, l'émission étendue HESS J1303–631 est détectée également à un niveau de significance de $\sim 21\sigma$. cette nébuleuse à vent de pulsar est nettement moins étendu que HESS J1825–137, la question de la contamination dans ce cas ne se pose pas, contrairement au cas de LS 5039.



(a)



(b)

FIGURE 8.2 – Carte d'excès, de significance et de distribution du fond avec les analyses STEREO CT1-5 (a) et MONO (b).

8.3 Analyses spectrales

8.3.1 Spectres HESS phase I des campagnes 2004 - 2007 et 2011

Les méthodes d'analyse ont sans cesse évolué dans le but d'améliorer des outils de reconstruction. Malgré les contre-vérifications, les résultats des données sont susceptibles également d'évoluer. L'avantage entre autre d'effectuer à nouveau une analyse est d'obtenir une calibration homogène et d'analyser de manière identique les données de 2004 comme celles obtenues pendant la dernière campagne de 2017. Les résultats réanalysés des campagnes précédentes restent compatibles avec les données publiées précédemment [6] [7] [5]. Le même type d'ajustement de fonction du spectre est conservé par rapport aux précédentes publications, à savoir un flux décrit par une loi de puissance (voir équation 2.14). Le tableau 8.1 reprend les paramètres du spectre associés aux différentes campagnes.

Les campagnes de 2004 et 2007 couvrent un plus large éventail d'observations, ainsi le spectre général obtenu est davantage moyenné, notamment si l'on compare avec la campagne de 2011, où la source n'a été observé que pendant 4.8 h. Pendant cette campagne, PSR B1259–63 a été détecté tout de même de façon significative avec un niveau $\sim 11\sigma$. Sur une période d'observation assez longue, l'indice spectral peut être pris avec une valeur moyenne $\Gamma \approx 2.7$.

Campagne	Flux différentiel à 1 TeV $\times 10^{-12}$ TeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}	Indice spectral Γ
2004	1.00 ± 0.05	2.60 ± 0.07
2007	0.91 ± 0.05	2.68 ± 0.08
2011	2.33 ± 0.22	3.08 ± 0.18

TABLEAU 8.1 – Résultats des spectres pour les différentes campagnes d'observations de PSR B1259–63 effectuées en 2004 2007 et 2011

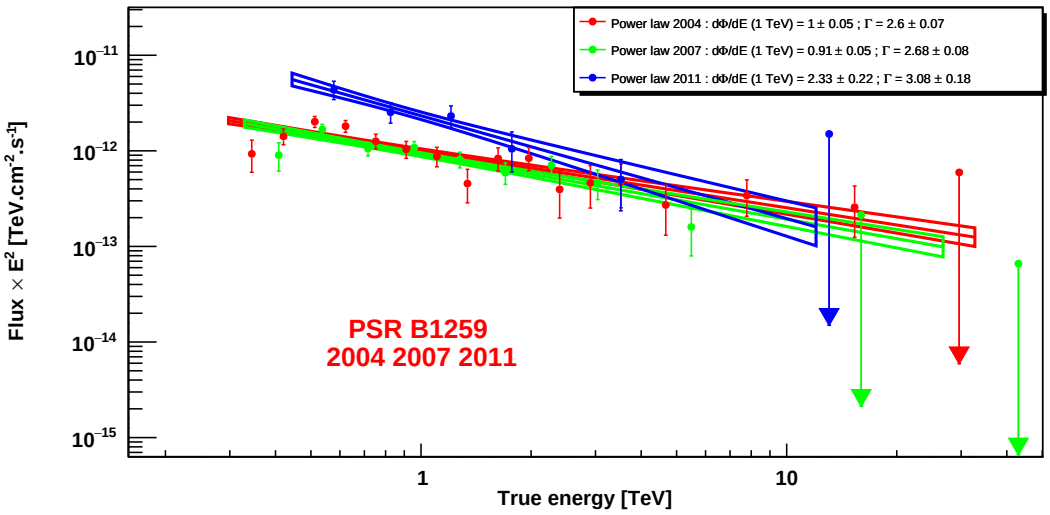


FIGURE 8.3 – Distributions spectrales en énergie des campagnes d'observation 2004 - 2007 et 2011 du système binaire PSR B1259–63

8.3.2 Spectres H.E.S.S. phase I et II de la campagne 2014

La campagne de 2014, nous permet de tirer avantage du cinquième télescope et essayer d'explorer un domaine plus bas en énergie avec l'analyse MONO CT5. En effet, nous pouvons constater sur la figure 8.4 que le premier point du spectre se trouve à une énergie ~ 200 GeV pour l'analyse MONO CT5 contre 400 GeV pour l'analyse CT1-4.

Type d'analyse	Flux différentiel à 1 TeV $\times 10^{-12}$ TeV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1}	Indice spectral Γ
STEREO HESS I CT1-4	1.73 ± 0.05	2.72 ± 0.05
STEREO HESS II CT1-5	1.59 ± 0.05	2.72 ± 0.08
MONO CT5	1.47 ± 0.07	2.84 ± 0.05

TABLEAU 8.2 – Résultats des spectres pour la campagne de 2014 de PSR B1259–63 selon le type d'analyse choisi.

Les points des spectres présentés sur la figure 8.4 et les résultats sur le tableau 8.2 sont compatibles quelque soit l'analyse choisie avec des indices spectraux compatibles entre eux et compatibles également avec les campagnes d'observations 2004 - 2007 précédentes ($\Gamma \approx 2.7$). En comparant les valeurs du flux obtenus en 2014 sont légèrement

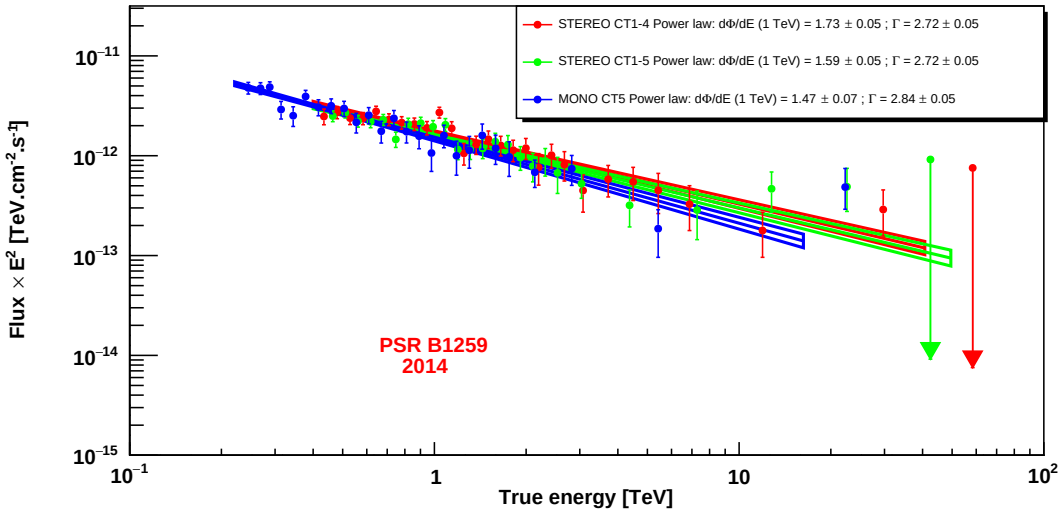


FIGURE 8.4 – Distribution spectrale en énergie de la campagne 2014 pour les analyses STEREO CT1-4 (en rouge), CT1-5 (en vert) et MONO CT5 (en bleu).

inférieures par rapport aux campagnes antérieures, cependant les spectres restent conciliables si on tient compte des erreurs systématiques (en général ~ 20% dans la plupart des analyses).

8.4 Analyse en phase

Nous disposons maintenant de suffisamment de données pour regrouper les observations selon la position de l'objet compact (analyse en phase comme pour LS 5039) donc réordonner les données recueillies lors des différentes campagnes en fonction de la position du pulsar. Le temps de référence est choisi au moment du passage du périastre. On suppose pour cela que les processus de production des photons γ sont reproductibles à chaque passage de l'étoile à neutrons. Contrairement à LS 5039, les données ne sont pas groupées en temps égaux mais selon certaines positions particulières de l'objet compact. Ce regroupement des valeurs est possible puisque les calibrations sont identiques quelque soit l'année des données sélectionnées. Le tableau 8.3 indique les intervalles choisis pour cette étude.

Intervalle	Jours
Ligne de base	[-110 -50] U [+71 +99]
Prépassage du disque I	[-49 -25]
Passage du disque I	[-24 -6]
Périastre	[-5 +14]
Passage du disque II	[+15 +25]
Éruption observée par Fermi–LAT	[+26 +70]

TABLEAU 8.3 – Répartition des données de PSR B1259–63 autour du passage du périastre

Le flux de photons γ étant étroitement lié à la position de l'objet compact, le comportement de la source sera différent si le pulsar se trouve avant le disque circumstellaire

ou après sa traversée, ou dans une position proche de la conjonction supérieure ou inférieure. En effet, juste après la deuxième traversée du disque le pulsar se trouve en conjonction inférieur ; sur cette position particulière le télescope Fermi–LAT a détecté une éruption dans le domaine des photons à haute énergie.

Pour chaque intervalle, les données sont analysées en ajustant avec une loi de puissance simple, les résultats sont présentés sur la figure 8.5 en indiquant l'indice spectral et le flux intégré au-dessus de 1 TeV. Les résultats montrent bien une variation du flux : celui-ci est minimal lorsque le pulsar est proche de l'étoile compagnon ou de la conjonction supérieure (d = -6 jours), nous rappelons que la géométrie de ce système binaire est présentée sur la figure 5.9. Les valeurs du périastre sont du même ordre de grandeur que celles obtenues lorsque le pulsar est plus éloigné de l'étoile compagnon (d = ± 50 jours). À l'inverse, nous observons bien un flux plus important lors de la première traversée du disque circumstellaire et encore plus important lors de la deuxième traversée et aussi lors de l'éruption observé par le satellite Fermi-LAT en 2011 et 2014. Le niveau le plus élevé du flux de photon au-dessus de 1 TeV observé par les télescopes H.E.S.S. correspond au moment de cette éruption.

Il est par contre plus difficile de conclure sur la variation de l'indice spectral, les variations ne sont pas aussi significatives que pour LS 5039. Le choix d'un indice moyen $\Gamma = 2.7$ paraît donc justifié.

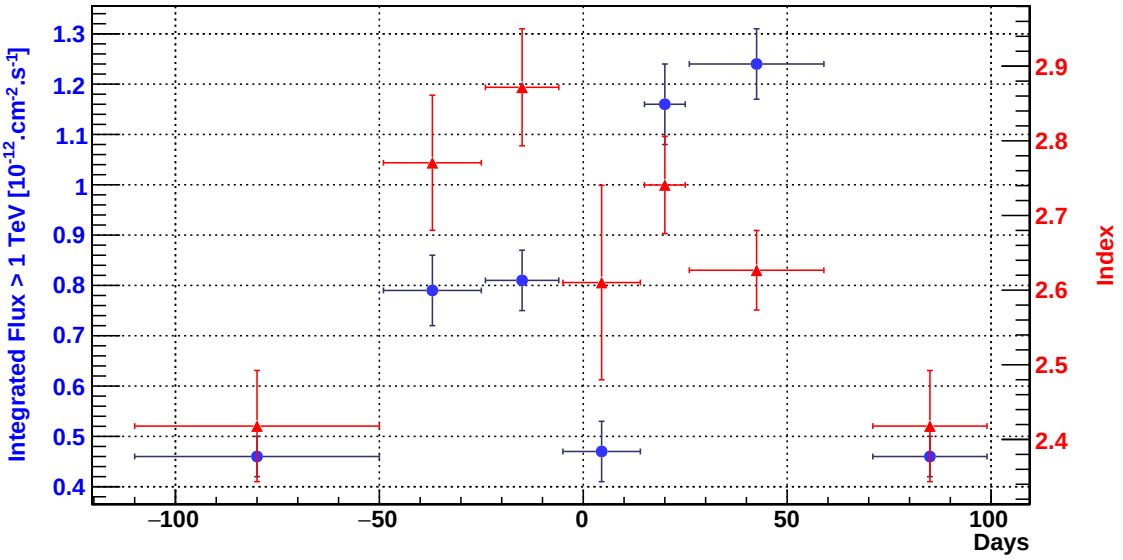


FIGURE 8.5 – Flux intégré au-dessus de 1 TeV (en bleu) et indice spectral (en rouge) cumulés sur des intervalles choisis de PSR B1259–63 pour une analyse H.E.S.S. phase I. L'origine du temps est choisie au moment du passage du périastre.

8.5 Courbe de lumière repliée sur la phase

8.5.1 Courbes de lumière pour des énergies au TeV

Nous pouvons reproduire sur un même graphe l'ensemble des données collectées en 2004, 2007, 2011 et 2014 en prenant comme point de référence le passage du périastre. Les données sont groupées par semaine et sont montrées sur la figure 8.6. Les intervalles choisis sont identiques et ont une largeur de 7 jours. La détermination des points de la courbe de lumière se fait à partir de l'indice spectral moyenné pour chaque campagne d'observation ($\Gamma = 3.08$ par exemple pour la campagne 2010/11). Même si ces intervalles choisis plus petits augmentent les barres d'incertitude, ceci permet de voir se dessiner une courbe de lumière à double bosse caractéristique des systèmes binaires comportant une étoile Be et un pulsar.

Enfin, cette courbe met en évidence aussi l'observabilité dans le ciel des observations réalisées du réseau des télescopes : par chance, à peu près tout le passage du périastre à $\pm$ 100 jours est couvert. Par exemple, les données de 2004 sont situées globalement après le passage du périastre, celles de 2007 essentiellement avant le passage du périastre. La dernière campagne de 2014 a l'avantage de couvrir plusieurs lacunes d'observation dans la courbe de lumière obtenue à partir de campagnes précédentes.

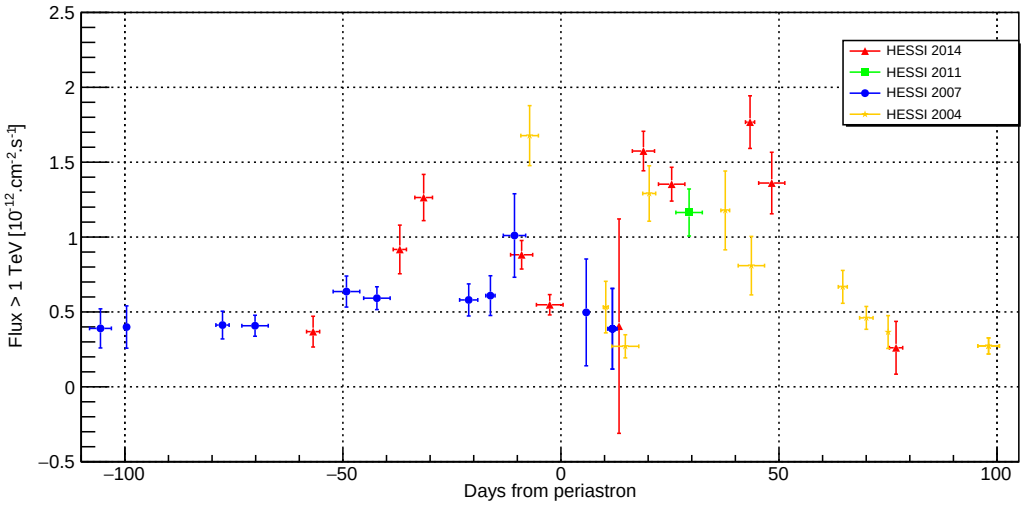


FIGURE 8.6 – Courbes de lumière repliées sur la phase avec un intervalle au niveau du temps d'une semaine pour les campagnes d'observations de 2004 (en jaune), 2007 (en bleu), 2011 (en vert) et 2014 (en rouge). Les points ont été extraits à partir d'une analyse de type HESS I. Les indices spectraux pour la détermination des valeurs points la courbe de lumière sont ceux de chaque campagne.

Pour la figure 8.7, l'intervalle de temps choisi est encore plus petit, il correspond à une nuit d'observation. Les campagnes menées de 2004 à 2014 sont groupées dans une seule analyse de type HESS I et l'indice spectral est fixé $\Gamma = 2.7$ pour le calcul de la courbe de lumière. La courbe à double bosse se dessine encore plus distinctement, on retrouve la description effectuée au chapitre 5 : une augmentation du flux avant

et après passage du disque circumstellaire (d = ± 15 jours) et un flux minimal au moment du passage (et légèrement après) périastre et/ou de la conjonction supérieure. Nous rappelons en effet que ces deux positions particulières n'ont que 6 jours d'intervalle.

Quant à l'éruption observée par le satellite Fermi–LAT environ 45 jours après le passage du périastre (voir figure 8.8), les données des télescopes H.E.S.S. montrent également une augmentation du flux pour la campagne 2014. Cependant aucune augmentation du flux significative n'était visible en 2004 alors que la campagne recouvrait à peu près le passage de l'éruption (ceci ne remet pas en cause la présence d'une éruption), le satellite Fermi–LAT n'était pas encore mis en service à ce moment. Seules des prises de données sur du long terme pourront lever cette ambiguïté, à savoir si l'éruption a lieu à chaque passage du pulsar.

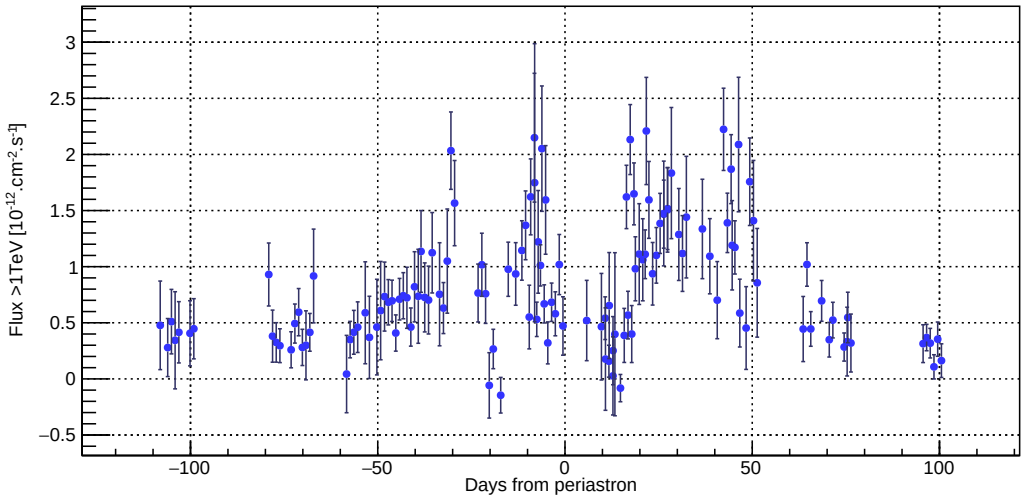


FIGURE 8.7 – Courbe de lumière repliée avec un intervalle d'une nuit en considérant un indice spectral de $\Gamma = 2.7$ pour les campagnes d'observations de 2004 - 2007 - 2011 et 2014 superposées. l'analyse est de type HESS I. Les intervalles plus petits permettent d'observer cette fois une diminution du flux entre le second passage du disque et l'éruption observée au GeV.

8.5.2 Courbe de lumière pour des énergies au GeV

Le satellite Fermi-LAT a pu observer cette source pendant trois passages du pulsar au périastre (2010 - 2014 et 2017). Les résultats de ces analyses sont présentés sur la figure 8.8, l'intervalle de temps choisi est de 7 jours de façon à être en accord avec les analyses menées avec les télescopes H.E.S.S.. Pendant ces observations :

- le phénomène d'éruption est confirmé lors des 3 observations effectuées et s'effectue toujours après la seconde traversée du disque circumstellaire de l'étoile Be, lorsque l'objet compact est proche de la conjonction inférieure ;
- les éruptions montrent une évolution différentes, le pic maximum n'étant pas atteint aux mêmes instants entre les trois courbes et les niveaux atteints ne sont pas identiques ;

- comme pour les observations effectuées par le réseau de télescopes H.E.S.S. la source n'est pas détectée en dehors des passages du périastre.

Les différences observées (en intensité et temporellement) entre ces éruptions peuvent s'expliquer par des inhomogénéités de densité et de forme du disque circumstellaire de l'étoile Be. Ces variations expliquent qu'il est plus difficile pour ces sources d'obtenir une modélisation. Lors de ces éruptions, l'indice spectral obtenu est similaire avec celui mesuré par les télescopes H.E.S.S. ($\Gamma \sim 3.1$) [2].

Bien que trois éruptions aient été maintenant observées, l'origine de ces événements n'est toujours pas éclaircie. Khangulyan et al. (2012) [8] proposent une interaction entre les photons infrarouge du disque circumstellaire avec des électrons du vent du pulsar, cette interaction augmente après que le pulsar ait traversé une deuxième fois le disque circumstellaire. Kong et al. (2012) [10] expliquent l'éruption observée au GeV par un effet Doppler boostant l'émission synchrotron dans la queue du choc, permettant d'obtenir une efficacité de conversion en photons γ grâce à la puissance de rotation du pulsar. Dubus et Cerutti (2013) [3] ont adopté une émission de rayons X à partir de la nébuleuse du vent pulsar, ce qui produirait des émissions de rayons γ corrélés avec les rayons X.

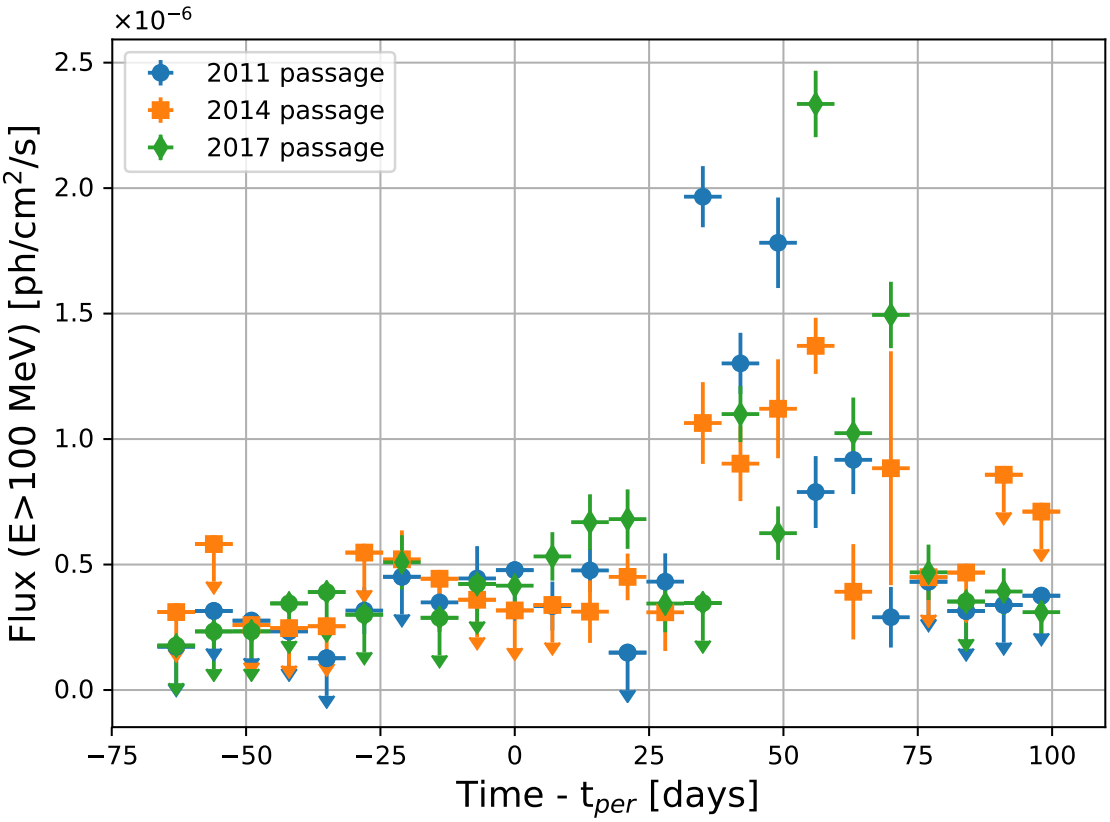


FIGURE 8.8 – Courbes de lumière pour E > 100 MeV mesurées par le satellite Fermi–LAT pendant au cours du passage du périastre en 2010/11 (bleu), 2014 (orange) et 2017 (en vert). L'intervalle choisi sur les courbes de lumière est de 7 jours et l'origine des temps est choisie au moment du passage du périastre. Le profil est clairement différent par rapport aux courbes de lumière obtenues dans le domaine du TeV (voir figures 8.7 et 8.7). Les éruptions présentent des niveaux élevés par rapport à la ligne de base, les niveaux atteints et le moment du maximum diffèrent d'un passage à l'autre.

8.6 Observations pendant la campagne 2017

La campagne 2017 menée par H.E.S.S. ne recueillait pas des conditions optimales pour l'observation de PSR B1259–63 : l'angle zénithal moyen est de 55.6° et avec 5.7 h. Les caméras CT1–4 ayant été mises à jour en 2015–16, toutes les chaines d'analyse ne sont pas encore opérationnelles avec ces nouvelles calibrations. C'est pourquoi nous ne présentons ici les résultats qu'avec une analyse MONO, car elles peuvent être contre-vérifiées. En effet, avant toute publication par la communauté scientifique du réseau de télescopes H.E.S.S., les données sont contre-vérifiées par deux analyses totalement indépendantes.

La source est détectée de façon peu significative : seulement 27 γ et un niveau de 2.9 σ (voir figure 8.9). Malgré cela, nous avons pu extraire quelques points de la courbe de lumière en imposant un indice spectral de 2.7, cette courbe est présentée sur la figure 8.10. Les observations ont été faites au moment où le pulsar se trouvait relativement loin de l'étoile : d ~ - 35 j avant le passage du périastre. On s'attend donc peu de variations du flux dans cet intervalle.

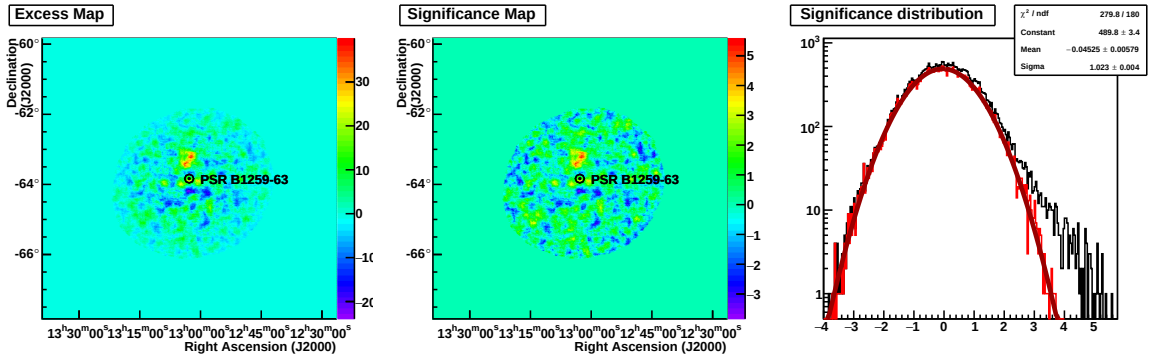


FIGURE 8.9 – Carte d'excès, de significance et de distribution du fond de la campagne 2017. Malgré un temps d'observation relativement, la distribution du fond est correct 1.02σ.

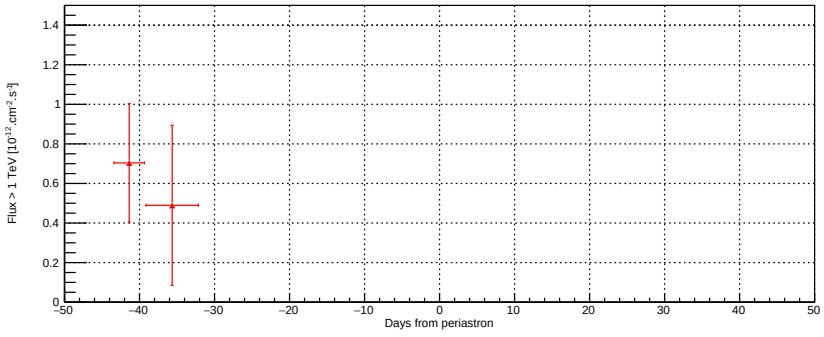


FIGURE 8.10 – Courbe de lumière pour une analyse Mono de PSR B1259–63 de la campagne de 2017. L'intervalle de temps correspond à un intervalle d'une semaine. Les observations pour cette campagne de 2017 ont été prises avant la première traversée du disque circumstellaire par le pulsar.

8.7 Émission anisotrope inverse–Compton et créations de paires

La forme en double pic de la courbe de lumière TeV suggère un scénario hadronique pour la génération de l'émission de TeV. En effet, si le vent du pulsar est principalement chargé en protons, on peut s'attendre à deux pics nets lorsque les protons interagissent avec l'environnement du disque dense [11]. Le scénario hadronique pourrait également expliquer les courbes de lumière dans le domaine des ondes radios et en rayons X.

Cependant, les observations montrent que le flux aux énergies du TeV de PSR B1259–63 commence à augmenter de 50 jours avant le passage du périastre, et avant que le pulsar traverse le disque circumstellaire comme le suggère la disparition du signal radio, ce qui rend le scénario hadronique plutôt improbable. Aucune de ces prédictions ne peut expliquer la courbe de lumière TeV observée, bien que l'on n'ait pas exploité la variation du spectre énergétique en électron comme le suggère Kirk [9].

Si on envisage un scénario leptonique, on peut réemployer les outils établis dans les chapitres précédents, c'est-à-dire une diffusion inverse Compton anisotrope dans le régime de Klein–Nishina que l'on applique au système PSR B1259–63. De plus les caractéristiques du système binaire comme la nature de l'objet compact ou la température de surface de l'étoile Be est connu. L'autre fait que nous pouvons apporter est que la conjonction inférieure a lieu 59 jours après le passage du périastre, soit juste un peu après l'éruption détectée par le satellite Fermi–LAT.

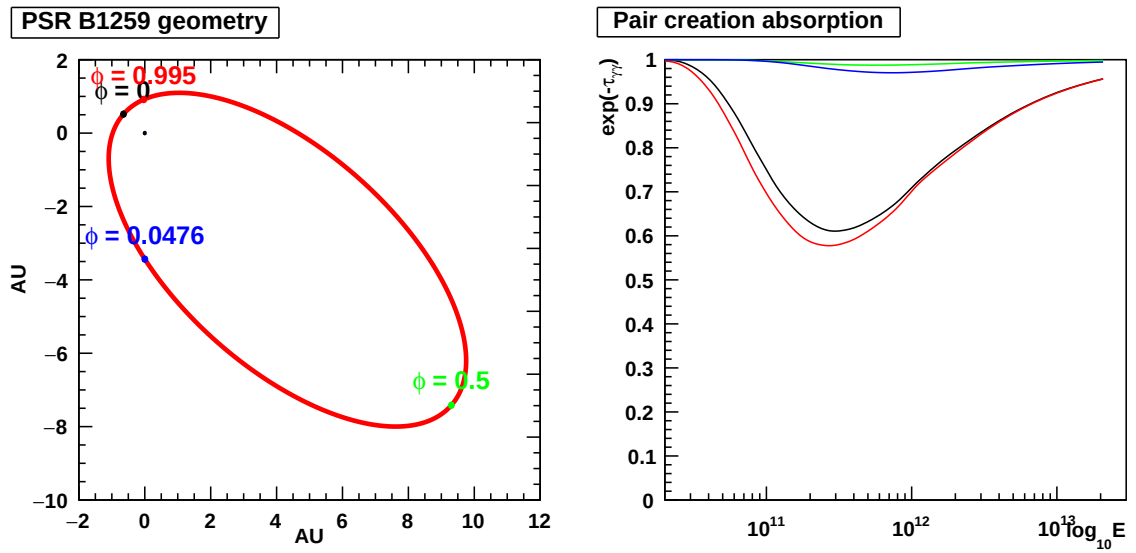


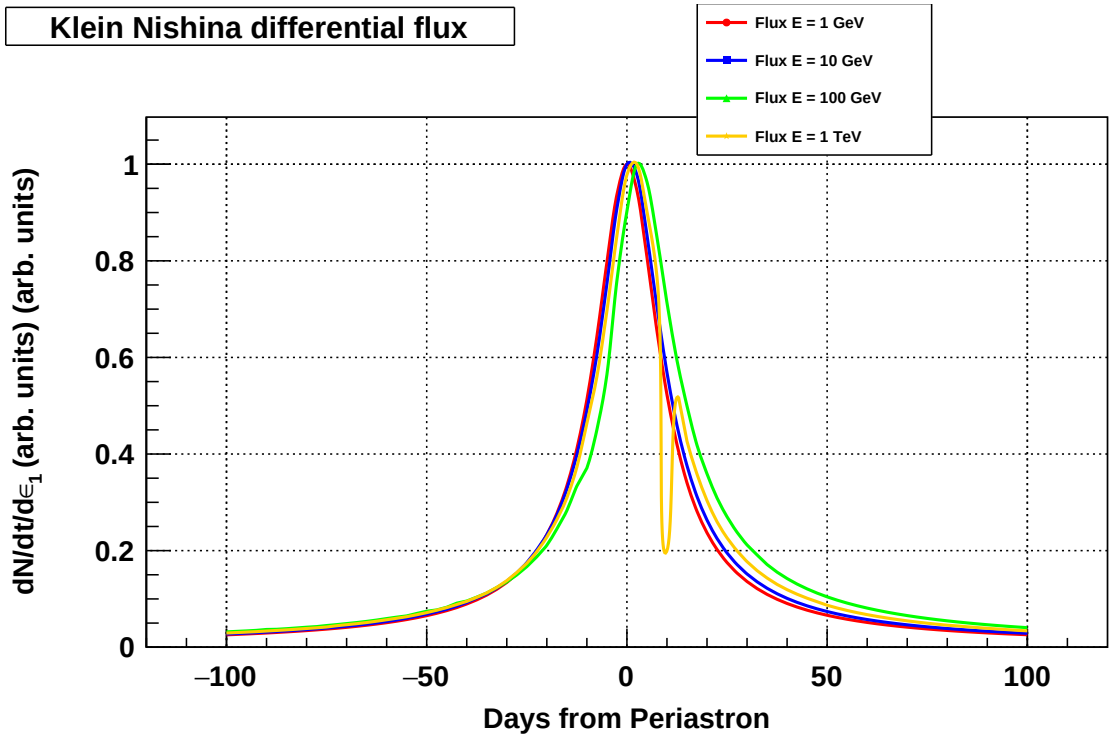
FIGURE 8.11 – Géométrie et absorption en fonction de l'énergie pour différentes phases pour le système binaire PSR B1259–63. Le phénomène d'absorption est non négligeable lorsque l'objet compact se trouve au niveau de la conjonction supérieure pour une énergie se situant sur un intervalle 100 GeV - 1 TeV. Cette courbe d'absorption correspond à une interaction entre les photons de l'étoile Be et les photons γ produits.

La courbe de lumière en double pic autour du périastre pourrait être la signature de

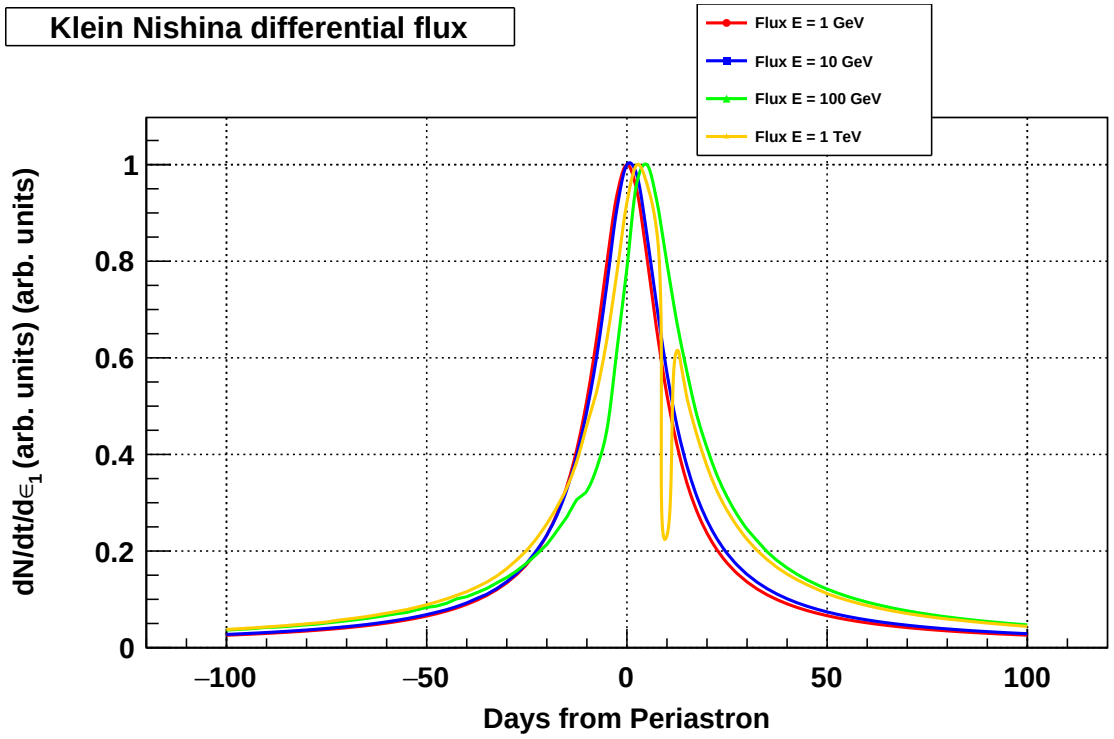
l'absorption des photons γ, cette hypothèse a été indiquée dans l'article suivant [13]. En effet le pulsar passe à la conjonction supérieure un peu avant le passage du périastre, l'absorption par création de paires est forte à cet endroit. En effet toujours d'après la figure 5.9, l'écart en temps entre ces deux positions remarquables est seulement de 6.5 jours. Bien que l'on considère pour l'instant que la contribution de l'étoile Be (et non celle du disque circumstellaire), la figure 8.11 confirme cette prédiction à savoir une absorption plus forte autour du passage du périastre et de la conjonction supérieure et pouvant expliquer la courbe de lumière à double bosse. L'inclinaison de l'orbite de PSR B1259–63 se trouve sur une fourchette assez étroite : 19° – 31°, une inclinaison de 25° a été choisie pour cette étude.

Les résultats de ces simulations du flux de photons γ en considérant que l'interaction de l'étoile Be avec le pulsar sont présentés sur la figure 8.12 en considérant ou non les créations de paires. Nous ne retrouvons pas l'allure des courbes de lumière observée par les différentes expériences. Dans ce modèle, le flux n'atteint pas un maximum près du périastre, comme on pourrait s'y attendre. En effet au passage du périastre, la densité de photons est plus importante à ce moment.

Cette simulation nous montre que l'essentiel du flux de photons γ s'ils provenaient que de l'étoile se situerait au niveau du passage de la position du périastre : l'angle solide formé par l'étoile d'un point de vue de l'orbite est suffisamment significatif pour envisager une production de photons γ suffisante pour être détectés. Cependant, ce modèle n'est pas en adéquation avec les mesures effectuées, l'essentiel du flux se situe avant et après la traversée du disque circumstellaire. Il faut donc considérer une contribution non négligeable du disque circumstellaire, en effet malgré une température plus basse, sa très grande surface augmente la probabilité d'interaction et donc la production de photons γ.



(a)



(b)

FIGURE 8.12 – Flux différentiel simulé par une émission inverse Compton Klein–Nishina (a) et en tenant compte de l'absorption (b).

8.8 Influence du disque circumstellaire

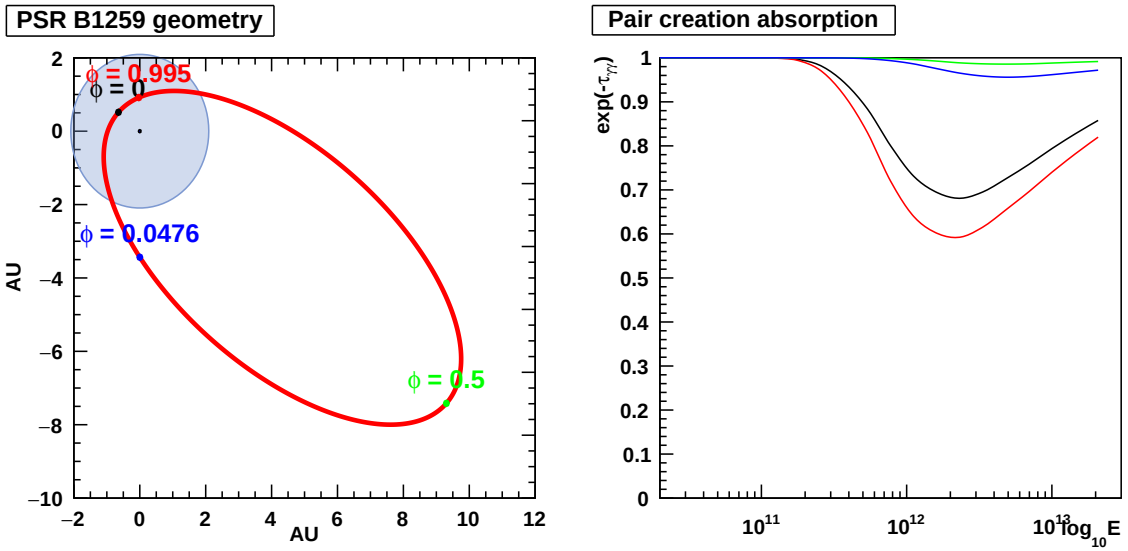
Les mesures effectuées [15] montrent que l'étoile Be est toujours entourée d'un disque circumstellaire substantiel. L'influence du disque circumstellaire sur l'émission non thermique a également été étudiée dans des simulations hydrodynamiques de particules réalisées par Takata et al. [14]. Ces simulations ont été en mesure de reproduire grossièrement la courbe de lumière aux rayons X en utilisant un disque plus dense que les valeurs habituelles. Ces auteurs ont pris une densité au niveau de la base de disque $\rho \sim 10^{-9}$ g.cm^{-3}. Ici, les pics avant et après le passage du périastre dans le domaine des rayons X et du TeV ont été interprétés comme la puissance de rotation du pulsar étant convertie plus efficacement en accélération de particules lorsque le pulsar passe à travers le disque. Cependant, le modèle n'a pas reproduit les courbes de lumière au GeV et au TeV (en supposant une émission inverse Compton) et a prédit un pic dans le flux autour du périastre (comme pour notre précédente simulation), ce qui est en contradiction avec les observations.

La taille du disque circumstellaire de l'étoile Be peut être déterminée de façon approximative par l'éclipse de pulsar observée autour du périastre. Les observations du système au cours du passage du périastre montrent que le signal radio pulsé est éclipsé pendant environ 40 jours (20 jours avant et 20 jours après son passage). Ceci est interprété comme le passage du pulsar derrière le disque circumstellaire de l'étoile Be. En modélisant l'orbite, on obtient un rayon de 42.6 R_{star} en prenant une masse M_{star} = 24 $M_{\odot}$ et un rayon R_{star} = 9.0 $R_{\odot}$ pour t = -20 j. Ainsi prendre un disque de rayon 50 R_{star} paraît tout à fait logique [15]. La taille du disque est considérée dans notre simulation comme constante. Nous prendrons également une inclinaison du disque par rapport à l'orbite de 80 °. Ce choix extrême est justifié par le fait que le signal radio du pulsar est éclipsé pendant 40 jours lorsque celui-ci se trouve derrière le disque circumstellaire.

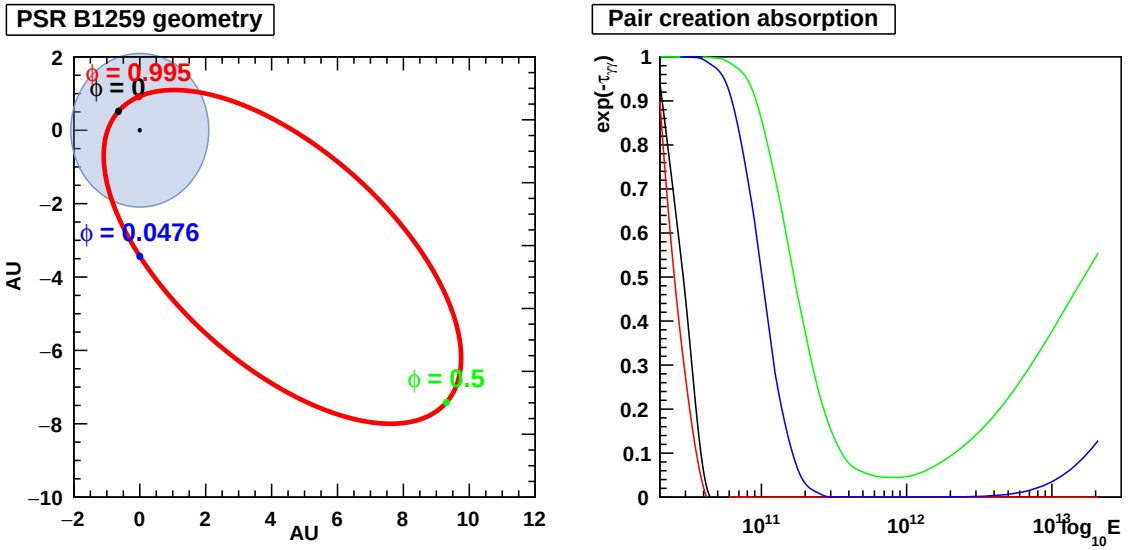
Dans la modélisation présentée par Takata et al. [14], le disque est supposé avoir une température de T_{disk} = 0.6 T_{star} et son épaisseur varier le rayon de l'étoile. Nous reprendrons ce modèle de disque relativement simple lors de cette étude, c'est-à-dire un objet homogène se comportant comme un corps noir. La détermination de l'angle solide du disque vu depuis le pulsar est modifiée par rapport à celle d'une sphère : l'angle solide doit être nul lorsqu'il est vu sur la tranche. A part cette modification, nous prenons les simulations effectuées dans le chapitre 6, mais en prenant en compte la production de photons γ lors de l'interaction avec l'étoile Be ou du disque circumstellaire, et la création de paires avec le disque ou avec l'étoile.

Les courbes présentées sur la courbe 8.13 montre l'effet de la température sur la détermination de l'absorption de photon γ par le disque circumstellaire. Pour une température 3150 K (10 % de la température de l'étoile), l'absorption se manifeste que pour les photons dont l'énergie excède 100 GeV, cet effet n'est pas observable à plus basse énergie. Au contraire l'absorption devient très importante pour une température de 18900 K comme dans le modèle prédit par Takata et al. [14], et ceci sur un large domaine énergétique. Les autres figures C.18 et C.19 présentées en annexes montrent que l'angle formé par le disque avec l'orbite a un effet nettement moins important.

Les résultats complets de cette simulation sont présentés sur la figure 8.14. Pour les

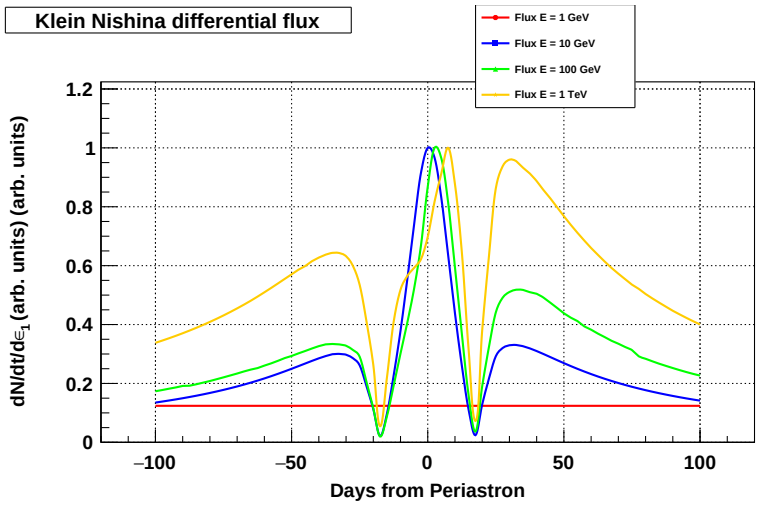


(a)

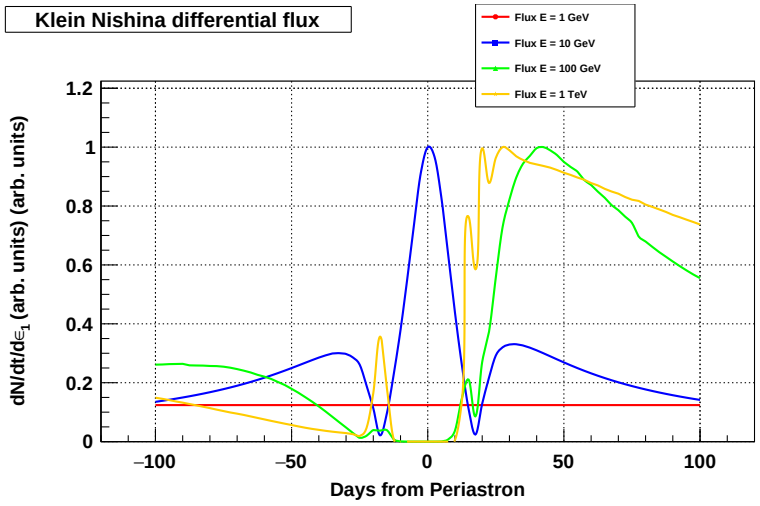


(b)

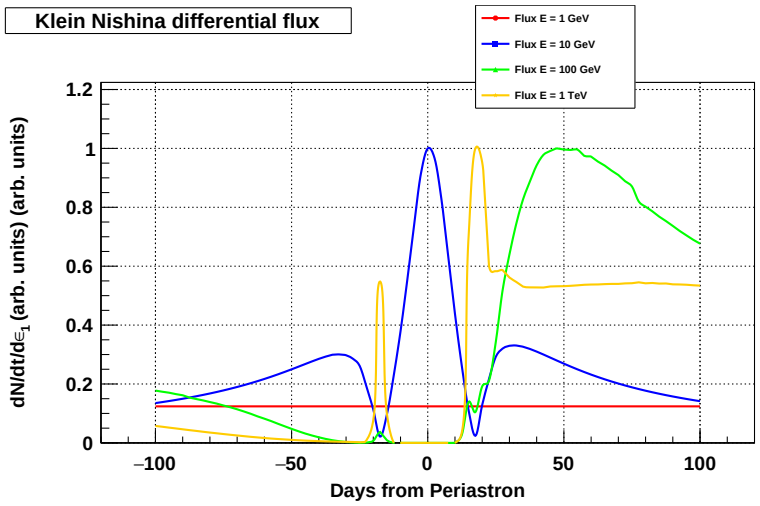
FIGURE 8.13 – Géométrie et absorption du disque circumstellaire en fonction de l'énergie pour différentes phases de l'objet compact, à une température 3150 K (a) et 18900 K (b). L'angle que forme le disque avec l'orbite est de 80°. La taille du disque est à la même échelle que l'étoile Be.



(a)



(b)



(c)

FIGURE 8.14 – Flux différentiel simulé par une émission inverse anisotrope Compton Klein–Nishina en tenant compte du disque circumstellaire de l'étoile compagnon et des effets de créations de paires pour différentes températures du disque circumstellaire : 6300 K (a) 18500 K et (b) 22500 K (c).

évènements de haute énergie (1 GeV et 10 GeV) nous ne retrouvons pas les allures des courbes de lumière à ces énergies. Au contraire, malgré un modèle relativement simple du disque, la courbe à 1 TeV reproduit une structure à double bosse si la température de surface du disque est suffisante. Elle doit être au moins de 0.50 T_{star} pour avoir une absorption suffisante au moment du passage du périastre / conjonction supérieure. Comme observé dans les données de H.E.S.S., le flux est plus important après la deuxième traversée du disque circumstellaire, et atteint un flux maximal lorsque le pulsar est en conjonction inférieure. L'émission à 100 GeV présente un flux très faible jusqu'à la traversée du deuxième disque, si la température du disque est suffisante, puis le flux augmente fortement et atteint un maximum 50 jours après le passage du périastre, soit à peu près au moment de l'éruption mesurée par le satellite Fermi–LAT mais pas nécessairement sur tout le domaine énergétique. Les écarts temporels du maximum de l'émission de l'éruption mesuré par le satellite Fermi-LAT s'expliqueraient ainsi par des variations de température du disque, le maximum est décalé si la température augmente. Ce modèle semble donc suivre à peu près l'allure des courbes de lumière observées à 1 TeV et 100 GeV. Cependant, le satellite Fermi–LAT couvre un large domaine énergétique (0.1 MeV – 300 GeV), le mécanisme proposé n'explique pas l'émission des photons γ à haute énergie.

8.9 Conclusion

Les campagnes d'observation régulière des télescopes H.E.S.S. ont permis de recueillir de nombreuses données et couvrent ainsi une partie de l'orbite lorsque le pulsar est proche du périastre (Δ t = $\pm$ 100 jours). La campagne de 2014 a été un vrai succès puisque l'observation de cette source sur une large échelle de temps permet un croisement des données avec le télescope Fermi–LAT notamment pendant l'éruption. Les techniques d'analyse s'approchent maintenant de celles de LS 5039, à savoir une analyse en phase, mettant en évidence la structure à double bosse dans le domaine des très hautes énergies. La modulation de l'indice spectral n'a pas pu être mise en évidence, on peut considérer celui-ci comme étant constant. L'échantillonnage des données pour Fermi et pour H.E.S.S. a été harmonisé permettant ainsi une meilleure comparaison des flux de photons γ.

Les modélisations effectuées pour LS 5039 ont pu être réinvesties pour ce système plus complexe. Le scénario envisagé est toujours une diffusion inverse Compton mais en tenant compte de la contribution du disque circumstellaire. Ce dernier semble avoir un effet majeur sur la production et la création de paires des photons γ.

Perspectives
L'analyse pour PSR B1259 est maintenant terminée, une publication devrait avoir lieu très prochainement. Les résultats obtenus pour la modélisation sont encore en discussion.

8.10 Bibliographie

[1] BORDAS, P., G. DUBUS, P. EGER et FOR THE H. E. S. S. COLLABORATION. 2016, «Observations of Binary Systems with the H.E.S.S. Telescopes», dans *Proceeding of GAMMA 2016*, Proceeding of GAMMA 2016. 190

[2] CALIANDRO, G. A., C. C. CHEUNG, J. LI et AL. 2015, «Gamma-Ray Flare Activity from PSR B1259-63 during 2014 Periastron Passage and Comparison to Its 2010 Passage», *ApJ*, vol. 811, 68. 198

[3] DUBUS, G. et B. CERUTTI. 2013, «What caused the GeV flare of PSR B1259-63 ?», *A&A*, vol. 557. 198

[4] FERMI COLLABORATION, A. A. ABDO, M. ACKERMANN, M. AJELLO et AL. 2011, «Discovery of High-energy Gamma-ray Emission from the Binary System PSR B1259-63/LS 2883 around Periastron with Fermi», *ApJL*, vol. 736, L11. 191

[5] H.E.S.S. COLLABORATION, A. ABRAMOWSKI, F. ACERO et AL. 2013, «H.E.S.S. observations of the binary system PSR B1259-63/LS 2883 around the 2010/2011 periastron passage», *A&A*, vol. 551, A94. 192

[6] H.E.S.S. COLLABORATION, F. AHARONIAN, A. G. AKHPERJANIAN et AL. 2005, «Discovery of the binary pulsar PSR B1259-63 in very-high-energy gamma rays around periastron with HESS», *A&A*, vol. 442, p. 1–10. 192

[7] H.E.S.S. COLLABORATION, F. AHARONIAN, A. G. AKHPERJANIAN et AL. 2009, «Very high energy γ-ray observations of the binary PSR B1259-63/SS2883 around the 2007 Periastron», *A&A*, vol. 507, p. 389–396. 192

[8] KHANGULYAN, D., F. A. AHARONIAN, S. V. BOGOVALOV et M. RIBÓ. 2012, «Post-periastron Gamma-Ray Flare from PSR B1259-63/LS 2883 as a Result of Comptonization of the Cold Pulsar Wind», *ApJL*, vol. 752, L17. 198

[9] KIRK, J. G., L. BALL et O. SKJÆRAASEN. 1999, «Inverse Compton emission of TeV gamma rays from PSR B1259-63», *APh*, vol. 10, p. 31–45. 200

[10] KONG, S. W., K. S. CHENG et Y. F. HUANG. 2012, «Modeling the Multiwavelength Light Curves of PSR B1259-63/LS 2883. II. The Effects of Anisotropic Pulsar Wind and Doppler Boosting», *ApJ*, vol. 753, 127. 198

[11] NERONOV, A. et M. CHERNYAKOVA. 2007, «Radio-to-TeV γ-ray emission from PSR B1259 63», *Ap&SS*, vol. 309, p. 253–259. 200

[12] ROMOLI, C., P. BORDAS, M. C. et AL. 2015, «H.E.S.S. observations of PSR B1259-63 during its 2014 periastron passage», dans *Proceeding of ICRC 2015*, Proceeding of ICRC 2015. 190

[13] SUSHCH, I. et B. VAN SOELEN. 2017, «Gamma-Gamma Absorption in the γ-ray Binary System PSR B1259-63/LS 2883», *ApJ*, vol. 837, 175. 201

[14] TAKATA, J., A. T. OKAZAKI, S. NAGATAKI et AL. 2012, «Modeling High-energy Light curves of the PSR B1259-63/LS 2883 Binary Based on 3D SPH Simulations», *ApJ*, vol. 750, p. 70. 203

[15] VAN SOELEN, B. et P. J. MEINTJES. 2012, «Anisotropic inverse Compton scattering from the circumstellar disc in PSR B1259-63», dans *American Institute of Physics Conference Series, American Institute of Physics Conference Series*, vol. 1505, p. 394–397. 203

Chapitre 9

Conclusion

Le réseau de télescopes H.E.S.S. grâce à sa localisation en Namibie, a permis la découverte de nombreuses sources astronomiques γ et une meilleure compréhension des processus d'accélération des particules. Cette position géographique est en effet idéale pour observer le centre de notre Galaxie et notamment les systèmes binaires. Cinq des systèmes binaires parmi les sept connus sont en effet observables par les télescopes H.E.S.S.. L'introduction du cinquième télescope, depuis 2012, avec sa très large surface de miroirs, permet de faire la connexion avec le domaine énergétique du GeV. Ce réseau constitue également le premier système hybride et permet ainsi la transition avec le futur système hybride de télescopes en astronomie γ dans le domaine du TeV, c'est-à-dire CTA.

Pour les systèmes binaires, l'étoile compagnon semble avoir un rôle important, ceux avec des étoiles de type O ont une émission régulière avec un flux maximum maximal lorsque l'objet compact se trouve en conjonction inférieure. Les systèmes binaires avec une étoile de type Be sont caractérisés par une courbe de lumière dans le domaine du TeV à double bosse. Dans ce cas, le disque circumstellaire semble avoir un rôle non négligeable. LSI+61°303 constitue une exception, puisque son émission reste très irrégulière, la source n'a pas été détectée de façon significative pendant quelques années alors que la période de révolution de l'objet compact est de l'ordre du mois.

La compréhension de l'instrument est primordiale, la détermination d'un coefficient traduisant la transparence de l'atmosphère. Cette valeur a été déterminée grâce au taux de déclenchement de la caméra corrigé par l'efficacité optique, l'angle zénithal et le gain. La dégradation des couches d'air en Namibie a lieu pendant le printemps austral, moment où les champs sont brûlés, provoquant des aérosols dans les couches de l'atmosphère et induisant également une baisse de la détection de photons γ. Ce critère de qualité doit être pris compte lors de la sélection des données. Ces valeurs sous-estimées du flux peuvent être corrigées, une méthode de correction a été présentée dans ce manuscrit.

Un autre point abordé a été la distorsion des images des gerbes obtenues sur la caméra à cause de la présence du champ magnétique terrestre. Malgré une modification de la taille des pixels pour affiner notre étude, seule une variation angulaire a été mise en évidence, mais pas de variation de longueur ou de largeur de l'ellipse. Comme attendu cette distorsion semble maximale lorsque la gerbe provient du Sud avec un angle zénithal de 60°, mais elle dépend aussi de l'angle d'impact φ dans la caméra. Un

premier modèle de cette distorsion a pu être établi permettant une correction de l'angle d'impact sur la caméra. Cette correction sera plus facile à mettre en place sur un logiciel d'analyse utilisant les paramètres de Hillas plutôt que sur un modèle semi-analytique.

L'observation régulière du système binaire LS 5039 depuis 2004 a permis la détermination de la période de l'orbite de l'objet compact pour LS 5039 avec une précision égale avec celle obtenue dans le domaine de l'optique par des mesures de vitesse radiale. Une évolution temporelle de la période est également envisagée, dont l'une des interprétations est un transfert de masse assez important de l'étoile vers l'objet compact. Ce grand nombre de données disponibles a permis aussi au niveau spectral la connexion avec les données recueillies par le télescope Fermi-LAT. Pour expliquer la production des photons à très haute énergie et la variabilité de cette source, un modèle utilisant une diffusion inverse Compton anisotrope en régime de Klein-Nishina a été développée. Avec l'ajout du phénomène d'absorption des photons γ à notre modèle, nous pouvons expliquer la modulation du flux mais pas la variation de l'indice spectral. Ce modèle d'absorption a été confronté avec les données réelles en introduisant un nouveau modèle spectral (voir équation 7.11) ne permettant pas de valider ou d'invalider ce modèle. Le coefficient de transparence de l'atmosphère a également été testé sur ce système binaire, certaines données avec une atmosphère dégradée peuvent être corrigées.

Les différentes campagnes effectuées pour observer PSR B1259–63 donnent maintenant la possibilité d'effectuer une analyse en phase de cette source. Cette étude a permis de mettre en évidence la structure à double bosse dans le domaine du TeV, caractéristique des systèmes binaires avec une étoile compagnon de type Be. Cependant, contrairement à LS 5039, une variabilité significative de l'indice spectral n'a pu être démontrée. Les données recueillies dans le domaine du GeV par le satellite Fermi-LAT démontre l'existence d'une éruption lorsque l'objet compact se trouve autour de la conjonction inférieure. Cependant, le maximum du flux n'est pas atteint au même instant après le passage du périastre. La campagne de 2014 effectuée par le réseau de télescopes H.E.S.S. permet de recouvrir en partie cette éruption et les données collectées par le cinquième télescope ont pu pour la première fois être exploitées. Le modèle de diffusion inverse Compton anisotrope en régime de Klein-Nishina a pu être réinvesti pour ce système binaire. L'introduction de la contribution du disque circumstellaire de l'étoile et de l'absorption des photons complexifient le modèle mais répond partiellement à notre problématique puisque l'on arrive à reproduire la structure à double bosse dans le domaine du TeV, et la variation de température du disque circumstellaire pourrait expliquer les variations temporelles du maximum de l'éruption dans le domaine du GeV. Cependant, ce modèle reste incomplet puisqu'il n'explique pas les variations du flux autour de 10 GeV.

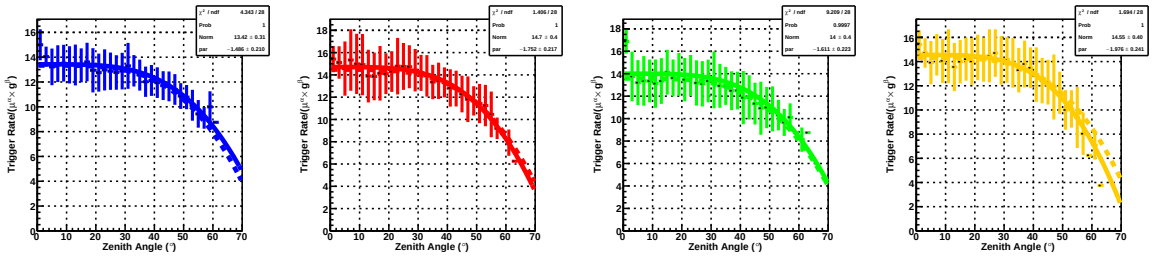
Perspectives

L'accumulation d'un grand nombre de données sur une échelle de temps assez large permet de réduire les incertitudes. La poursuite des observations avec H.E.S.S. phase II, permet maintenant d'effectuer la connexion entre le domaine du GeV et du TeV. La mise en service de CTA dans quelques années permettra de mieux comprendre les mécanismes d'accélération et l'évolution de la période de LS 5039.

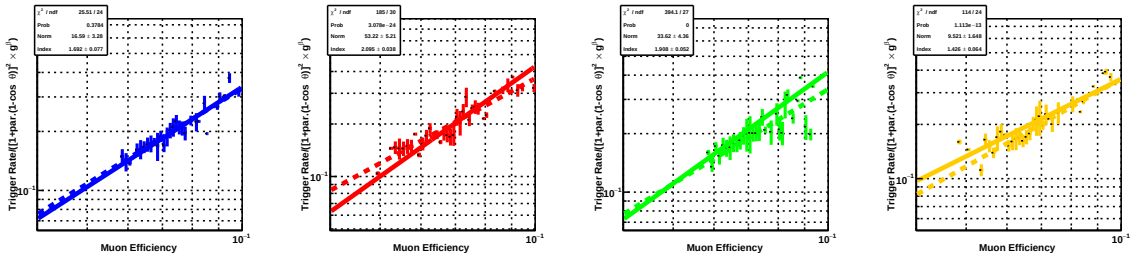
Annexe A

Coefficient de transparence

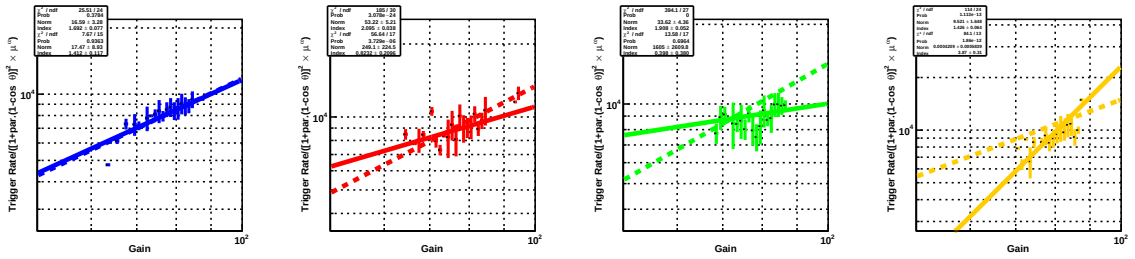
A.1 Correction du taux de trigger pour différentes configuration de H.E.S.S.



(a) Variation du taux de trigger en fonction l'angle zénithal θ

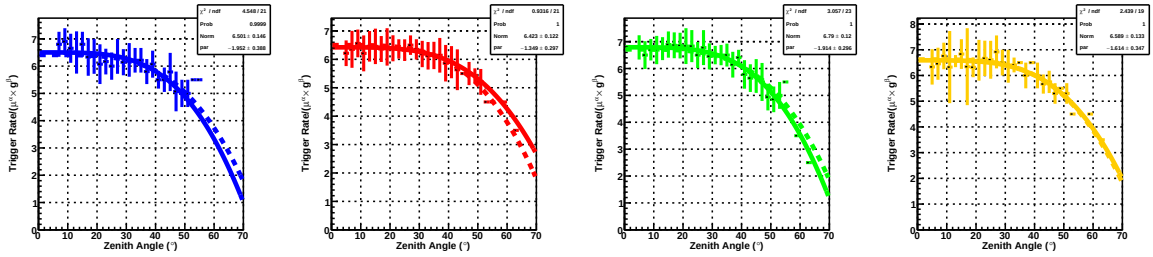


(b) Variation du taux de trigger en fonction l'efficacité optique μ

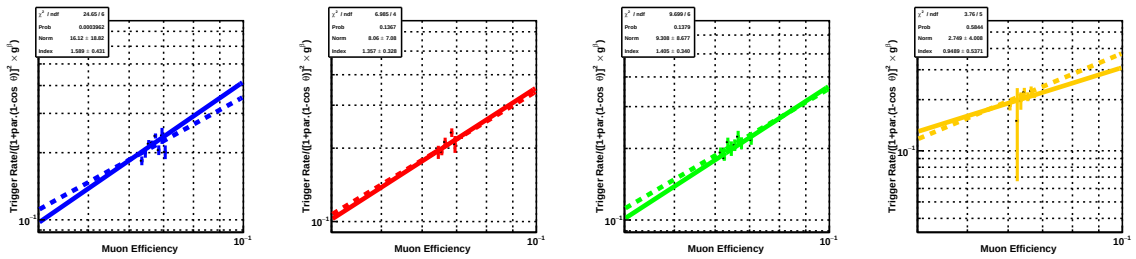


(c) Variation du taux de trigger en fonction du gain *g*

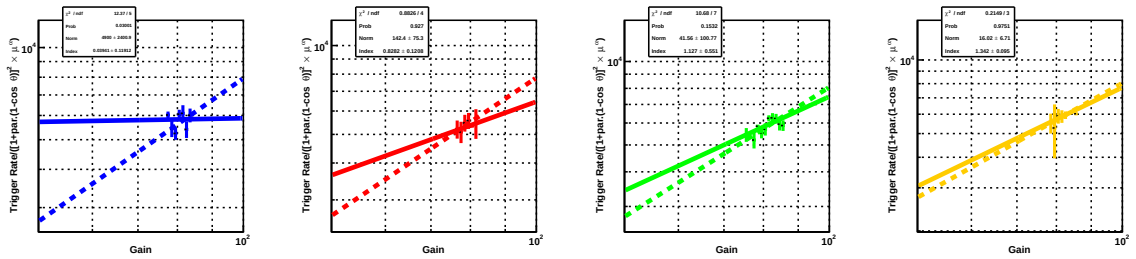
FIGURE A.1 – Détermination des paramètres α, β et λ pour une configuration avec 3 télescopes de type H.E.S.S. phase I en bleu pour CT1, en rouge pour CT2, en vert pour CT3 et en jaune pour CT4.



(a) Variation du taux de trigger en fonction l'angle zénithal θ

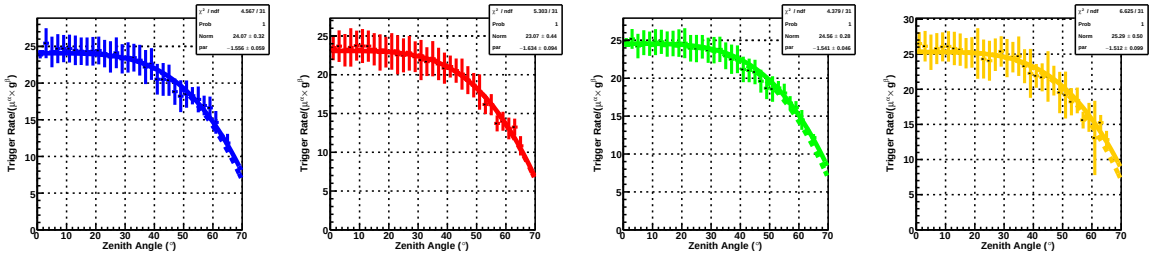


(b) Variation du taux de trigger en fonction l'efficacité optique μ

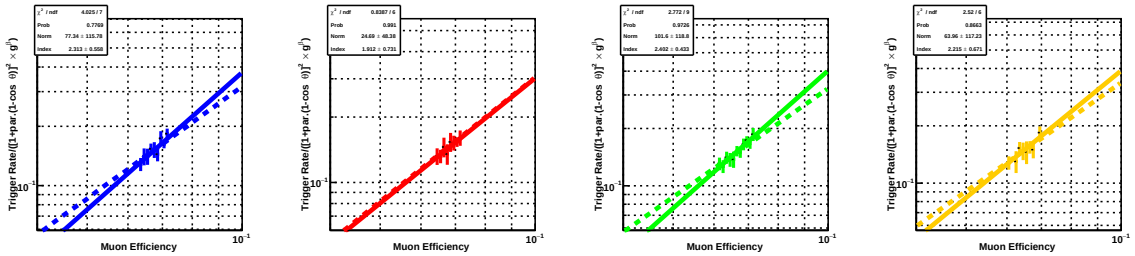


(c) Variation du taux de trigger en fonction du gain *g*

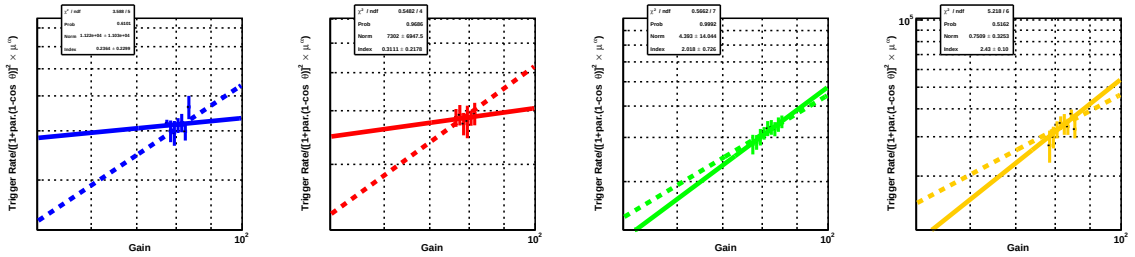
FIGURE A.2 – Détermination des paramètres α, β et λ pour une configuration avec 3 télescopes CT1–4 + CT5 de type H.E.S.S. phase II en bleu pour CT1, en rouge pour CT2, en vert pour CT3 et en jaune pour CT4.



(a) Variation du taux de trigger en fonction l'angle zénithal θ



(b) Variation du taux de trigger en fonction l'efficacité optique μ



(c) Variation du taux de trigger en fonction du gain *g*

FIGURE A.3 – Détermination des paramètres α, β et λ pour une configuration avec 4 télescopes CT1–4 + CT5 de type H.E.S.S. phase II en bleu pour CT1, en rouge pour CT2, en vert pour CT3 et en jaune pour CT4

A.2 Répartition du coefficient de transparence pour chaque télescope

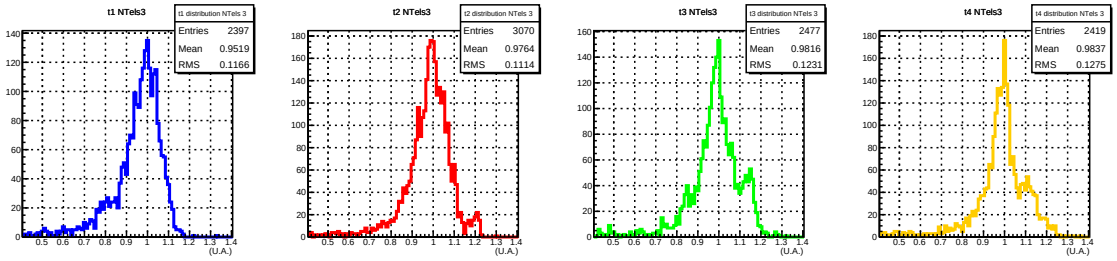


FIGURE A.4 – Distribution du coefficient de transparence t_i pour une configuration H.E.S.S. I à 3 télescopes. Les courbes représentées correspondent en partant de la gauche vers la droite respectivement à CT1, CT2, CT3 et CT4. Il est difficile dans ce cas de normaliser à 1.0 le coefficient de transparence, dû à un nombre souvent insuffisants de données.

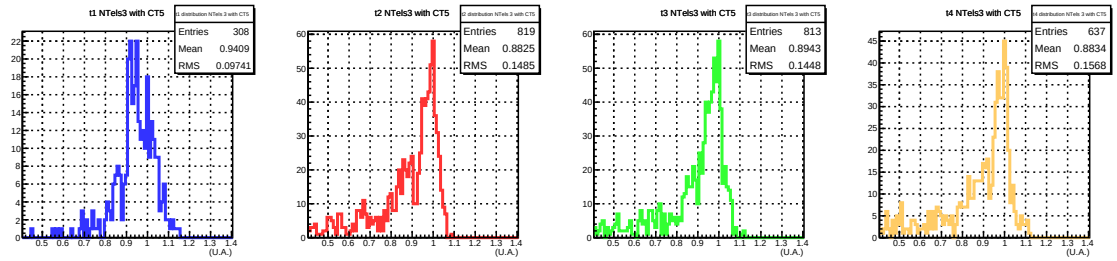


FIGURE A.5 – Distribution du coefficient de transparence t_i pour une configuration H.E.S.S. II CT5 + 3 télescopes CT1–4. Les courbes représentées correspondent en partant de la gauche vers la droite respectivement à CT1, CT2, CT3 et CT4. Il est difficile de normaliser à 1.0 CT1 à cause de sa mise à niveau au cours de l'année 2015.

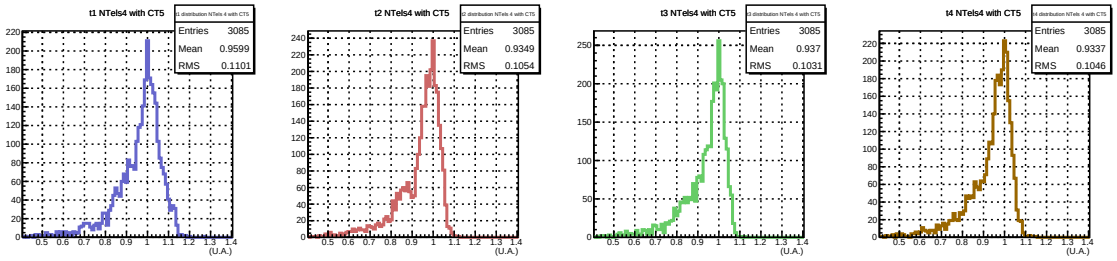


FIGURE A.6 – Distribution du coefficient de transparence t_i pour une configuration H.E.S.S. II CT5 + 4 télescopes CT1–4. Les courbes représentées correspondent en partant de la gauche vers la droite respectivement à CT1, CT2, CT3 et CT4. Les valeurs supérieures de t_i à 1.1 pour CT1 correspondent à la mise à niveau cette caméra à partir de 2015.

A.3 Ecart relatif du coefficient de transparence pour chaque télescope

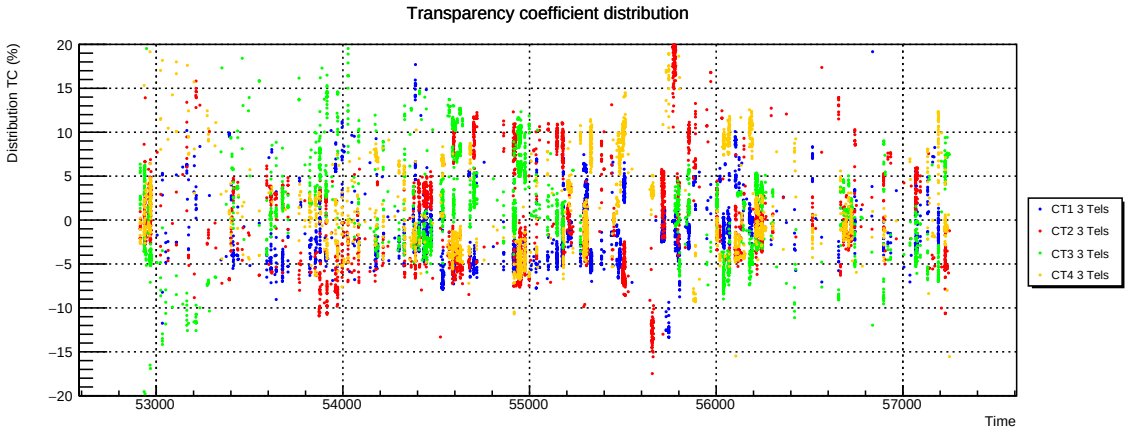


FIGURE A.7 – Ecart relatif du coefficient de transparence pour chaque télescope par rapport à la moyenne des télescopes pour une configuration H.E.S.S. phase I à 3 télescopes. Cet écart relatif est représenté en bleu pour CT1, en rouge pour CT2, en vert pour CT3, en orange pour CT4 et en violet pour CT5.

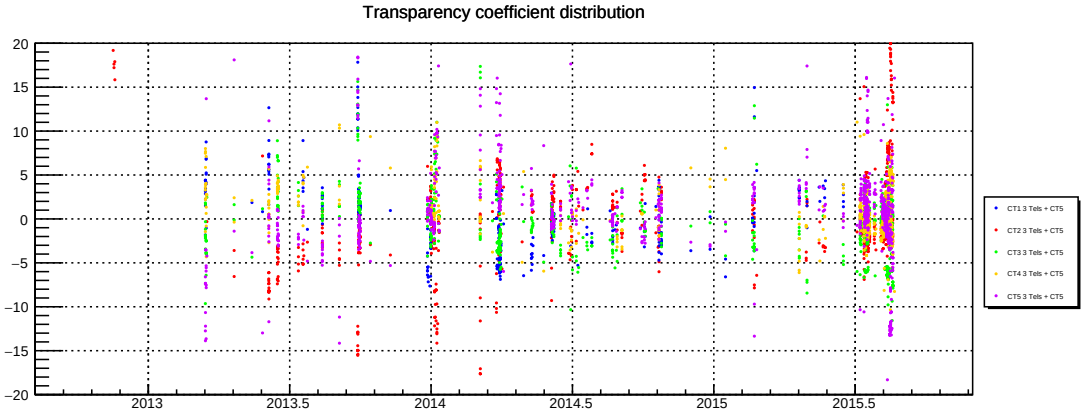


FIGURE A.8 – Ecart relatif du coefficient de transparence pour chaque télescope par rapport à la moyenne des télescopes pour une configuration H.E.S.S. phase II à 4 télescopes. Cet écart relatif est représenté en bleu pour CT1, en rouge pour CT2, en vert pour CT3, en orange pour CT4 et en violet pour CT5.

A.4 Influence du coefficient de transparence sur le spectre et la courbe de lumière du système binaire LS 5039

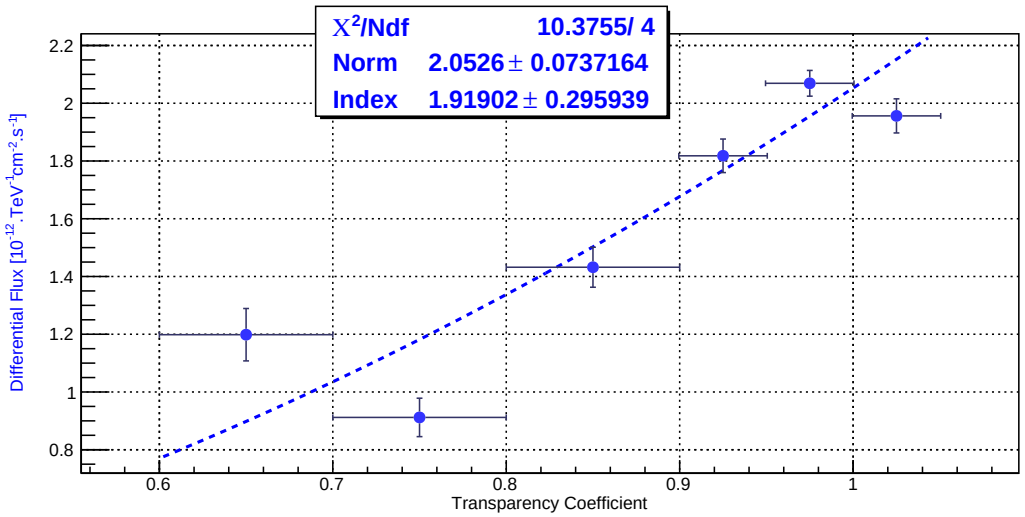


FIGURE A.9 – Influence de la transparence de l'atmosphère sur le flux différentiel mesuré de LS 5039 à 1 TeV.

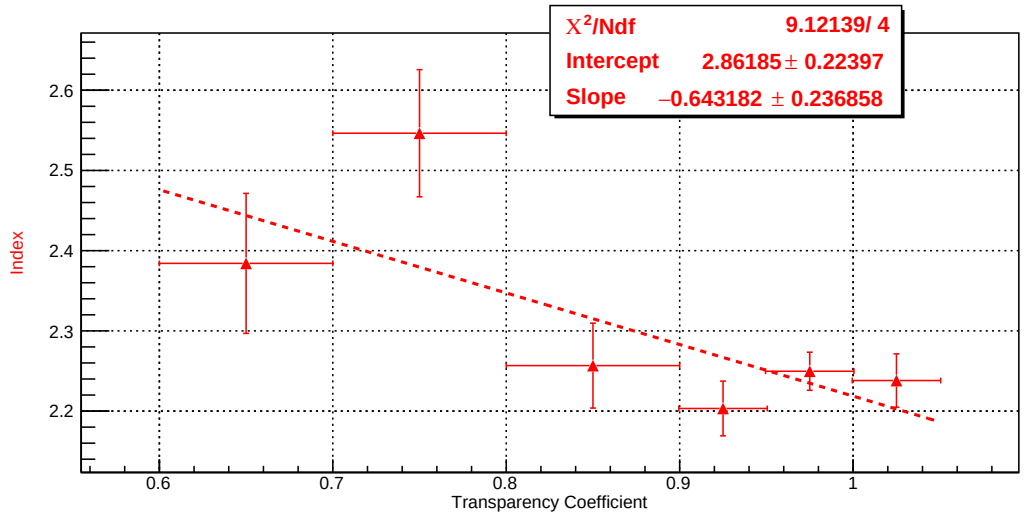


FIGURE A.10 – Influence de la transparence de l'atmosphère sur l'indice spectral mesuré système binaire LS 5039.

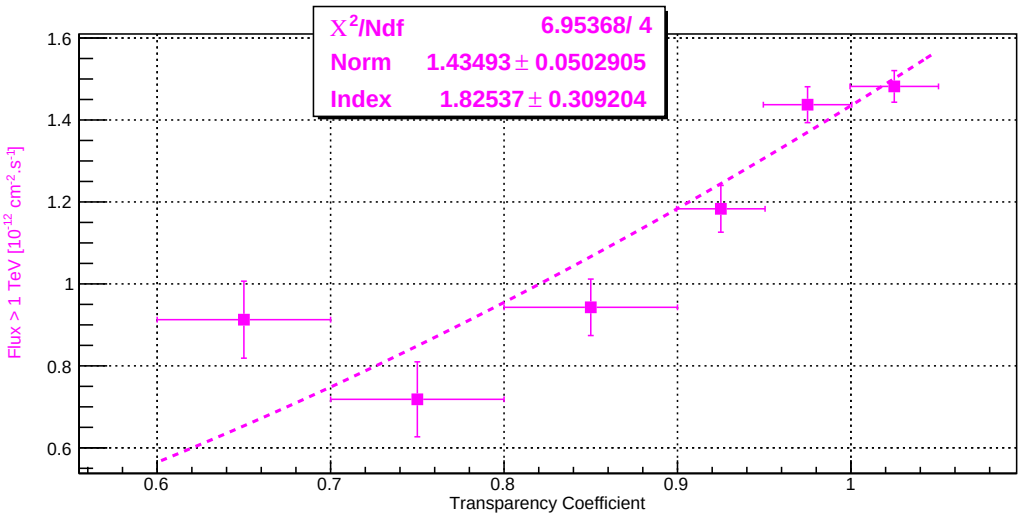


FIGURE A.11 – Influence de la transparence de l'atmosphère sur le flux intégré mesuré du système binaire LS 5039 au-dessus de 1 TeV.

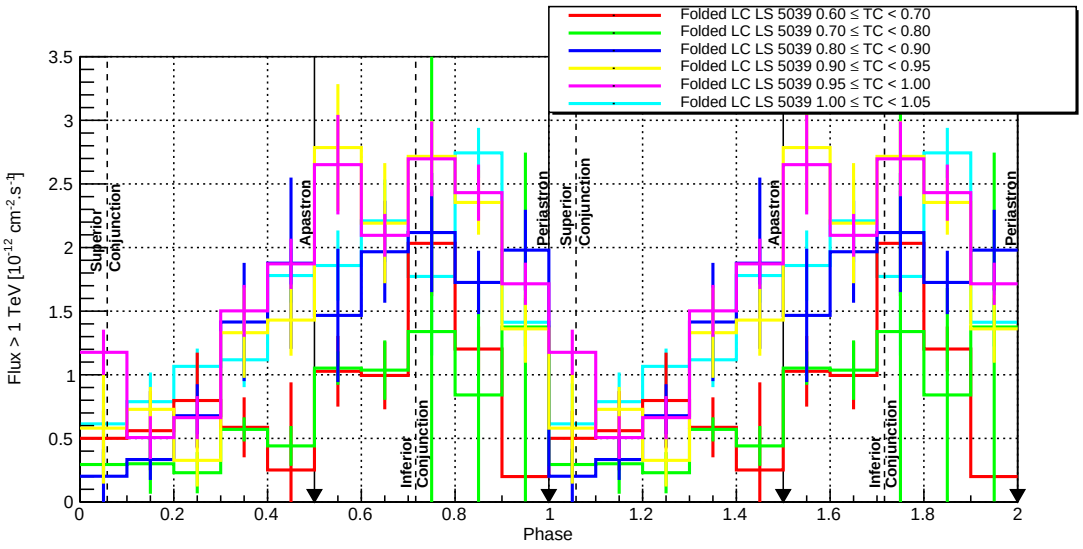


FIGURE A.12 – Courbe de lumière repliée en phase du système binaire LS 5039 pour différentes domaines du coefficient de transparence.

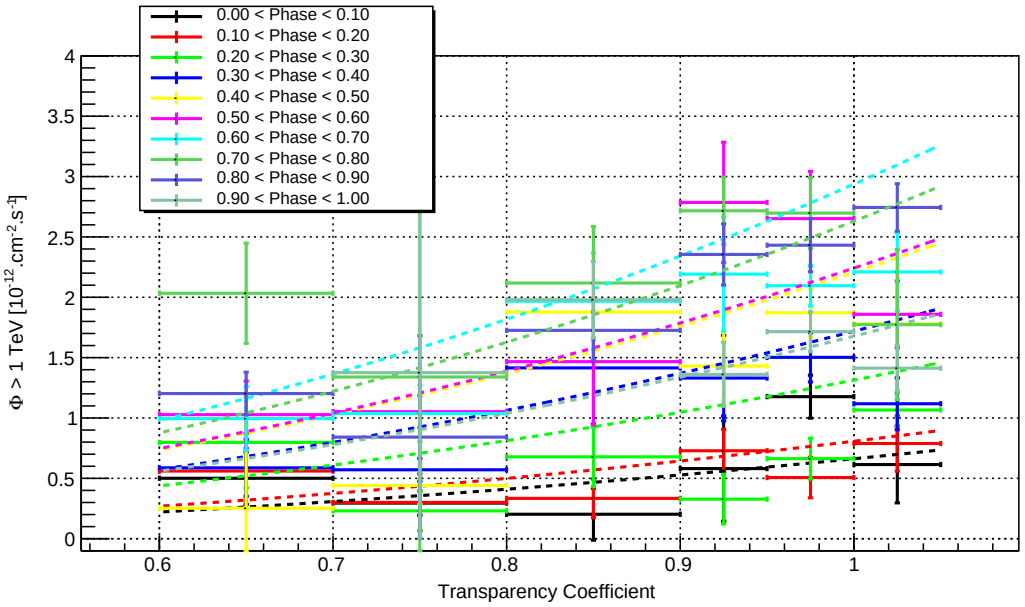
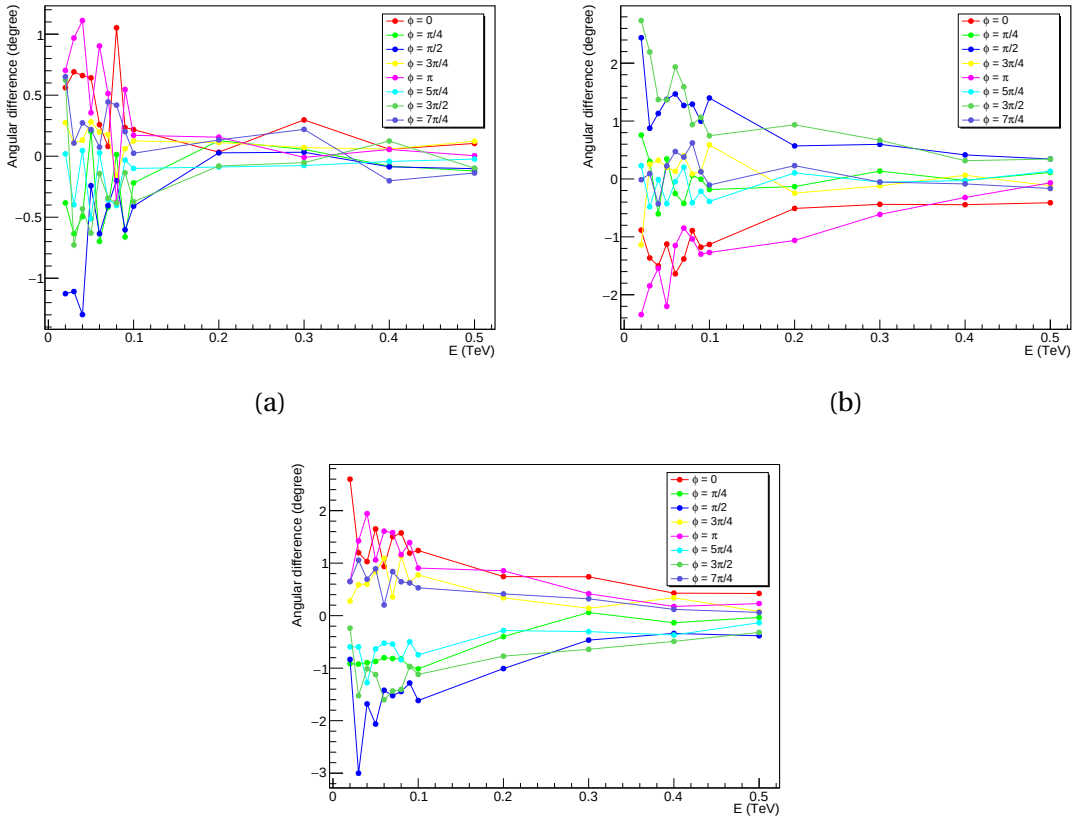


FIGURE A.13 – Influence du coefficient de transparence sur le flux intégré mesurée au-dessus de 1 TeV pour chaque phase de LS 5039.

Annexe B

Effets géomagnétiques

B.1 Influence de l'énergie du photon sur la rotation de la gerbe



(a) (b)

(c)

FIGURE B.1 – Influence de l'énergie du photon sur la rotation de la gerbe selon différents angles d'impact et directions azimuthales : (a) Nord, (b) Ouest et (c) Est. L'angle zénithal choisi est à chaque fois de 36°.

B.2 Influence de l'angle d'impact sur la rotation de la gerbe

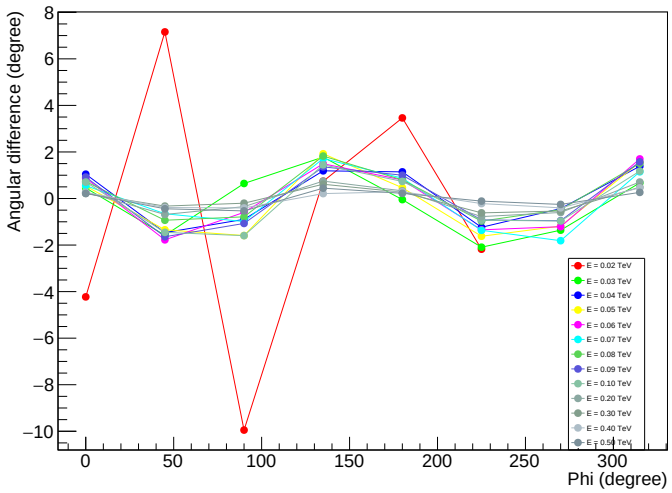


FIGURE B.2 – Influence de l'angle d'impact pour des gerbes en provenance du Nord avec un angle zénithal choisi de 48°.

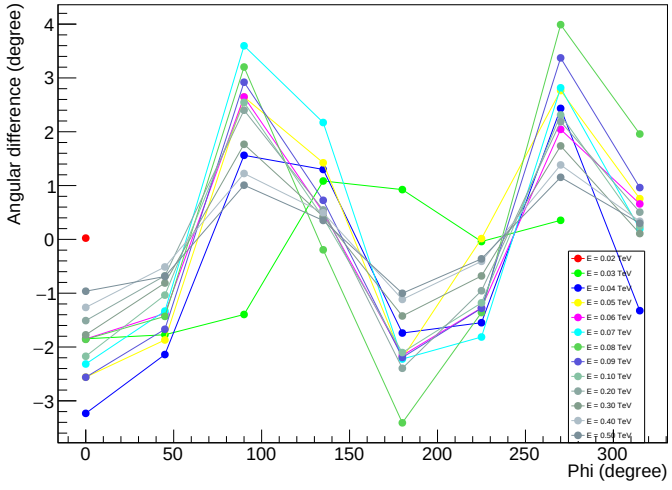
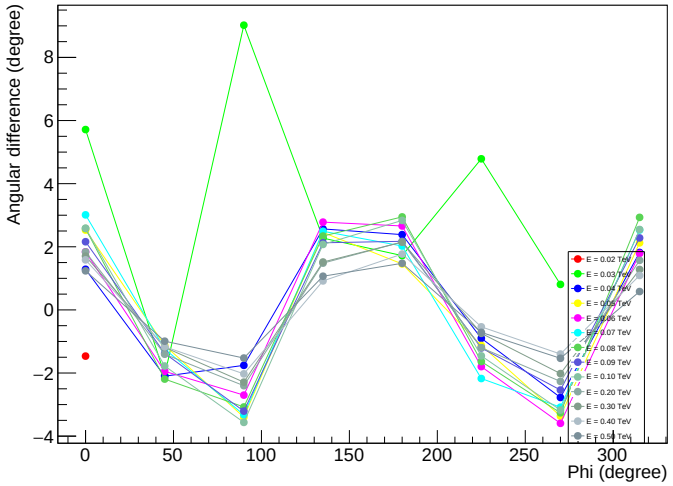


FIGURE B.3 – Influence de l'angle d'impact pour des gerbes en provenance de l'Ouest avec un angle zénithal choisi de 48°.



(a)

FIGURE B.4 – Influence de l'angle d'impact sur la rotation pour des gerbes en provenance de l'Est avec un angle zénithal choisi de 48°.

B.3 Influence de l'angle d'impact sur la rotation de la gerbe

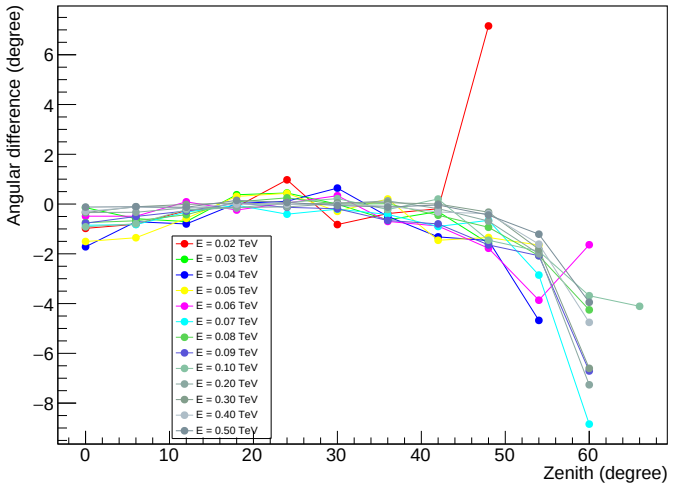


FIGURE B.5 – Influence de l'angle zénithal pour des gerbes en provenance du Nord. L'angle d'impact est 45°.

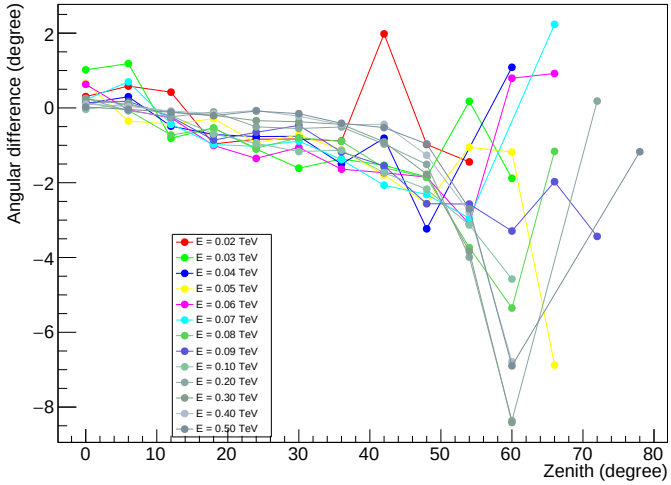


FIGURE B.6 – Influence de l'angle zénithal pour des gerbes en provenance de l'Ouest. L'angle d'impact est 0°.

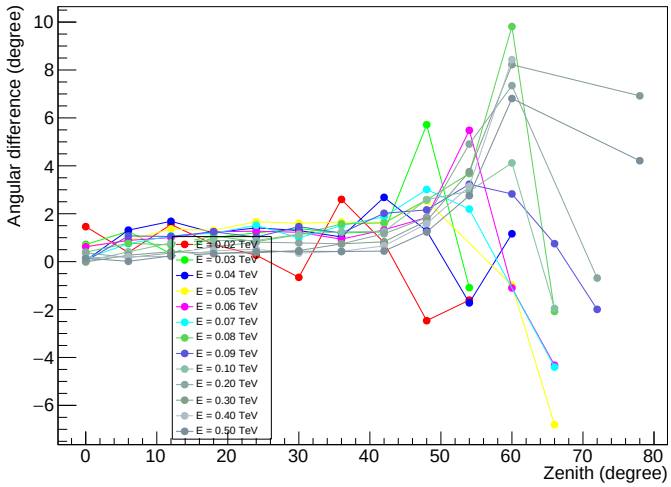
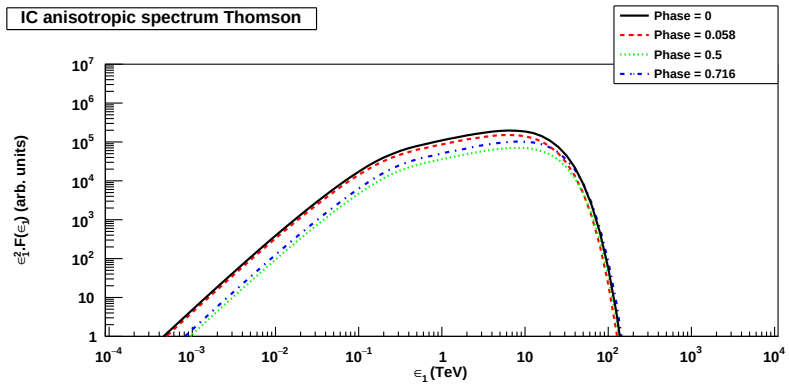


FIGURE B.7 – Influence de l'angle zénithal pour des gerbes en provenance de l'Ouest. L'angle d'impact est 0°.

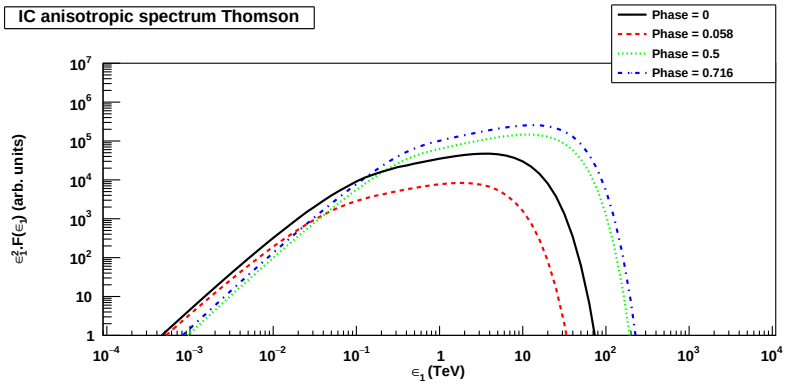
Annexe C

Emission anisotrope inverse Compton pour LS 5039 et PSR B1259

C.1 Distribution spectrale en énergie de LS 5039 dans le cas d'un régime inverse Compton de Thomson



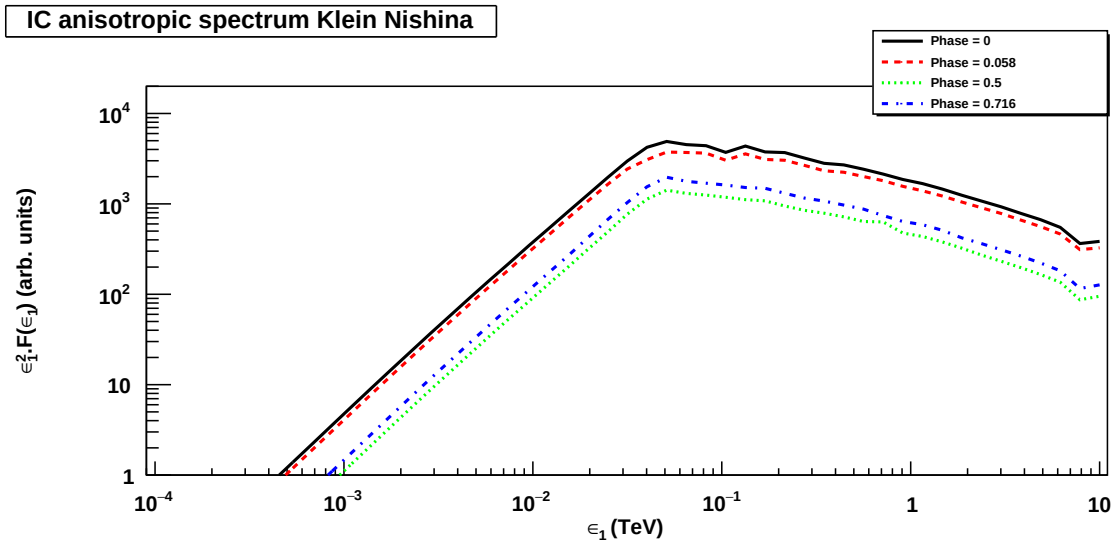
(a) Modèle de Thomson pour une inclinaison de 10 °



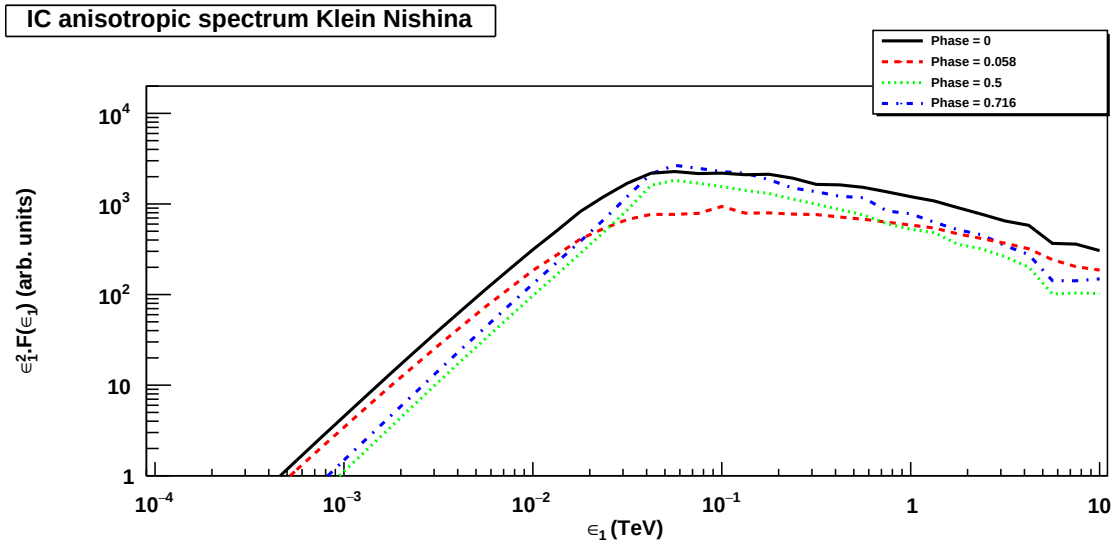
(b) Modèle de Thomson pour une inclinaison de 60 °

FIGURE C.1 – Modélisation du spectre LS 5039 pour une diffusion inverse Compton dans le cas d'un régime de Thomson 10° (a) et de 60° (b) et pour différentes positions particulières de l'objet compact : le périgée ($\phi = 0$), l'apogée ($\phi = 0.50$), et les conjonctions supérieure ($\phi = 0.058$) et inférieure ($\phi = 0.716$).

C.2 Modélisation du spectre LS 5039 dans le cas d'un régime inverse Compton de Klein Nishina



(a) Modèle de Klein Nishina pour une inclinaison de 10 °



(b) Modèle de Klein Nishina pour une inclinaison de 60 °

FIGURE C.2 – Modélisation du spectre LS 5039 pour une diffusion inverse Compton dans le cas d'un régime de Klein–Nishina avec une inclinaison de 10° (a) et de 60° (b) et pour différentes positions particulières de l'objet compact : le périgée ($\phi = 0$), l'apogée ($\phi = 0.50$), et les conjonctions supérieure ($\phi = 0.058$) et inférieure ($\phi = 0.716$).

C.3 Flux différentiel modélisé pour différentes valeurs d'énergie sans tenir compte de l'absorption par création de paires

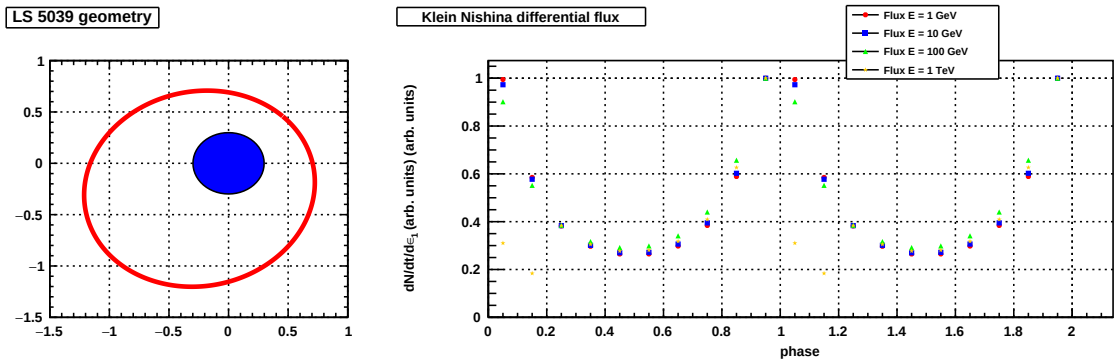


FIGURE C.3 – Flux différentiel simulé à différentes énergies (1 GeV en rouge, 10 GeV en bleu, 100 GeV en vert et 1 TeV en jaune) selon la phase de l'objet compact pour le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 10 ° par rapport à l'observateur

C.4 Spectre simulé pour une énergie comprise entre 0.1 et 10 TeV sans tenir de l'absorption par création de paires

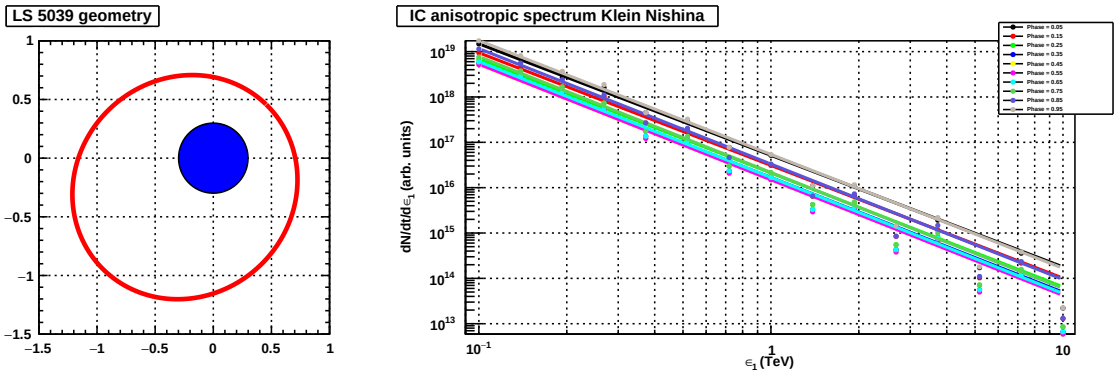


FIGURE C.4 – Spectre simulé en régime de Klein–Nishina sans absorption pour un intervalle de 0.1–10 TeV pour différentes positions de l'objet compact pour le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 10 ° par rapport à l'observateur

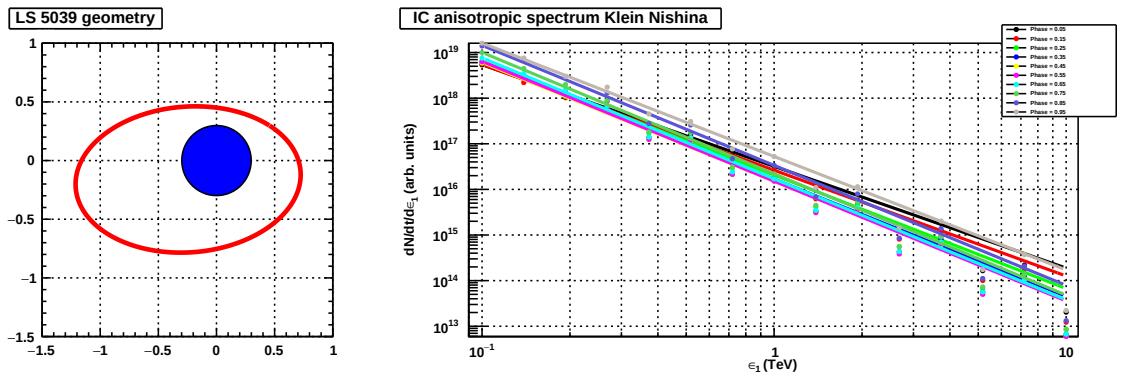


FIGURE C.5 – Spectre simulé en régime de Klein–Nishina sans absorption pour un intervalle de 0.1–10 TeV pour différentes positions de l'objet compact pour le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 50 ° par rapport à l'observateur

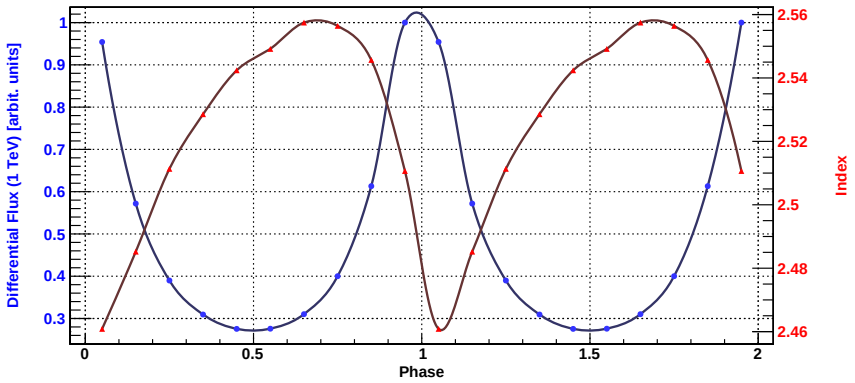


FIGURE C.6 – Flux différentiel et index de Klein–Nishina sans absorption pour différentes phases de l'objet compact pour le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 10 ° par rapport à l'observateur

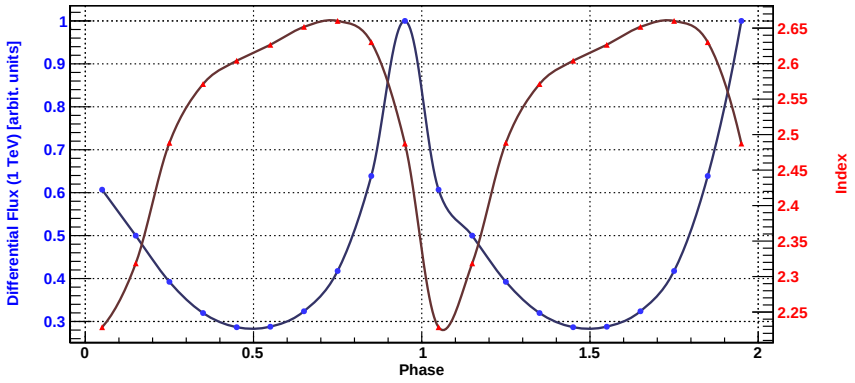


FIGURE C.7 – Flux différentiel et index en régime de Klein–Nishina sans absorption pour différentes phases de l'objet compact pour le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 50 ° par rapport à l'observateur

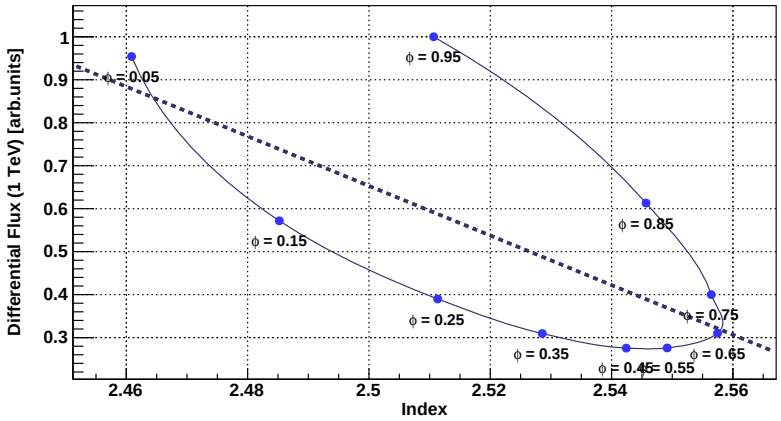


FIGURE C.8 – Flux différentiel et index en régime de Klein–Nishina sans absorption pour le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 10 ° par rapport à l'observateur

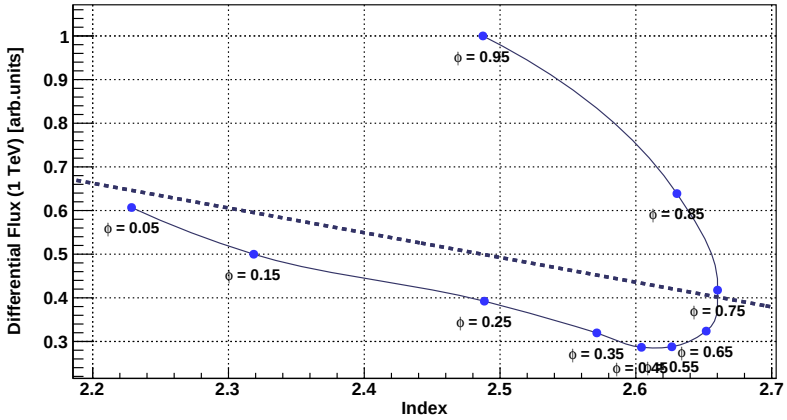


FIGURE C.9 – Flux différentiel en fonction de la phase pour un régime de Klein–Nishina sans absorption pour le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 50 ° par rapport à l'observateur

C.5 Flux modélisé pour différentes valeurs d'énergie en tenant compte de l'absorption par créations de paires

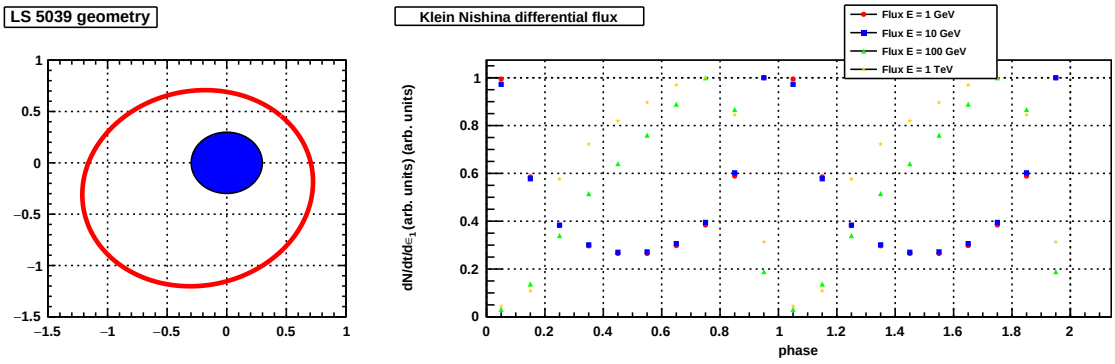


FIGURE C.10 – Flux différentiel simulé pour un régime de Klein–Nishina à différentes énergies à différentes positions de l'objet compact pour le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 10 ° par rapport à l'observateur en tenant compte de l'absorption par créations de paires.

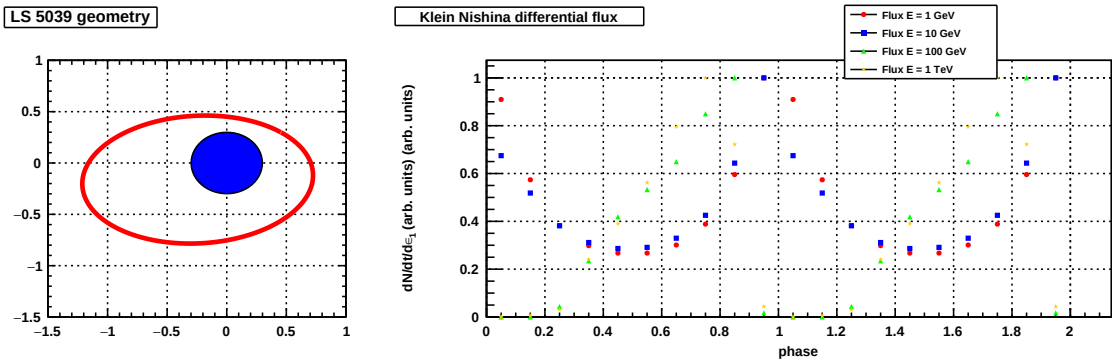


FIGURE C.11 – Flux différentiel simulé pour un régime de Klein–Nishina à différentes énergies à différentes positions de l'objet compact pour le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 50 ° par rapport à l'observateur en tenant compte de l'absorption par créations de paires.

C.6 Spectres simulés en tenant compte de l'absorption par création de paires pour une énergie comprise entre 0.1 et 10 TeV

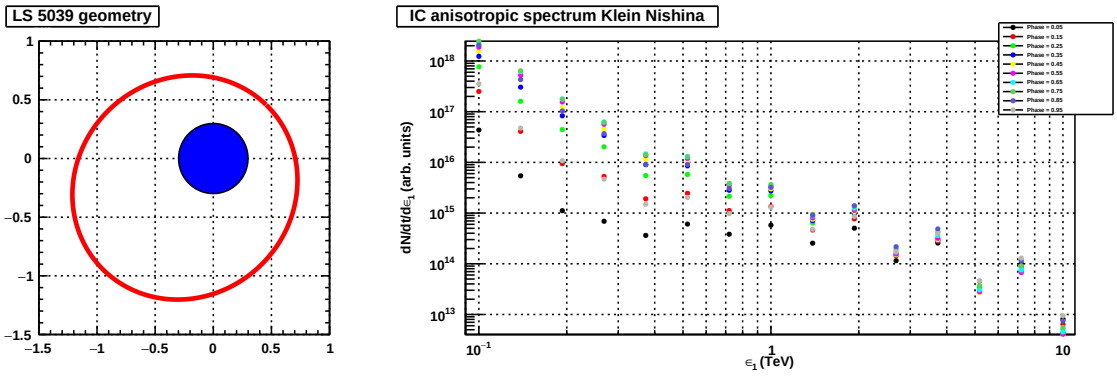


FIGURE C.12 – Spectre simulé en régime Klein–Nishina pour un intervalle de 0.1 - 10 TeV et pour différentes positions de l'objet compact pour le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 10 ° par rapport à l'observateur

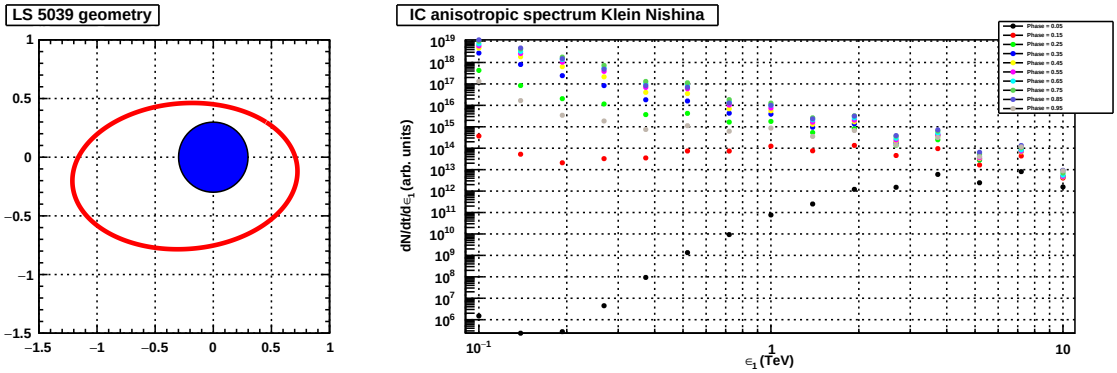


FIGURE C.13 – Spectre simulé en régime Klein–Nishina pour un intervalle de 0.1 - 10 TeV et pour différentes positions de l'objet compact pour le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 50 ° par rapport à l'observateur

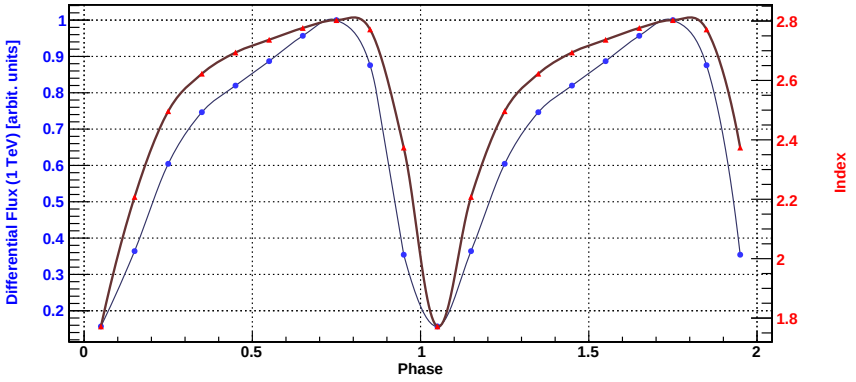


FIGURE C.14 – Flux différentiel et index pour différentes phases de l'objet compact pour le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 10 ° par rapport à l'observateur

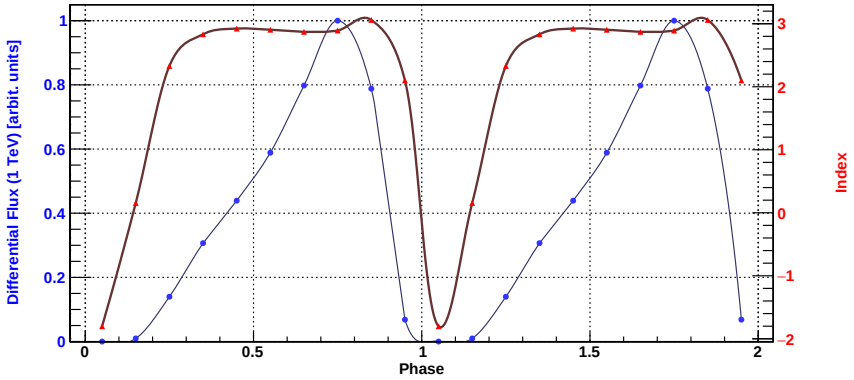


FIGURE C.15 – Flux différentiel et index pour différentes phases de l'objet compact pour le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 50 ° par rapport à l'observateur

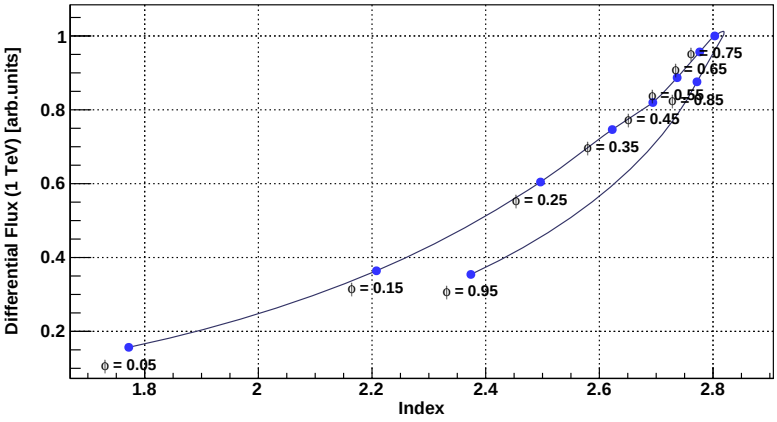


FIGURE C.16 – Flux différentiel et index pour différentes phases de l'objet compact pour le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 10 ° par rapport à l'observateur

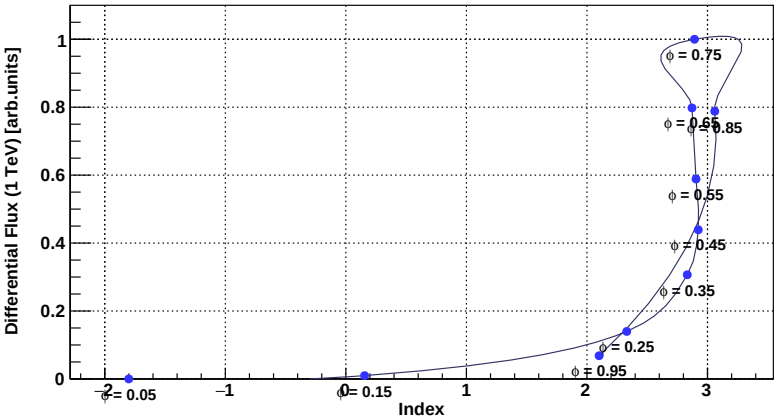
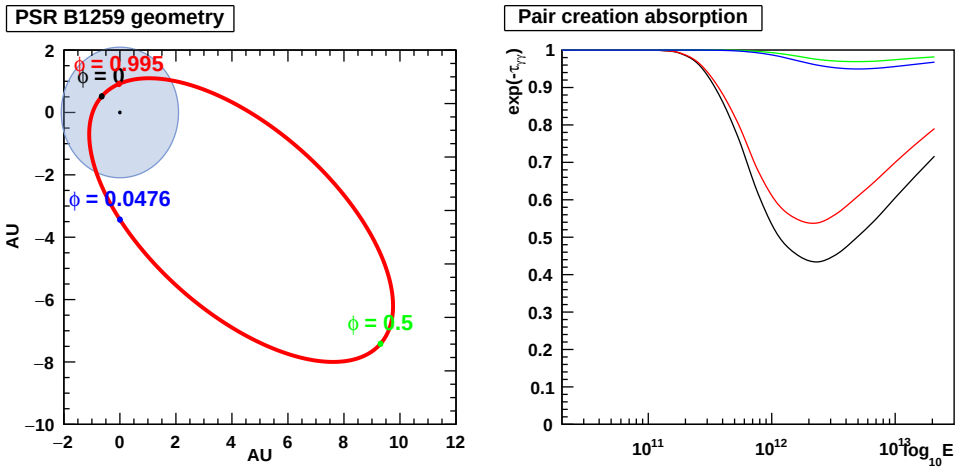
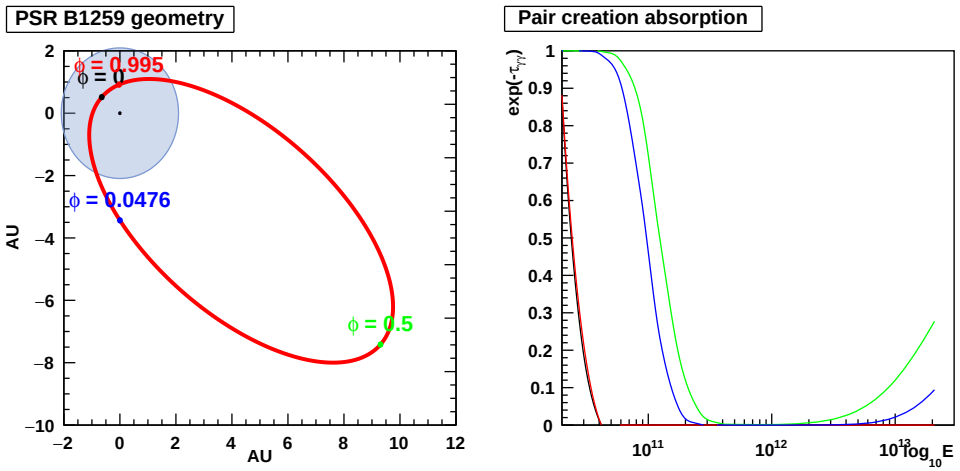


FIGURE C.17 – Flux différentiel et index pour différentes phases de l'objet compact pour le système binaire LS 5039 avec une orbite inclinée de 50 ° par rapport à l'observateur

C.7 Géométrie et absorption par créations de paires du système PSR B1259–63

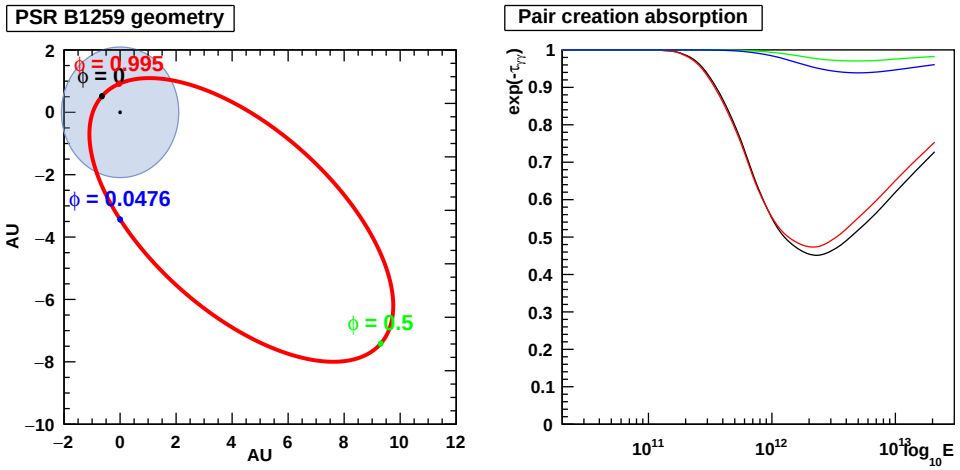


(a)

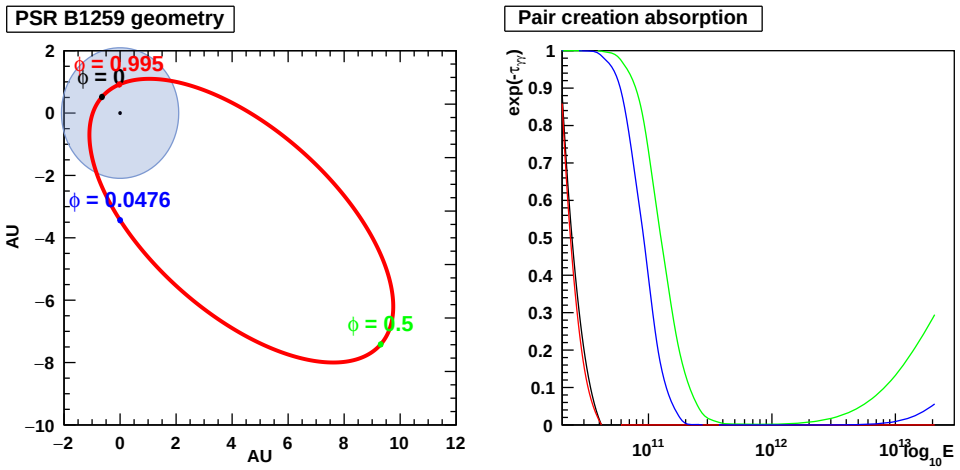


(b)

FIGURE C.18 – Géométrie et absorption du disque circumstellaire en fonction de l'énergie pour différentes phases de l'objet compact, à une température 3150 K (a) et 18900 K (b). La surface du disque est perpendiculaire à l'orbite.



(a)



(b)

FIGURE C.19 – Géométrie et absorption du disque circumstellaire en fonction de l'énergie pour différentes phases de l'objet compact, à une température 3150 K (a) et 18900 K (b). L'angle que forme le disque avec l'orbite est de 40°.

université PARIS-SACLAY | ÉCOLE DOCTORALE PHENIICS

Titre : Étude des systèmes binaires à très haute énergie avec H.E.S.S. I and H.E.S.S. II

Mots clés : Systèmes binaires ; LS 5039 ; PSR B1259–63 ; Diffusion inverse Compton ; coefficient de transparence ; effet géomagnétique

Résumé : En astronomie gamma, les systèmes binaires sont des objets stellaires impliquant une étoile massive et un objet compact, le plus léger des deux en orbite autour de l'autre. Ils émettent de façon régulière à haute et très haute énergie (E > 100 GeV) et peuvent être détectés par le réseau de télescopes H.E.S.S.. Malgré leur faible nombre, ils présentent une grande diversité de comportement et sont caractérisés par une modulation de flux dépendant de la position de l'objet compact. 2 systèmes binaires sont étudiés : LS 5039 et PSR B1259–63, en effet un jeu de données conséquent est disponible puisque ces sources sont observées maintenant depuis plus de 10 ans. En 2012, le cinquième télescope de plus grande taille a commencé ses observations et permet ainsi de faire la connexion avec le domaine du GeV. Une modélisation de ces deux systèmes binaires dans le cas d'une diffusion anisotrope inverse Compton dans le régime de Klein–Nishina sera aussi proposée avec une prise en compte du disque circumstellaire pour PSR B1259 – 63.
Les données recueillies lors d'une observation peuvent être détériorées par une atmosphère dégradée, affectant ainsi le flux de photons γ collectés. Un coefficient traduisant la qualité de l'atmosphère est donc nécessaire. De plus les gerbes peuvent être déformées à cause de la présence du champ magnétique terrestre, les études de ces phénomènes sont donc nécessaires pour essayer de corriger ces effets.

Title : Study of binary systems at very high energy with H.E.S.S. I and H.E.S.S. II

Keywords : Binary systems ; LS 5039 ; PSR B1259–63 ; Inverse Compton scattering ; transparency coefficient ; geomagnetic effect

Abstract : Binary systems in gamma astronomy are stellar objects involving a massive star with a compact object, the lightest in orbit around the other. They emit regularly at high energy and very high energy (E > 100 GeV) for detection by H.E.S.S. telescopes. Despite their low relative number, they are all characterized by a modulation of gamma photon flux which depends on the position of the lightest object. We will focus more on 2 binary systems : LS 5039 and PSR B1259–63, we have a susbstantial data, H.E.S.S. telescopes have regularly observed these objects for more than 10 years. In 2012, a fifth telescope much larger size, began observations and enables to get events at lower energy and then make the connection with other experiments such as Fermi-LAT. A modelling of these two binary systems in anisotropic inverse Compton in Klein–Nishina regime are also presented and the circumstellar disk is taken into account for PSR B1259–63.
Data taken by the H.E.S.S. telescopes can be improved. During observations, atmosphere can be degraded and thus affecting the flux of gamma photons collected. It's therefore important to know the transparency coefficient of the atmosphere during an analysis. Furthermore, the electromagnetic air showers are more distorted because of the Earth's magnetic field, a study of these phenomenas is necessary to correct these effects.

Université Paris-Saclay
Espace Technologique / Immeuble Discovery
Route de l'Orme aux Merisiers RD 128 / 91190 Saint-Aubin, France