



HAL
open science

Etude du rayonnement gamma de vestiges de supernova en interaction avec des nuages moléculaires et optimisation de l'analyse des données de H.E.S.S.

Cyril Trichard

► **To cite this version:**

Cyril Trichard. Etude du rayonnement gamma de vestiges de supernova en interaction avec des nuages moléculaires et optimisation de l'analyse des données de H.E.S.S.. Phénomènes cosmiques de haute energie [astro-ph.HE]. Université Grenoble Alpes, 2015. Français. NNT : 2015GREAY070 . tel-01489022v2

HAL Id: tel-01489022

<https://theses.hal.science/tel-01489022v2>

Submitted on 16 Mar 2017

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Physique Subatomique et Astroparticules**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Cyril Trichard

Thèse dirigée par **Giovanni Lamanna**
et co-encadrée par **Armand Fiasson**

préparée au sein du **Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules**
et de l'école doctorale de physique de Grenoble

Etude du rayonnement γ de vestiges de supernova en interaction avec des nuages moléculaires et optimisation de l'analyse des données de H.E.S.S.

Thèse soutenue publiquement le **22 septembre 2015**,
devant le jury composé de :

Jean-Pierre Lees

Directeur de recherche, LAPP - CNRS, Président

Pascal Vincent

Professeur, UPMC, Rapporteur

Fernando Barao

Professeur, LIP - Lisbonne, Rapporteur

Mathieu Jacobé de Naurois

Directeur de recherche, LLR - CNRS, Examineur

Marianne Lemoine-Goumard

Chargée de recherche, CENBG - CNRS, Examinatrice

Heide Costantini

Maître de conférence, Université Aix-Marseille, CPPM - CNRS, Examinatrice

Giovanni Lamanna

Directeur de recherche, LAPP - CNRS, Directeur de thèse

Armand Fiasson

Chargé de recherche, LAPP - CNRS, Co-Encadrant de thèse



Remerciements

Je souhaite remercier tout d'abord Yannis Karyotakis de m'avoir accueilli au sein du LAPP durant ces trois années de thèse.

Je remercie très chaleureusement tous les membres de mon jury, en tout premier lieu Fernando Barao et Pascal Vincent pour leur lecture attentive du manuscrit en tant que rapporteur. Merci également à Mathieu de Naurois, Marianne Lemoine-Goumard, Heide Costantini et Jean-Pierre Lees, en tant que président, d'avoir gentiment accepté d'examiner et d'évaluer mon travail, j'en suis très honoré.

Je remercie fortement tous les membres du groupe H.E.S.S. du LAPP, en particulier Giovanni pour la confiance que tu m'as accordée en m'acceptant en thèse. Merci à Gilles, Giovanni, Nukri, Armand et David pour le plaisir que j'ai eu à échanger, apprendre, discuter autour d'un café (ou autre), et travailler avec chacun de vous. J'ai pu apprendre beaucoup et le tout dans une super ambiance, ce fut un plaisir de venir au laboratoire tous les matins.

Un grand Merci à Armand pour m'avoir encadré durant ces trois ans. Merci pour ta pédagogie et ta patience face à mes nombreuses questions quotidiennes. Merci pour toutes les discussions que l'on a pu avoir. Merci pour toutes tes relectures. Merci de m'avoir guidé aussi efficacement tout en me laissant une grande liberté. Merci pour ton soutien, tes encouragements, et ta chaleur humaine constante.

Je remercie tous les membres de H.E.S.S. qui font des réunions de collaboration et des shift des moments très chaleureux. Je les remercie également pour les discussions et toute l'aide qu'ils m'ont apportée durant ma thèse.

Merci à Guilhem, Nico, Lisa, Nukri, Vincent, Thomas, Yoann, Mathieu, Marine, Jill, Vincent, Romain, Léo, Loic, Vincent, Sami, Thom et bien d'autres... avec qui j'ai partagé des moments privilégiés et tant de rire aux bords du Lac d'Annecy, dans le désert Namibien, à la cafet', sur les pistes de ski, sur les plages de Rio, au sommet de la Tournette, ou tout simplement autour d'une pinte (ou d'une raclette) à discuter de tout et rien.

Merci à tous les camarades thésards du LAPP et d'ailleurs avec qui j'ai pu partager les joies et désespoirs qui traversent la vie de tout doctorant.

Je remercie tout particulièrement Marine sans qui ces trois années n'auraient pas été aussi exceptionnelles. Merci pour ton soutien, tes encouragements et la patience dont tu (as) fais preuve pour me supporter...

Mais tout cela n'aurait pas été possible sans deux personnes qui m'ont tant aidé : mes parents. Merci d'avoir nourri ma curiosité, de m'avoir fait confiance, de m'avoir laissé faire mes choix, de votre soutien sans faille et de m'avoir poussé à réaliser ce souhait qui m'était si cher et que j'ai formulé il y a déjà de nombreuses années.

Table des matières

I	Rayonnement cosmique, astronomie γ et expérience H.E.S.S.	11
1	Les rayons cosmiques et l'astronomie γ	13
1.1	Le rayonnement cosmique	14
1.1.1	Historique	14
1.1.2	Spectre et composition des rayons cosmiques	15
1.1.3	L'origine des rayons cosmiques	18
1.1.4	Accélération de Fermi	19
1.1.5	Les vestiges de supernova	22
1.2	L'astronomie γ : aux limites du spectre électromagnétique	25
1.3	Les processus de production de rayons γ	26
1.3.1	Rayonnement synchrotron	27
1.3.2	Rayonnement Compton inverse	27
1.3.3	Rayonnement bremsstrahlung	28
1.3.4	Désintégration de pions	28
1.3.5	Annihilation de matière noire	29
1.4	A la recherche des rayons γ	30
1.4.1	L'astronomie γ dans l'espace	30
1.4.2	L'astronomie γ au sol	32
1.5	Les sources astrophysiques émettrices de rayons γ	37
2	L'expérience H.E.S.S.	41
2.1	Principe de l'astronomie Tcherenkov	42
2.1.1	Gerbes atmosphériques	42
2.1.2	Rayonnement Tcherenkov	43
2.1.3	Imagerie Tcherenkov	44
2.2	L'expérience H.E.S.S.	45
2.2.1	Le site	46
2.2.2	Les instruments	47
2.2.3	Déroulement de la prise de données	52
2.3	H.E.S.S. II : la quête de la basse énergie	53
2.3.1	L'univers à la dizaine de GeV	53
2.3.2	Les caractéristiques de H.E.S.S. II	54

2.3.3	Le déclenchement du réseau	56
3	Etalonnage des caméras et analyse des données de H.E.S.S.	59
3.1	Etalonnage des caméras de H.E.S.S. I	60
3.1.1	Détermination des gains	60
3.1.2	Détermination des piédestaux	61
3.1.3	Autres paramètres d'étalonnage	62
3.2	Etalonnage de la caméra de H.E.S.S. II	65
3.2.1	Mise en place d'outils de contrôle	65
3.2.2	Evolution des Gains	66
3.3	Sélections des données	66
3.4	Analyse des données	67
3.4.1	Les simulations	67
3.4.2	Les méthodes d'analyse dans H.E.S.S.	68
3.4.3	Sélection des événements	74
3.4.4	L'acceptance	75
3.4.5	Soustraction du fond	77
3.4.6	Significativité du signal	80
3.4.7	Accumulation de la statistique	81
3.4.8	Analyse spectrale	81
3.4.9	Analyse morphologique	84
3.5	Analyse des données de H.E.S.S. II	86
3.5.1	Modifications de la reconstruction	86
3.5.2	Définition des types d'analyses	87
4	Le satellite <i>Fermi</i>	89
4.1	Le LAT : un détecteur de particules dans l'espace	90
4.1.1	Fonctionnement du détecteur	90
4.1.2	Performances	91
4.2	Analyse des données	92
II	Optimisation des méthodes d'analyse des données de H.E.S.S.	95
5	Optimisation de l'analyse multi-variée X_{eff}	97
5.1	Introduction	98
5.2	L'analyse X_{eff}	98
5.2.1	L'estimateur X_{eff}	98
5.2.2	Les variables prises en compte dans X_{eff}	100
5.2.3	Stratégie de production des <i>PDFs</i>	100
5.2.4	Détermination des pré-coupures	102
5.2.5	Efficacités simulées	104
5.2.6	Détermination des coupures de sélection	104
5.2.7	Efficacités γ - hadron	105
5.2.8	Surfaces effectives	106

5.3	Etude systématique de sources de référence	107
5.3.1	Comparaison entre données et simulations Monte Carlo	107
5.3.2	Comparaisons avec les résultats de Model++ sur des sources de référence	110
5.3.3	Comparaisons spectrales	110
5.3.4	Comparaisons Morphologiques	113
5.4	Implémentation de l'analyse	116
5.5	Perspectives d'amélioration	117
6	Les effets de la focalisation dans l'analyse des données	121
6.1	Simulations Monte Carlo	122
6.1.1	Impact de la focalisation sur les images de rayons γ	122
6.1.2	L'impact de la focalisation sur le taux de déclenchement γ	122
6.1.3	Introduction de la focalisation dans l'analyse des données	123
6.2	Comparaison Monte Carlo - Données	126
6.2.1	Comportement des variables discriminantes	126
6.2.2	Mise à jour des tables de redimensionnement	128
6.2.3	Surface effective de collection des rayons γ	128
6.3	Analyses de sources tests	130
6.3.1	Effets sur l'efficacité et la distribution spatiale des évènements	130
6.3.2	Effets spectraux	131
6.4	Proposition d'une focalisation optimisée	133
6.4.1	Effets de la focalisation sur les évènements de fond	133
6.4.2	Optimisation de la focalisation	135
6.5	Effets de la focalisation et des aberrations optiques	141
III	Etude du rayonnement γ de vestiges de supernova	145
7	L'intérêt des vestiges de supernova en interaction	147
7.1	Les vestiges de supernova isolés	148
7.1.1	Le cas historique de RX J1713.7–3946	148
7.1.2	Généralisation de l'émission γ des coquilles?	149
7.2	Les vestiges de supernova en interaction	150
7.2.1	Les traceurs de la densité du milieu	150
7.2.2	Les traceurs d'interaction	151
7.2.3	Estimation de la distance des associations	154
7.3	De telles associations vues en rayons γ	154
7.3.1	Une forme spectrale différente?	155
7.3.2	La signature des hadrons accélérés	156
7.3.3	Des questions en suspens	157
7.4	Les analyses présentées dans les chapitres suivants	158

8	G349.7+0.2 : un nouveau cas d'émission γ hadronique ?	161
8.1	Contexte astrophysique	162
8.1.1	Propriétés de G349.7+0.2 et de son voisinage	162
8.1.2	Traceurs d'interactions	163
8.1.3	Observations du rayonnement X	164
8.1.4	Observations <i>Fermi</i> -LAT	166
8.2	Analyse du rayonnement γ	168
8.2.1	Analyse des données H.E.S.S.	168
8.2.2	Analyse des données <i>Fermi</i> -LAT	174
8.3	Interprétation	181
8.3.1	Scénario leptonique	183
8.3.2	Scénario hadronique	185
8.3.3	Perspectives	187
9	W51 : distinction des émetteurs γ	189
9.1	Une région complexe	190
9.1.1	Les propriétés du vestige	190
9.1.2	Le rayonnement γ en provenance de W51	191
9.2	Analyse des données de H.E.S.S.	193
9.2.1	Analyse et résultats	193
9.2.2	Comparaison avec l'analyse précédente	196
9.2.3	Analyse morphologique	198
9.2.4	Analyses spectrales	200
9.3	Interprétation	203
9.3.1	L'émission du nuage	203
9.3.2	L'émission de la nébuleuse à vent de pulsar	204
10	La nébuleuse de la Tornade	207
10.1	Une morphologie très particulière	208
10.1.1	Le scénario de l'interaction SNR/MC	209
10.1.2	Scénarios alternatifs	209
10.1.3	La renaissance du scénario du jet	210
10.1.4	Des rayons γ associés à la Tornade ?	211
10.2	Analyse du rayonnement γ	213
10.2.1	Analyse des données de H.E.S.S.	213
10.2.2	Mise à jour de l'analyse <i>Fermi</i> -LAT	217
10.3	Interprétation	220
10.3.1	Vers la confirmation du scénario du jet ?	220
10.3.2	Les données de H.E.S.S. II	221
11	HESS J1745–303	223
11.1	Une émission γ non identifiée	224
11.1.1	Le rayonnement γ	224
11.1.2	Les interactions SNR/MC comme associations possibles	225
11.2	Analyse des données de H.E.S.S. I	227

11.2.1	L'analyse de la région entière	227
11.2.2	Recherche de contre-parties	228
11.2.3	Analyses spectrales détaillées	230
11.3	Analyse des données de H.E.S.S. II	232
11.3.1	Analyse Mono	233
11.3.2	Analyse Stéréo	234
Conclusion		239
Résumé		266

Introduction

La découverte par Victor Hess de l'origine extraterrestre du flux de particules ionisantes mesuré sur Terre, remonte à plus d'un siècle. Depuis, la détermination de leurs caractéristiques et la compréhension de leurs origines ont beaucoup progressé. De nombreuses expériences de mesure du flux, de la composition, du spectre en énergie et de la direction d'arrivée des rayons cosmiques se sont succédées. Les résultats récents, par exemple d'AMS-02 (à basse énergie) et de l'observatoire Pierre Auger (à haute énergie) permettent de contraindre les prédictions théoriques sur les mécanismes de production et de propagation des particules cosmiques. L'origine des rayons cosmiques est indirectement étudiée par la détection de messagers électriquement neutres. Ces messagers ne sont pas déviés lors de leur chemin jusqu'à la Terre, permettant de sonder les régions où se produit l'accélération de rayons cosmiques. Les expériences IceCube ou ANTARES par exemple, permettent, entre autre, de mesurer les neutrinos produits lors de l'interaction des rayons cosmiques avec le milieu interstellaire. Ces interactions produisent également des rayons γ que l'on peut observer sur Terre.

L'étude de ces derniers a permis de grandes avancées dans la détermination des processus d'accélération des rayons cosmiques. La dernière génération d'instruments détectant les rayons γ au sol ou dans l'espace, a ouvert une nouvelle vision de l'univers à des énergies encore très peu explorées.

Le réseau de télescope H.E.S.S. situé en Namibie, a permis d'améliorer significativement la compréhension des phénomènes non thermiques dans la gamme en énergie du TeV. Composé de 4 télescopes, puis 5 depuis 2012, il a observé une grande partie du plan galactique et permis la détection de dizaines de sources de rayonnement γ . Parmi elles, des vestiges de supernova ont été observés dans ce domaine d'énergie. H.E.S.S. a permis de confirmer l'hypothèse datant des années 30, que les vestiges de supernova peuvent accélérer des particules jusqu'à des énergies de l'ordre de 10^{14} eV.

Ces dernières années, en particulier depuis la mise sur orbite du satellite *Fermi*, la nature du rayonnement γ des vestiges de supernova a été grandement contrainte. Notamment depuis 2013, la détection de signatures hadroniques dans l'émission de vestiges en interaction avec des nuages moléculaires a montré que ces objets sont particulièrement intéressants pour étudier les mécanismes d'accélération de rayons cosmiques. Le rayonnement γ dans ces systèmes, à des énergies supérieures au TeV, permet d'étudier le spectre et l'énergie maximale des particules accélérées. Les données de H.E.S.S., associées à celle de *Fermi*, sont donc cruciales.

Cette thèse comporte deux sujets d'étude. Tout d'abord, une optimisation de la chaîne d'analyse des données de H.E.S.S. est détaillée. Une méthode multivariée, X_{eff} , est proposée pour l'analyse des données de H.E.S.S.. Cette méthode permet un gain significatif de sensibilité et de résolution angulaire par rapport aux analyses standards. La deuxième contribution concerne les données de H.E.S.S. II. Un système de focalisation a été installé sur le cinquième télescope du réseau. La modification de la distance de focalisation influence significativement les données. La compréhension et la prise en compte de ces effets ont été étudiées dans cette thèse. Une optimisation de cette distance ainsi que des modifications des méthodes de reconstruction sont proposées.

Ensuite ces méthodes d'analyses optimisées sont appliquées à l'étude de candidats d'association de vestiges de supernova avec des nuages moléculaires, G349.7+0.2, W51, la nébuleuse de la Tornade, et HESS J1745–303. Ces objets sont de bons candidats pour l'étude de l'accélération des rayons cosmiques par les vestiges de supernova. L'analyse des données de H.E.S.S. a été réalisée dans la direction de ces quatre systèmes. Les données de *Fermi*-LAT ont été analysées pour G349.7+0.2 et la nébuleuse de la Tornade. Une interprétation de ces résultats est présentée pour estimer l'efficacité d'accélération des particules dans ces objets.

Le manuscrit se divise en trois parties. La première présente le rayonnement cosmique et l'astronomie γ dans son ensemble. Les méthodes de calibration et d'analyse des données de H.E.S.S. sont ensuite détaillées. Le satellite *Fermi* est brièvement décrit ainsi que les méthodes d'analyse de l'instrument LAT.

La deuxième partie présente l'optimisation des méthodes d'analyse de H.E.S.S.. Le chapitre 5 concerne l'analyse multivariée X_{eff} , et le chapitre 6 présente l'étude des effets de la focalisation dans les données de H.E.S.S. II.

Enfin la troisième partie décrit l'étude du rayonnement γ de G349.7+0.2, W51, la nébuleuse de la Tornade, et HESS J1745–303 dans les chapitres 8 à 11.

Première partie

Rayonnement cosmique, astronomie γ et expérience H.E.S.S.

1

Les rayons cosmiques et l'astronomie γ

Sommaire

1.1	Le rayonnement cosmique	14
1.1.1	Historique	14
1.1.2	Spectre et composition des rayons cosmiques	15
1.1.3	L'origine des rayons cosmiques	18
1.1.4	Accélération de Fermi	19
1.1.5	Les vestiges de supernova	22
1.2	L'astronomie γ : aux limites du spectre électromagnétique	25
1.3	Les processus de production de rayons γ	26
1.3.1	Rayonnement synchrotron	27
1.3.2	Rayonnement Compton inverse	27
1.3.3	Rayonnement bremsstrahlung	28
1.3.4	Désintégration de pions	28
1.3.5	Annihilation de matière noire	29
1.4	A la recherche des rayons γ	30
1.4.1	L'astronomie γ dans l'espace	30
1.4.2	L'astronomie γ au sol	32
1.5	Les sources astrophysiques émettrices de rayons γ	37

1.1 Le rayonnement cosmique

1.1.1 Historique

L'histoire des rayons cosmiques débuta au début des années 1900 lorsqu'il fut découvert que les électroscopes se déchargeaient spontanément dans le noir. L'électroscope, inventé au cours du XVIII^e siècle, fut le premier instrument de mesure de la charge électrique des objets. Plus tard, il fut très utilisé pour l'étude des flux ionisants émanant de sources radioactives. Ce phénomène de décharge spontanée fut attribué d'abord à la radioactivité naturelle de la Terre. Théodore Wulf mesura en 1909 à 300 m d'altitude, en haut de la Tour Eiffel, que la vitesse de décharge des électroscopes était plus faible qu'au sol. Bien que la diminution fut plus faible qu'attendue, il en conclut que le rayonnement ionisant était d'origine terrestre. En 1911, Domenico Pacini ne mesura pas de différences entre la vitesse de décharge d'un électroscope sur la Terre, sur l'eau et immergé à 3 m sous l'eau. L'idée que le rayonnement est dû aux éléments radioactifs de la Terre était mise à mal.



FIGURE 1.1 – Victor Hess à bord de la nacelle de son ballon lors de la préparation d'un vol pour mesurer l'ionisation à haute altitude. Cette figure est extraite de [133].

S'inspirant des travaux de Wulf, Victor Hess mesura la décharge d'un électroscope à différentes altitudes lors de vols en ballon. Il effectua entre 1911 et 1912 une série de 10 vols jusqu'à une altitude de 5300 m. Le dernier fut réalisé le 7 août 1912 lors d'une éclipse totale de soleil. Ceci permit d'exclure les effets du soleil sur la mesure. Les résultats de ces expériences montrent

que l'ionisation diminue jusqu'à 1000 m puis augmente de façon importante avec l'altitude. A 5300 m l'ionisation est doublée par rapport au sol [99]. La conclusion de ce résultat est l'origine astrophysique du rayonnement. L'augmentation de l'ionisation avec l'altitude fut confirmée par Werner Kolhörster, les années suivantes, jusqu'à une altitude de plus de 9000 m [114].

L'ambiguïté sur l'origine du rayonnement était levée, celle sur leur nature fut tranchée quelques années plus tard. Deux camps s'affrontaient, ceux défendant l'hypothèse d'un rayonnement électromagnétique, l'autre d'une nature corpusculaire. Les travaux de Jacob Clay, lors de son voyage en bateau entre Gènes et Java, montrèrent que le taux d'ionisation dépend de la position sur Terre et est notamment plus faible près de l'équateur [55]. En 1933 Pierre Auger accompagné de Louis Leprince-Ringet reproduisirent ce résultat et montrèrent un effet est-ouest significatif [129]. Ces résultats prouvèrent que les rayons cosmiques sont des particules chargées car affectées par le champ magnétique de la Terre. L'excès de particules venant de l'ouest indique que la plupart de ces particules sont chargées positivement.

Quelques années plus tard, Pierre Auger montra que les rayons mesurés sur Terre sont des particules secondaires. A l'aide de compteurs Geiger séparés de plusieurs mètres, il observa des déclenchements simultanés indiquant que les particules sont issues de l'interaction d'une particule primaire chargée, ayant une énergie pouvant aller jusqu'à 10^{15} eV, avec la haute atmosphère [30]. L'idée de gerbes de particules atmosphériques est née.

Les années suivantes, l'étude des gerbes de rayons cosmiques fut guidée par la recherche de particules nouvelles. Suivant les prédictions des premières briques de ce qui deviendra le modèle standard de physique des particules, les succès s'enchaînèrent à un rythme soutenu. En 1932, le positon fut observé dans des clichés de gerbes «d'électrons des deux signes» par Carl Anderson. S'ensuivirent la découverte du muon, des pions π^\pm , des mésons et des baryons étranges jusque dans les années 1940. La recherche de nouvelles particules et la validation des prédictions théoriques se tournent alors vers les accélérateurs de particules.

L'étude des rayons cosmiques se concentre donc plutôt sur la détermination des mécanismes astrophysiques les produisant. La réponse à ces questions nécessite de caractériser précisément les particules primaires, notamment leur nature et leur spectre. De nombreuses expériences se succédèrent, lors de vols en ballons ou dans l'espace pour les basses énergies, d'autres au sol permettant de détecter indirectement les rayons cosmiques afin de mesurer les flux très faibles aux plus hautes énergies.

1.1.2 Spectre et composition des rayons cosmiques

Le spectre global

La figure 1.2 montre le spectre en énergie des rayons cosmiques en regroupant les mesures de différentes expériences. Un agrandissement de ce spectre est montré au delà de 10^{17} eV afin de mieux visualiser les détails. Le spectre peut être approximé par une loi de puissance, $dN/dE \propto E^{-\Gamma}$, sur plus de 12 ordres de grandeur en énergie et 32 en flux. Plusieurs écarts à une pure loi de puissance sont observés :

- **La coupure à basse énergie** : En dessous de 1 GeV le spectre ne suit pas une loi de puissance. Les rayons cosmiques sont des particules chargées, et sont donc déviées par le champ magnétique héliosphérique. Celui-ci varie en fonction des phases de notre étoile d'une durée typique de 11 ans. Ce phénomène est appelé modulation

solaire. Le flux de rayons cosmiques à basse énergie reçu sur Terre dépend de cette modulation.

- **Le genou** : Une bosse, appelée le genou, est observée à $\sim 10^{15}$ eV. Le spectre avant cette structure suit une loi de puissance d'indice $\Gamma \sim 2.7$. L'origine de ces particules est très probablement au sein de notre galaxie. Au delà du genou, le spectre suit une loi de puissance d'indice $\Gamma \sim 3.2$. L'existence d'un deuxième genou à $\sim 4 \times 10^{17}$ eV est en discussion.
- **La cheville** : La cheville se caractérise par un redressement du spectre. Après $\sim 6 \times 10^{18}$ eV l'indice spectral est de $\Gamma \sim 2.5$. L'origine de ces rayons cosmiques est probablement extragalactique.
- **La coupure à haute énergie** : Après la cheville, le flux des rayons cosmiques a été mesuré jusqu'à $\sim 10^{20}$ eV. Une coupure du spectre est prédite depuis 1966 [92, 186]. Cette limite, appelée coupure GZK en l'honneur de Greisen Zatsepin et Kuzmin, est due à l'interaction des rayons cosmiques avec le rayonnement du fond diffus cosmologique et devrait se situer à 5×10^{19} eV.

La transition entre l'origine galactique et extragalactique des rayons cosmiques est discutée par le champ magnétique de la galaxie. Le rayon de giration des particules suit la loi $R \propto E/ZB$. Lorsque celui-ci est supérieur au rayon de la galaxie ($\sim 10^4$ pc) les particules s'échappent. L'intensité du champ magnétique est de $\sim 3 \mu\text{G}$ en moyenne dans le milieu interstellaire. Cela implique que les rayons cosmiques sont confinés dans la voie lactée jusqu'à $\sim 10^{19}$ eV. Cette estimation correspond approximativement à la position de la cheville qui serait expliquée par la transition entre une composante de rayons cosmiques galactique et une d'indice spectral plus dur d'origine extragalactique.

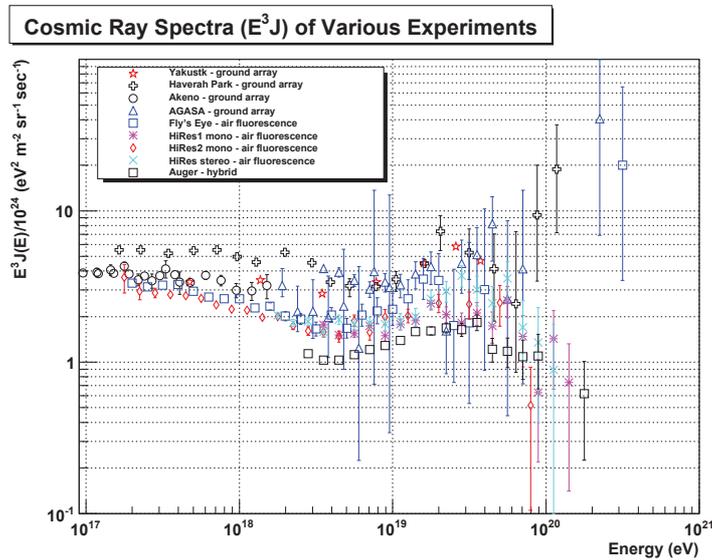
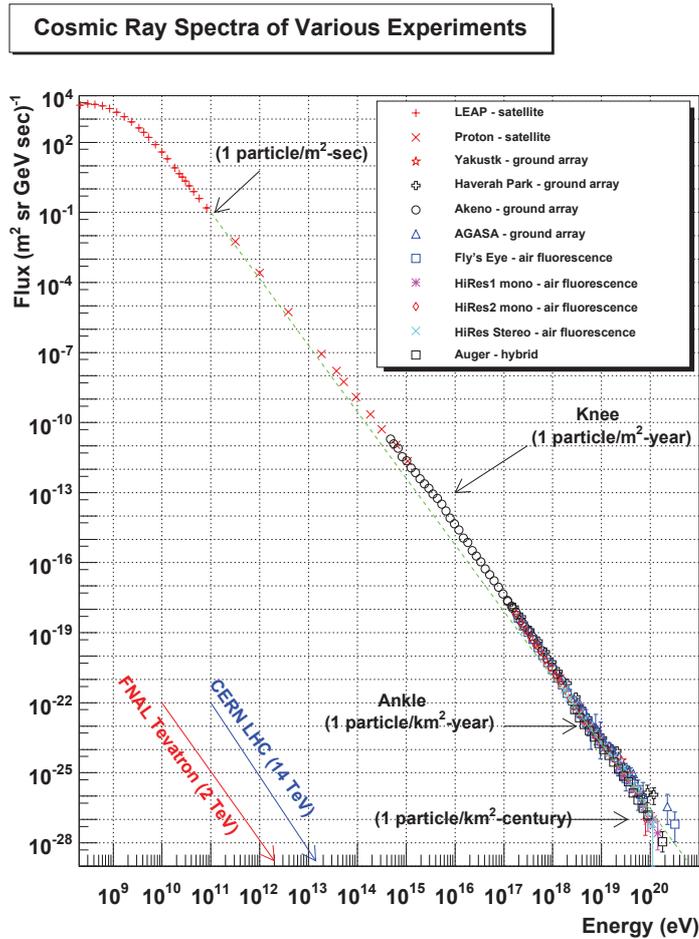


FIGURE 1.2 – Spectre en energie des rayons cosmiques. Les positions des structures spectrales sont indiquées. *Haut* : Spectre sur 12 ordres de grandeur en energie obtenu par diverses experiences. *Bas* : Agrandissement du spectre au delà de 10^{17} eV, le flux est multiplié par E^3 . Ces figures sont extraites de [96].

La composition

Le rayonnement cosmique est majoritairement composé de nucléons (99%), seulement 1% des particules chargées arrivant sur Terre sont des électrons. Parmi les nucléons, 89% sont des protons et 10% des noyaux d'hélium, le reste est constitué de noyaux d'éléments plus lourd. La figure 1.3 montre la composition des rayons cosmiques galactiques comparée à l'abondance du système solaire. La surabondance des éléments comme le lithium, le béryllium ou encore le bore, indique que ces éléments sont d'origine secondaire issus de spallation lors de la propagation des rayons cosmiques dans le milieu interstellaire. Le rapport d'abondance des différents éléments permet d'estimer que la quantité moyenne de matière traversée par les rayons cosmiques est de $\sim 5 \text{ g cm}^{-2}$. Le temps de confinement dans la galaxie de ces produits de spallation est déterminé grâce aux isotopes radioactifs. Ces deux informations conduisent à déterminer que la densité moyenne traversée par les rayons cosmiques est de $\sim 0.3 \text{ proton.cm}^{-3}$. La densité moyenne dans le plan galactique étant de 1 proton.cm^{-3} , la différence de ces deux densités met en évidence que les rayons cosmiques se propagent également en dehors du plan galactique dans ce qu'on appelle le halo.

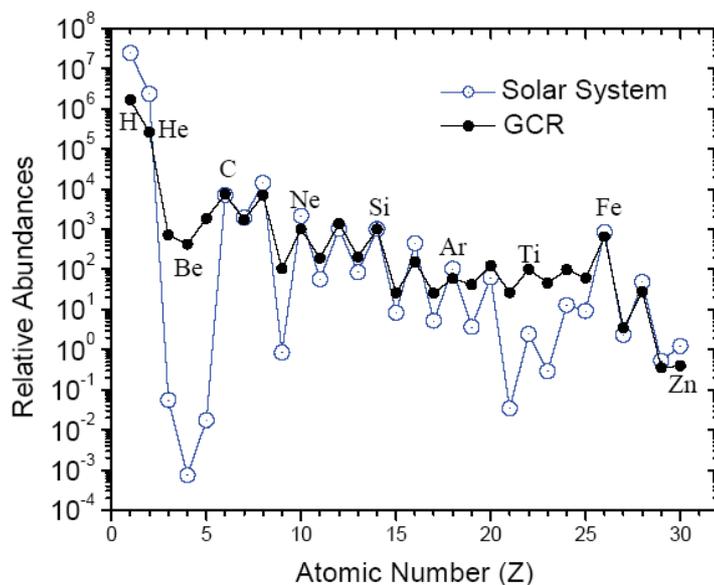


FIGURE 1.3 – Abondance des rayons cosmiques galactiques. L'abondance solaire est indiquée pour comparaison. Cette figure est extraite de [96].

Le genou observé dans le spectre globale est aussi observé dans le spectre de chaque élément. La position de ce changement d'indice est d'autant plus élevée que l'élément est lourd. Le deuxième genou correspondrait donc au Fe et le changement d'indice entre les deux genoux serait dû à la superposition des genoux des différentes espèces.

1.1.3 L'origine des rayons cosmiques

La remarquable constance de la loi de puissance du spectre des rayons cosmiques suggèrent que le processus de création des rayons cosmiques est non thermique et similaire sur toute la

gamme en énergie. L'énergie maximale atteinte par les particules dans les sites d'accélération est déterminée par la taille et le champ magnétique de l'objet astrophysique. Si le rayon de giration est supérieur à la taille de la région d'accélération alors les particules s'échappent. La figure 1.4 est appelée diagramme de Hillas [102]. Les valeurs typiques de champ magnétique et de taille des différents sites possibles d'accélération des rayons cosmiques sont indiquées (rectangles noirs). Les rayons de giration de protons de différentes énergies en fonction du champ magnétique sont superposés (lignes en tirets).

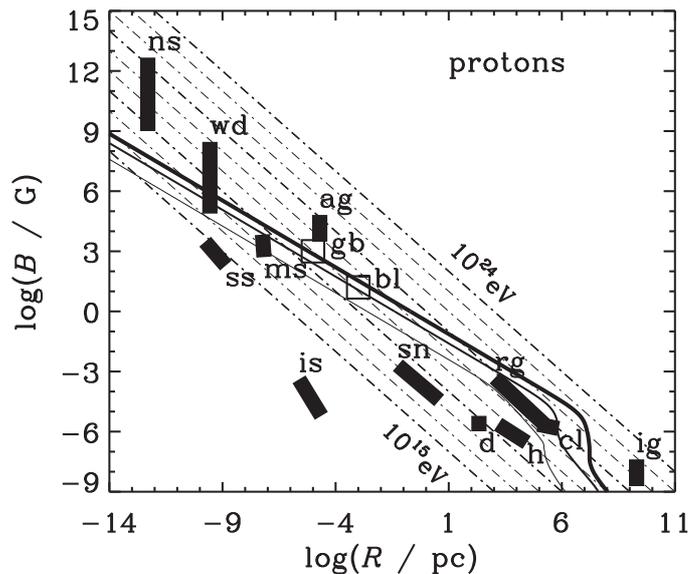


FIGURE 1.4 – Diagramme de Hillas montrant le champ magnétique en fonction de la taille du site d'accélération. Les lignes pointillées montrent le champ magnétique en fonction du rayon de giration pour un proton d'énergie de 10^{15} à 10^{24} eV. Les rectangles noirs indiquent les valeurs typiques des différents objets astrophysiques : étoiles à neutrons (ns), naines blanches (wd), éruptions solaires (ss), magnetars (ms), noyaux actifs de galaxie (ag), milieu interstellaire (is), vestiges de supernova (sn), lobes de radio-galaxies (rg), disque galactique (d), halo galactique (h), amas de galaxies (cl) et milieu intergalactique (ig). Cette figure est extraite de [169].

Les rayons cosmiques jusqu'au genou ($\sim 10^{15}$ eV) peuvent donc être accélérés par les vestiges de supernova. D'autres phénomènes, tels que les noyaux actifs de galaxies ou les sursauts γ , sont nécessaires pour atteindre les énergies mesurées de $\sim 10^{20}$ eV. Ces objets seront présentés dans les sections suivantes.

1.1.4 Accélération de Fermi

Enrico Fermi propose, dès 1949, un mécanisme d'accélération des particules pouvant s'appliquer aux rayons cosmiques [77]. Il repose sur le principe de réflexion des particules chargées sur des «nuages magnétiques» en mouvement dans la galaxie. Ces régions où l'intensité du champ magnétique est plus élevée qu'en moyenne, sont associées aux nuages moléculaires.

Mécanisme d'accélération du second ordre

Le premier mécanisme est appelé «du second ordre». Considérons un nuage magnétique avec une vitesse V dans le référentiel de la galaxie et possédant un champ magnétique B . Lorsqu'une particule chargée, d'énergie E_1 et dont la trajectoire forme un angle θ_1 avec la vitesse du nuage, pénètre dans le nuage, elle ressort avec une énergie E_2 et avec un angle θ_2 . Le ' sur les grandeurs indique que le référentiel est celui du nuage. Les changements de référentiel s'effectuent par transformation de Lorentz, avec $\beta = V/c$ et $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$:

$$E'_1 = \gamma E_1 (1 - \beta \cos \theta_1) \quad (1.1)$$

$$E_2 = \gamma E'_2 (1 + \beta \cos \theta'_2) \quad (1.2)$$

Le travail de la force magnétique étant nul, l'énergie de la particule en sortie est égale à l'énergie d'entrée dans le référentiel du nuage donc $E'_1 = E'_2$. Dans le référentiel de la galaxie on obtient :

$$E_2 = \gamma^2 E_1 (1 - \beta \cos \theta_1) (1 + \beta \cos \theta'_2) \quad (1.3)$$

Les particules sont considérées relativistes et la variation de l'énergie à la sortie du nuage s'écrit :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\beta(\cos \theta'_2 - \cos \theta_1) + \beta^2(1 - \cos \theta_1 \cos \theta'_2)}{1 - \beta^2} \quad (1.4)$$

Si la collision entre la particule et le nuage est frontale, la particule gagne de l'énergie, si elle est fuyante le bilan énergétique est négatif. Cependant les probabilités d'occurrence des deux cas ne sont pas égales. La probabilité que la collision soit frontale entre un nuage et la particule de vitesse v est $\propto v - V \cos \theta_1$. On a ainsi :

$$\langle \cos \theta_1 \rangle = -\frac{1}{3} \frac{V}{v} \approx -\frac{1}{3} \beta \quad (1.5)$$

De plus, l'angle de sortie est aléatoire donc $\langle \cos \theta'_2 \rangle = 0$. Cela conduit à la variation moyenne d'énergie :

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4}{3} \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} \approx \frac{4}{3} \beta^2 \quad (1.6)$$

Le bilan énergétique est donc positif. Cependant le gain d'énergie lors de chaque déflexion est proportionnel à β^2 , d'où l'appellation d'accélération du second ordre. La vitesse des nuages étant peu élevée, le gain énergétique est faible et donc ce mécanisme est peu efficace.

Mécanisme d'accélération du premier ordre

Dans un deuxième temps Enrico Fermi fit alors l'hypothèse que les particules ne subissent que des collisions frontales [78]. Une particule dans le milieu amont passe dans le milieu aval en franchissant frontalement le choc puis par déflexion magnétique repasse dans le milieu amont. Si les particules sont isotropisées, on est dans la situation suivante :

$$\langle \cos \theta_1 \rangle = -\langle \cos \theta'_2 \rangle = -\frac{2}{3} \quad (1.7)$$

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \approx \frac{4}{3} \beta \quad (1.8)$$

Le bilan énergétique de chaque déflexion est toujours positif et donc le gain en énergie est proportionnel à β . Ce processus est appelé du premier ordre et est beaucoup plus efficace.

Les chocs forts

L'hypothèse pour que le mécanisme de Fermi du premier ordre ait lieu est que les particules rencontrent un mur magnétique. Ce cas de figure se présente dans les chocs astrophysiques. Un choc est caractérisé par la discontinuité des propriétés physiques des milieux (amont et aval du choc) telles que la température, la pression, la densité (ρ) ou encore la vitesse (v).

Une onde de choc se caractérise par le nombre de Mach défini comme le rapport de vitesse de l'onde par rapport à la vitesse du son du milieu : $M = v_{choc}/v_{son}$. Les propriétés de base des ondes de choc conduisent à la détermination du facteur de compression du choc, noté r , $r = v_{amont}/v_{aval} = \rho_{aval}/\rho_{amont}$. Ce facteur peut s'exprimer en fonction du coefficient adiabatique du milieu, γ , on obtient :

$$r = \frac{(\gamma + 1)M^2}{(\gamma - 1)M^2 + 2} \quad (1.9)$$

Le coefficient γ est égal à $5/3$ pour un gaz parfait monoatomique. Dans le cas où la vitesse du choc est très grande, le facteur de compression tend vers $r \approx 4$. On parle dans ce cas de choc fort.

Dans ce type de choc, chaque milieu voit s'approcher l'autre avec la vitesse :

$$\Delta V = \frac{r - 1}{r} v_{choc} \approx \frac{3}{4} v_{choc} \quad (1.10)$$

A chaque passage de la discontinuité une particule gagne l'énergie :

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4}{3} \frac{\Delta V}{c} = \frac{4}{3} \frac{r - 1}{r} \frac{v_{choc}}{c} \approx \beta \quad (1.11)$$

En prenant en compte la probabilité d'échappement des particules, l'accélération des particules conduit à un spectre suivant la loi :

$$\frac{dN}{dE} \propto \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \quad (1.12)$$

où $\Gamma = \frac{r+2}{r-1} \approx 2$.

L'accélération des particules dans les chocs forts conduit, à un gain d'énergie proportionnel à β lors de chaque passage de la discontinuité et le spectre en sortie suit une loi de puissance d'indice proche de 2. Le mécanisme de Fermi du premier ordre permet donc, grâce à un processus efficace d'accélération, de produire un spectre de particules suivant une loi de puissance.

La propagation

La différence entre le spectre des particules accélérées par le mécanisme de Fermi du premier ordre et celui observé sur Terre peut être expliqué par les effets de propagation des rayons cosmiques dans la galaxie. Ces effets regroupent la spallation, les pertes d'énergie et l'échappement des particules de la galaxie. Des calculs montrent qu'ils conservent la forme spectrale en loi de puissance mais induisent une augmentation de l'indice spectral pouvant aller jusqu'à 0.7. La mesure du spectre de rayons cosmiques avec $\Gamma \sim 2.7$ avant le genou est donc compatible avec l'accélération de Fermi.

1.1.5 Les vestiges de supernova

Les vestiges de supernova (SNR) sont présentés depuis les années 1930 comme les meilleurs candidats pour expliquer le flux de rayons cosmiques [31] jusqu'à $\sim 10^{15}$ eV. L'onde de choc des vestiges est un choc fort et donc le mécanisme de Fermi du premier ordre peut avoir lieu. De plus, le bilan énergétique des supernovae permet d'expliquer le flux global des rayons cosmiques. En effet, ces explosions relâchent une énergie de l'ordre de $E_{snr} \sim 10^{51}$ erg sous forme d'énergie cinétique dans le gaz éjecté. Le taux d'explosion des supernovae est de l'ordre de trois par siècle. De ce fait si $\sim 10\%$ de l'énergie des SNRs est transférée dans l'accélération de particule, alors le flux de rayons cosmiques peut être maintenu au niveau de celui observé sur Terre.

Dans le catalogue de Green revisité en 2014 [91], 294 vestiges de supernova sont recensés à travers une détection dans le domaine radio. Cette émission est généralement expliquée par le rayonnement synchrotron d'électrons, et ces vestiges ont le plus souvent une forme de coquille, comme attendue dans le schéma classique de l'expansion des éjectas des supernovae (voir figure 1.5).

Un nombre croissant de vestiges de supernova a été observé au GeV et au TeV. Ces observations sont cruciales pour contraindre les modèles d'accélération au niveau des chocs. Le chapitre 7 détaille les observations à ces énergies et les conclusions qu'il est possible d'en tirer.

Les différentes supernovae

Les supernovae sont catégorisées en deux grandes classes (I et II). Les critères de sélection s'appuient notamment sur la caractérisation du spectre émis avec la présence ou non de certaines raies, de la luminosité ainsi que de la forme de la courbe de lumière.

- Les supernovae de type I sont produites par l'explosion thermo-nucléaire d'une naine blanche. L'accumulation de matière, le plus souvent de par la présence d'un compagnon au sein d'un système binaire, induit le dépassement de la masse critique de Chandrasekhar ($\sim 1.4 M_{\odot}$). La pression de dégénérescence des électrons n'est plus suffisante pour s'opposer à la gravité et des réactions nucléaires initient l'explosion. Celle-ci détruit l'étoile dont rien ne subsiste.
- La deuxième grande catégorie de supernovae est régie par un autre mécanisme. Les étoiles massives ($> 8 M_{\odot}$) synthétisent, durant la période sur la séquence principale, des éléments jusqu'au fer. Cet élément se retrouve au coeur de l'étoile. Lorsque la masse de ce coeur dépasse la masse de Chandrasekhar la pression de dégénérescence ne permet plus de contrebalancer la gravité. Le coeur s'effondre emportant les couches supérieures. L'augmentation de la densité du coeur crée un objet compact comme une étoile à neutrons ou un trou noir. La pression de dégénérescence des nucléons au coeur s'oppose alors aux couches extérieures qui rebondissent produisant la supernova. Les différentes sous-catégories s'appuient sur des propriétés spectrales différentes.

Structure et évolution d'un vestige de supernova

La structure d'un vestige de supernova est similaire pour tous les types de supernova. L'expansion des ejecta se produit à des vitesses ($\sim 10\,000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$) supérieures à la vitesse du son dans le milieu interstellaire. Une onde de choc se crée en balayant le milieu environnant, il en résulte une augmentation de la température et de la densité. Cette augmentation de densité et de pression entre le milieu interstellaire (ISM) et les éjectas créent un choc en retour. Celui-ci se propage dans la direction du centre de l'explosion tout en comprimant et ralentissant les ejecta. La figure 1.5 schématise cette structure. Les deux chocs ayant une direction opposée, ils induisent une discontinuité de contact.

Les mécanismes à l'origine des deux catégories de supernovae (SN) sont différents mais l'évolution des éjectas est plutôt similaire. Les différences les plus importantes ont lieu au début de l'évolution du vestige de supernova, avec notamment des vitesses d'expansion plus importantes pour les SN de type II. Mais à partir de $\sim 10^3$ ans l'évolution du vestige est semblable. Cette évolution suit quatre phases différentes :

- **La phase d'expansion libre** [51, 172] : Lorsque la masse de la matière de l'ISM balayée est faible devant la masse des éjectas, l'expansion est quasi libre et le rayon du vestige est approximativement proportionnel au temps, $R \propto t$.
- **La phase de Sedov-Taylor** [164, 166] : Lorsque la masse des ejecta est comparable à celle de la matière choquée, l'évolution est régie par la conservation de l'énergie. La transition s'effectue à un temps caractéristique de

$$t_{ST} \approx 209 \times \left(\frac{E_{snr}}{10^{51} \text{erg}} \right)^{-1/2} \left(\frac{n_{ISM}}{\text{cm}^{-3}} \right)^{-1/3} \left(\frac{M_{ej}}{M_{\odot}} \right)^{5/6} \text{ ans} \quad (1.13)$$

où E_{snr} est l'énergie libérée par la supernova, M_{ej} la masse des ejectas. Durant cette phase, les pertes radiatives sont considérées comme négligeables. L'expansion du rayon de la coquille ralentit et suit une loi en $R \propto t^{2/5}$.

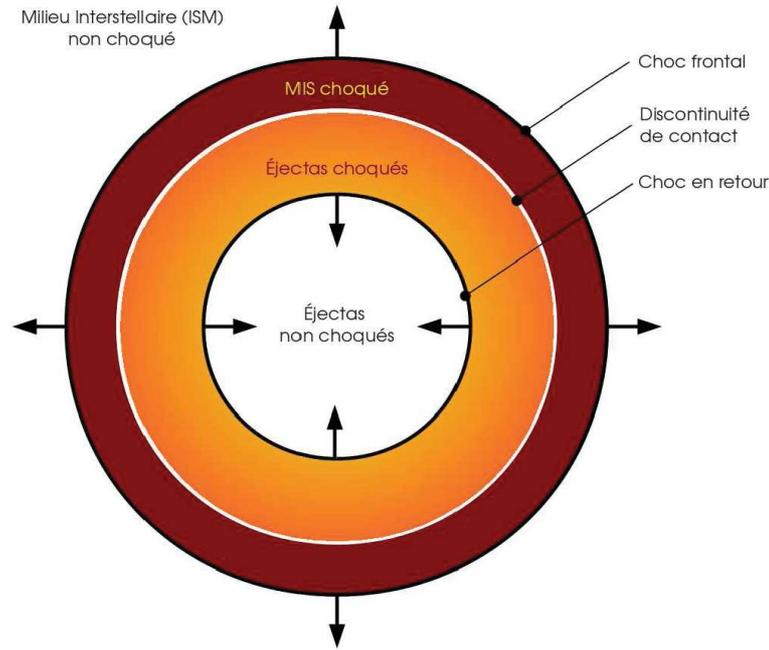


FIGURE 1.5 – Schéma de la structure d'un vestige de supernova. Cette figure est extraite de [42].

- **La phase radiative** [53] : Lorsque que le temps caractéristique des pertes radiatives est comparable au temps d'évolution du système, elles ne peuvent plus être négligées. Cette période intervient approximativement à :

$$t_{rad} \approx 29 \times 10^3 \left(\frac{E_{snr}}{10^{51} \text{erg}} \right)^{4/17} \left(\frac{n_{ISM}}{\text{cm}^{-3}} \right)^{-9/17} \text{ ans} \quad (1.14)$$

Une coquille dense et froide se forme par la recombinaison des électrons et des ions. Le vestige poursuit son expansion à un rythme plus faible, $R \propto t^{3/10}$

- **La phase de dispersion** [53] : Lorsque la pression à l'intérieur du vestige est comparable à celle du milieu interstellaire, le vestige entre dans sa dernière phase. La coquille ne se déplace plus que par inertie et se mélange peu à peu au milieu environnant. Cette phase débute à $t_{disp} \approx 60t_{rad}$ et le vestige évolue en $R \propto t^{1/4}$.

Energie maximale

Le processus de Fermi du premier ordre a lieu au niveau de l'onde de choc des vestiges de supernova. L'énergie maximale que peuvent atteindre les particules accélérées dépend de plusieurs paramètres. A partir d'une certaine énergie les perturbations magnétiques ne peuvent plus confiner les particules au niveau du choc. Ainsi, lorsque les particules diffusent sur une région plus grande que la taille du vestige, l'hypothèse de «mur magnétique» pour le principe de Fermi n'est plus valable. Une première estimation de l'énergie maximale en supposant des paramètres raisonnables pour les vestiges a été obtenue à $\sim 10^{14}$ eV [121].

Des études numériques ont montré que l'efficacité d'accélération des particules par les ondes de choc pouvait atteindre jusqu'à 50% de l'énergie cinétique des éjectas [133]. De plus, le champ magnétique dans le milieu amont peut être amplifié par plusieurs mécanismes. Cette amplification peut être d'un facteur 100 plus importante que supposé dans les premiers travaux. Ces valeurs théoriques sont corroborées par des mesures d'intensité de champ magnétique important dans les vestiges de supernova Tycho et Cas A. L'énergie maximale d'accélération est alors compatible avec le genou observé dans le spectre des rayons cosmiques.

Les récents développements s'intéressent aux effets non linéaires qui apparaissent au niveau des chocs. Les rayons cosmiques lors de leur multiples passages chauffent le milieu amont et créent un précurseur au choc. Cela entraîne une diminution du facteur de compression entraînant une diminution de l'efficacité d'accélération. Ce phénomène dépend de l'énergie car la compression effectivement vue par une particule accélérée dépend de sa région de diffusion. Celle-ci étant plus grande à haute énergie le facteur r est alors plus grand que pour les particules de basse énergie. D'autres phénomènes impliquant les interactions entre le champ magnétique et le milieu amont, où les rayons cosmiques influencent les propriétés du choc, éloignent le spectre de sortie des particules d'une pure loi de puissance.

1.2 L'astronomie γ : aux limites du spectre électromagnétique

L'astronomie γ est la détection des phénomènes les plus violents de l'univers à travers l'émission électromagnétique la plus énergétique jamais mesurée sur Terre. La transition entre rayons X et rayon γ se situe autour de ~ 100 keV. Le domaine γ s'étend donc sur plusieurs ordres de grandeur en énergie.

La longueur d'onde correspondant au rayonnement γ est trop petite pour être focalisable. Les méthodes traditionnelles de détection de ce rayonnement ne peuvent pas s'appliquer pour les photons au delà des rayons X. Il a fallu attendre des méthodes de détection issues de la physique des particules pour développer des détecteurs de rayons γ et proposer une sensibilité suffisante à l'étude des faibles flux en provenance des sources astrophysiques. Cela explique la relative jeunesse de l'astronomie γ comparée aux longueurs d'onde plus traditionnelles de l'astrophysique. Une description des instruments utilisés en astronomie γ est proposée en section 1.4. Différentes techniques ont été développées en fonction de l'énergie des rayons γ . Chacune de ces techniques instrumentales est alors associée à une sous division du domaine γ .

La figure 1.6 montre le spectre électromagnétique dans différentes unités et les différents domaines ainsi caractérisés. Le rayonnement des basses énergies (BE) s'étend des rayons X jusqu'à quelques centaines de MeV. Le domaine dit des hautes énergies (HE), aussi appelé domaine du GeV, comprend les photons de quelques centaines de MeV jusqu'à quelques centaines de GeV. Enfin le domaine du TeV, des très hautes énergies (THE), désigne les photons d'énergie supérieure. Le rayonnement au delà de quelques dizaines de TeV est parfois appelé domaine des ultra hautes énergies (UHE).

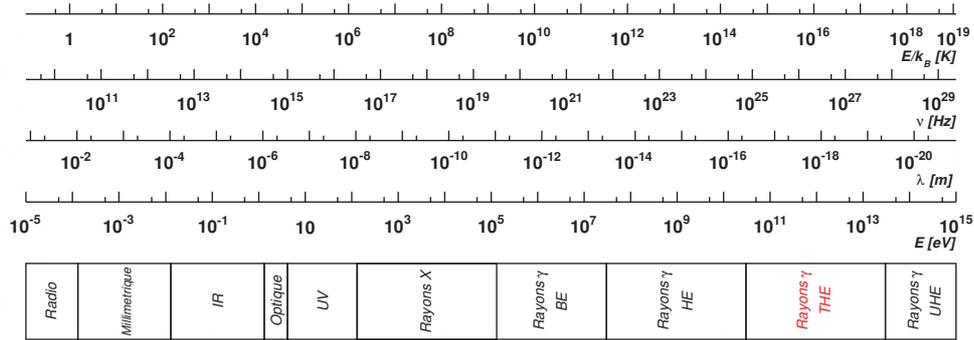


FIGURE 1.6 – Spectre électromagnétique couvert par l'astrophysique dans différentes unités. Le nom des domaines est indiqué dans le cadre du bas. Le domaine γ est généralement divisé en plusieurs sous domaines.

Intérêt de l'astronomie γ

Les rayons cosmiques sont des particules chargées électriquement. Le champ magnétique de la Voie Lactée perturbe leur trajectoire lors de leur propagation dans la galaxie. Les mesures de flux et de composition des rayons cosmiques effectuées au niveau de la Terre ne permettent pas de déterminer précisément leur origine et les mécanismes d'accélération.

Cependant, lors de leur accélération les rayons cosmiques peuvent interagir avec le milieu ambiant. Cela engendre des produits d'interaction tels que des rayons γ et des neutrinos. Ces particules sont neutres et se propagent donc en ligne droite jusqu'à l'observateur. Leur étude permet ainsi d'étudier directement les sites d'accélération.

Les instruments de l'astronomie γ permettent d'étudier la distribution spatiale et spectrale des rayons γ . Ainsi l'étude spectrale permet de sonder la population de particules émettrices de rayons γ et donc le mécanisme d'accélération. Les cartes permettent de déterminer le lieu d'accélération et de l'associer à des objets astrophysiques connus et observés à d'autres longueurs d'ondes. Cela permet notamment de sonder la diffusion et la propagation des rayons cosmiques loin des sites d'accélération afin de caractériser le spectre injecté dans le milieu interstellaire.

1.3 Les processus de production de rayons γ

La production de rayons γ peut résulter de plusieurs processus physiques principaux, qualifiés de leptoniques et hadroniques et responsables de l'émission γ généralement observée. Dans le premier cas, des leptons, majoritairement des électrons, peuvent produire du rayonnement bremsstrahlung, Compton inverse ou encore synchrotron. Les hadrons, principalement des protons, entrent en collision avec le milieu interstellaire et produisent des pions qui se désintègrent en rayons γ .

L'identification du type de particules émettrices se base sur les différences spectrales entre les processus leptoniques et hadroniques. Ceux-ci sont détaillés ci-après.

1.3.1 Rayonnement synchrotron

Une particule chargée dans un champ magnétique subit une force de Lorentz $\vec{F} = q\vec{v} \wedge \vec{B}$. La trajectoire de la particule est hélicoïdale de vitesse angulaire $\omega = \frac{qB}{mc\gamma}$. Cette trajectoire induit une émission de photons, appelée émission synchrotron, et cette perte d'énergie de la particule est donnée par :

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{4}{3}\sigma_T c\beta^2\gamma^2 U_B \quad (1.15)$$

où σ_T est la section efficace de Thomson, $\sigma_T = \frac{8\pi}{3}\left(\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}\right)^2$, $U_B = B^2/2\mu_0$.

La présence d'électrons d'énergie supérieure à 1 TeV dans un champ magnétique supérieur à quelques μG , comme il est le cas dans le milieu interstellaire, conduit à l'émission de rayons X par ce processus. Dans un nuage moléculaire le champ magnétique peut être amplifié jusqu'à plusieurs centaines de μG permettant un rayonnement synchrotron intense et un refroidissement efficace de la population d'électrons.

La présence de rayonnement X non thermique est donc un bon moyen de sonder l'intensité du champ magnétique et/ou la présence d'électrons accélérés dans la région observée. L'émission de photons au TeV par rayonnement synchrotron est peu probable puisqu'il faudrait des électrons avec une énergie $> 10^{16}$ eV. Le refroidissement d'une telle population serait alors très rapide puisqu'il suit la relation :

$$t_{sync} \approx 1.3 \times 10^{10} \left(\frac{E_e}{1 \text{ GeV}}\right)^{-1} \left(\frac{B}{1 \mu\text{G}}\right)^{-2} \text{ ans} \quad (1.16)$$

Le temps de refroidissement d'électrons d'énergie $> 10^{16}$ eV plongés dans un champ magnétique de $\sim 5 \mu\text{G}$ est de ~ 2 jours.

1.3.2 Rayonnement Compton inverse

L'effet Compton inverse est le processus d'interaction entre un électron et un photon du milieu environnant. L'électron transfère une partie de son énergie à un photon cible qui devient un rayon γ . Le champ de photons fourni par le fond diffus cosmologique est une cible naturelle et systématique de ce phénomène. Dans des milieux particuliers, tels que dans les amas d'étoiles ou les systèmes binaires, d'autres champs de photons peuvent contribuer de manière importante au rayonnement Compton inverse.

La puissance rayonnée par un électron dans un champ de photons isotropes est :

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{4}{3}c\gamma^2\sigma U_{ph} \quad (1.17)$$

où U_{ph} est la densité d'énergie des photons cibles, σ est la section efficace de Thomson dans le cas où l'énergie du photon est $E_{ph} \ll 2m_e c^2$, ou la section efficace de Klein-Nishina dans le cas contraire. Cette dernière décroît avec l'énergie du photon cible ($\sigma \propto (h\nu)^{-1}$).

Pour un électron d'énergie E_e le temps caractéristique de diffusion Compton inverse est de :

$$t_{IC} \approx 3 \times 10^8 \left(\frac{U_{ph}}{1 \text{ eV.cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{E_e}{1 \text{ GeV}} \right)^{-1} \text{ ans} \quad (1.18)$$

1.3.3 Rayonnement bremsstrahlung

Le rayonnement bremsstrahlung, aussi appelé rayonnement de freinage, est l'interaction des électrons avec le champ coulombien des atomes. La propagation d'un électron dans un milieu peut conduire à l'émission d'un photon, jusqu'à des énergies comparables à l'énergie de l'électron. Ce processus dépend donc principalement de la densité du milieu.

La puissance rayonnée par un électron dans un milieu avec une ionisation similaire au milieu interstellaire, composé de N espèces d'ions de densité n_i et de charge Z_i est donné par :

$$\frac{dE}{dt} = - \frac{e^6}{16\pi^3 \epsilon_0^3 m^2 c^4 \hbar} \sum_n^N n_i Z_i (Z_i + 1) E \log \left(\frac{183}{Z_i^{1/3}} + \frac{1}{8} \right) \quad (1.19)$$

Le temps caractéristique de ce processus dans le cas d'un milieu neutre et de densité n , s'écrit :

$$t_{Br} \approx 4 \times 10^7 \left(\frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \text{ ans} \quad (1.20)$$

Ce rayonnement peut donc devenir important dans les milieux denses. Il est même dominant dans le cas des nuages moléculaires où la densité est de l'ordre de $\sim 10^3$ à $\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$. Une population d'électrons suivant une loi de puissance produit un rayonnement bremsstrahlung suivant une loi de puissance de même indice. Il sera alors très difficile de distinguer ce type de rayonnement des processus hadroniques uniquement par des considérations de formes spectrales des photons observés.

1.3.4 Désintégration de pions

Les rayons cosmiques, en majorité des protons, sont accélérés et peuvent atteindre des énergies importantes. Lorsqu'ils se propagent dans le milieu interstellaire, principalement composé d'hydrogène, ils peuvent rencontrer un noyau froid et créer, par collisions inélastiques, des pions et kaons. Ces derniers se décomposent rapidement en pions.



Les pions neutres se désintègrent très rapidement, leur temps de vie étant de $\sim 8.10^{-17} \text{ s}$, en deux photons de même énergie dans 99% des cas (en paire électron-positon dans les autres cas).

Un π^0 emporte en moyenne $\sim 17\%$ de l'énergie disponible. En considérant que $E_{RC} \gg E_p$, un rayon γ produit possède en moyenne $\sim 8.5\%$ de l'énergie du rayon cosmique.

Les processus d'accélération produisent une distribution de rayons cosmiques dont la forme spectrale suit approximativement une loi de puissance en énergie. Le spectre de rayons γ , Φ_γ , produit par une distribution de protons, $J_p(E_p)$, dans un milieu de densité d'hydrogène n_H , est donné par l'équation 72 de [110] :

$$\Phi_\gamma(E_\gamma) \equiv \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} = c n_H \int_0^1 \sigma^{inel}(E_\gamma/x) J_p(E_\gamma/x) F_\gamma(x, E_\gamma/x) \frac{dx}{x} \quad (1.22)$$

où $x \equiv E_\gamma/E_p$, $\sigma_{inel}(E_\gamma/x)$ est la section efficace d'interaction inélastique proton-proton, et $F_\gamma(x, E_p)$ est la fonction analytique paramétrisée par l'expression 58 de [110].

La section efficace d'interaction inélastique est approximativement constante au delà de 1 GeV. Il apparaît donc que le spectre de rayons γ à haute énergie suit la même forme spectrale que la distribution de rayons cosmiques.

Les rayons cosmiques et le milieu interstellaire ne sont pas uniquement composés d'hydrogène. De ce fait, la normalisation du spectre de rayons γ produit par une distribution de rayons cosmiques donnée est supérieure à celle prédite par l'expression 1.22. Le facteur 1.45 est généralement appliqué à la densité du milieu pour prendre en compte cet effet dans le flux de rayons γ attendu [66].

Les collisions hadroniques produisent également des pions chargés. Ils se désintègrent en muons et neutrinos. Ces derniers se propagent sans perturbation dans le milieu interstellaire jusqu'à la Terre.

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.23)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.24)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

La détection de neutrinos en direction d'une région émettrice de rayons γ serait une preuve flagrante de la domination des processus hadroniques dans l'émission γ et donc que des rayons cosmiques accélérés sont présents.

Le temps caractéristique d'interaction d'un proton dans un milieu de densité n s'écrit :

$$t_{pp \rightarrow \pi^0} \approx 5.3 \times 10^7 \left(\frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \text{ ans} \quad (1.25)$$

1.3.5 Annihilation de matière noire

Un processus plus exotique susceptible d'émettre des rayons γ est l'annihilation de matière noire. Le constituant dominant de la masse de l'univers est inconnu. Cette composante est appelée matière noire. Sa présence se manifeste par son interaction gravitationnelle avec la matière ordinaire, à travers des observations de lentillage gravitationnelle, faible et fort, autour

des amas de galaxies. La manifestation de la matière noire se traduit aussi par la courbe de rotation des galaxies explicable uniquement par la présence de matière supplémentaire en particulier loin du centre. Enfin, les modèles de cosmologie introduisent cette masse manquante afin d'interpréter les corrélations spatiales des anisotropies du fond diffus cosmologique.

Des modèles de matière noire, issus de la physique des particules, supposent qu'elle serait composée de particules massives interagissant peu avec la matière ordinaire, les WIMPs (*Weakly Interacting Massive Particle*). De plus, certains font l'hypothèse que cette particule inconnue est sa propre antiparticule. De ce fait, lorsque deux particules de matière noire se rencontrent elles s'annihilent. Les produits de cette annihilation mènent à l'émission de rayons γ . Le spectre γ ainsi observable est différent de celui des processus cités précédemment.

Les modèles de matière noire considérés autorisent en principe les canaux d'annihilation de WIMPs ne faisant intervenir que des particules du Modèle Standard dans l'état final. Tous ces canaux participent à la superposition de tous les diagrammes faisant apparaître tous les états finaux possibles pour le calcul final de la section efficace d'annihilation. Des cas particuliers s'ajoutent pour lesquels des états finaux additionnels sont possibles, faisant intervenir de nouvelles particules, dépendant du modèle exotique exploré. En supersymétrie dans le cadre du MSSM, par exemple, il existe des diagrammes contribuant aux annihilations avec dans l'état final $\gamma\gamma$ et γZ . D'autres états finaux sont possibles en fonction des modèles. Si l'annihilation produit un ou deux rayons γ , alors une raie centrée autour de la masse du WIMP est attendue. Si les photons γ sont produits par interactions secondaires des états finaux, une émission γ continue avec une forme particulière jusqu'à la masse du WIMP est attendue.

L'intensité du rayonnement γ attendue est faible et dépend de la densité ($\propto n^2$) et de la vitesse de la matière noire. La concentration la plus élevée se situe au centre de la galaxie où la gravité est la plus importante. Cependant cette région est dense en sources de rayons γ et en extraire le faible signal est une tâche complexe. Les galaxies naines sphéroïdes ont leur masse dominée par la matière noire. L'émission γ potentielle de ces objets a ainsi plus de chance d'être associée à l'annihilation de WIMPs. L'émission γ de matière noire est également recherchée dans les amas de galaxies ainsi que dans les noyaux actifs de galaxies.

1.4 A la recherche des rayons γ

Le domaine du rayonnement γ s'étend sur plusieurs ordres de grandeur en énergie, du MeV jusqu'à plusieurs centaines de TeV. Une sous division de ce domaine d'énergie est généralement réalisée suivant les techniques de détection. Le domaine du GeV, nommé domaine des hautes énergies, est la gamme d'énergie de prédilection des détecteurs spatiaux. Le domaine du TeV, aussi appelé des très hautes énergies, nécessite l'utilisation d'instruments au sol.

1.4.1 L'astronomie γ dans l'espace

L'atmosphère est opaque au rayonnement γ . La détection de ces photons en provenance de l'univers passe donc par l'utilisation de sondes spatiales. Au delà de centaines de keV les photons ne sont plus focalisables. De fait, les techniques utilisées par l'astronomie X, comme les satellites *Chandra* et *XMM-Newton*, ne sont pas applicables pour les rayons γ . La création de paires devient l'élément central du processus de détection. Le rayon γ entre dans le détecteur

et crée une paire électron-positon. La trajectoire de ces particules permet de remonter à la direction du rayon γ incident. Son énergie est déterminée par la gerbe électromagnétique créée dans le détecteur.

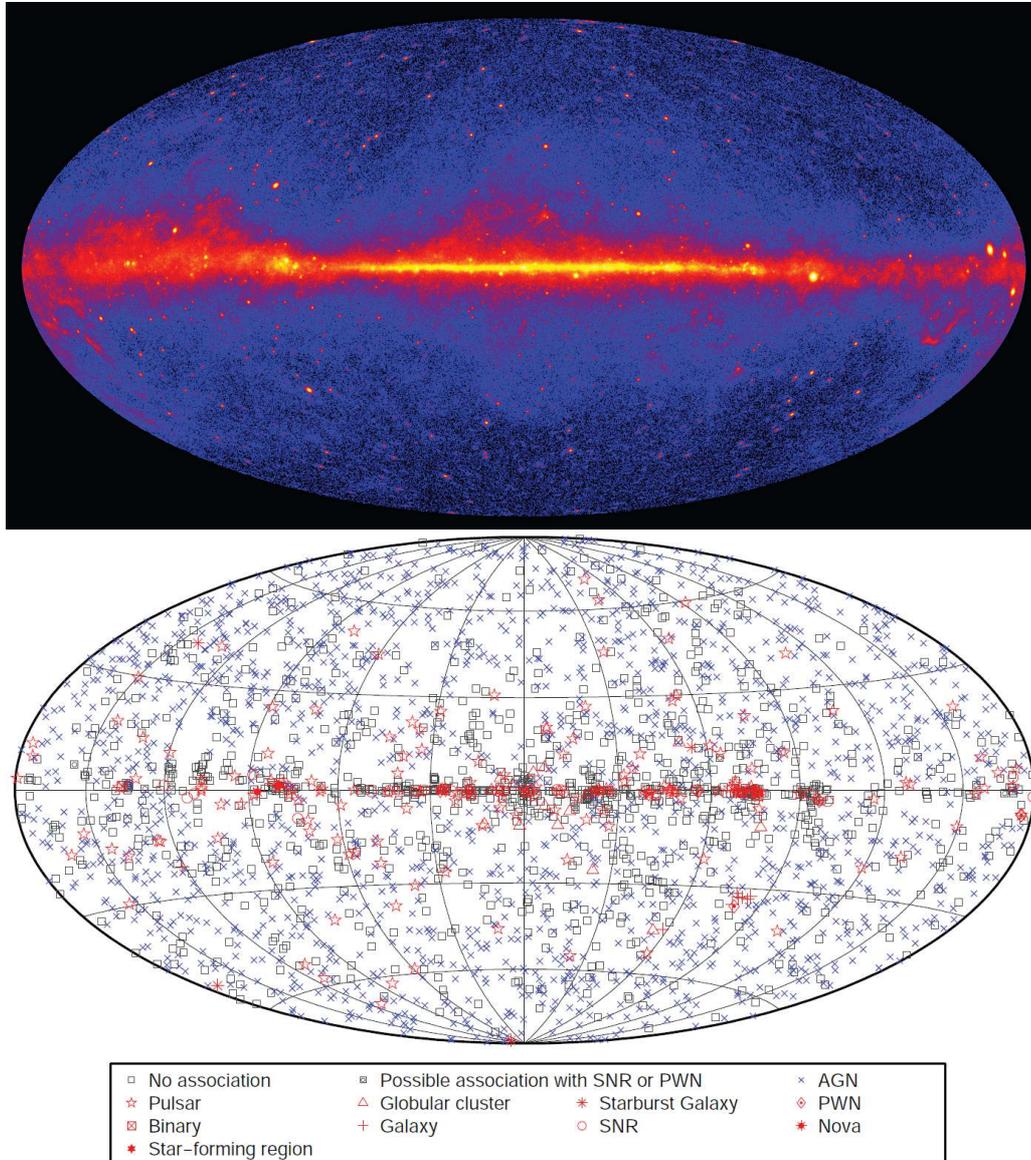


FIGURE 1.7 – *Haut* : Carte du ciel de rayons γ au dessus de 1 GeV observée par *Fermi-LAT* avec plus de 4 ans de données [167]. La carte est en coordonnées galactiques. *Bas* : Position des 3033 sources détectées en addition de la contribution diffuse.

L'astronomie spatiale des rayons γ a commencé à la fin des années 60. Le premier satellite OSO-3, lancé en 1967, a détecté l'émission diffuse du plan galactique [54]. Ensuite l'instrument SAS-2 (1972) a détecté les premières sources ponctuelles, révélant l'émission du Crabe, Vela et Geminga. Le satellite COS-B [36], mis en orbite en 1975, permet la première détection d'une source extragalactique associée au blazar 3C273, la création d'un catalogue de 25 sources galactiques, ainsi qu'une carte du disque de la galaxie. Les générations suivantes d'instruments ont

successivement augmenté d'un ordre de grandeur à chaque fois le nombre de sources détectées.

EGRET, à bord du satellite CGRO lancé en 1990 a fourni une liste de 271 sources de rayons γ (détectées entre 30 MeV et 10 GeV) dont près des deux tiers sont non identifiées à cause de sa résolution angulaire de plus d'un degré en dessous du GeV.

Les deux instruments encore en activité sont les satellites AGILE et *Fermi*. Le premier possède une surface effective du même ordre de grandeur qu'EGRET (1500 cm^2) et prend des données depuis 2007. Le satellite possède également un détecteur de rayons X permettant une mesure du rayonnement sur une large gamme d'énergie. Cet instrument a permis la détection de plus de 47 sources [144] entre 30 MeV et 50 GeV.

Le deuxième est l'instrument LAT à bord du satellite *fermi*. Il est en activité depuis l'été 2008. Sa surface effective est de 1 m^2 , soit près de dix fois plus grande que ses prédécesseurs. Sa grande sensibilité et sa bonne résolution angulaire ($<1^\circ$) associée à une couverture totale du ciel a conduit à la détection de 3033 sources en 4 ans de fonctionnement [167]. L'instrument *Fermi*-LAT ainsi que les méthodes d'analyse des données sont décrites au chapitre 4. La figure 1.7-haut montre la carte de ciel, la plus précise à ce jour, entre 100 MeV et 300 GeV obtenue par *Fermi*-LAT. L'émission diffuse du plan galactique est clairement visible. A cette contribution s'ajoute le rayonnement des sources astrophysiques dont les positions sont reportées dans la figure 1.7-bas. Environ les deux tiers de ces sources sont d'origine extragalactique, 270 sont d'origine galactique (dont la moitié sont des pulsars), et le dernier tiers n'a pas de contre parties évidentes à d'autres longueurs d'onde. Dans ce catalogue, 25 sources sont étendues spatialement.

Les données de *Fermi*-LAT permettent une étude précise du rayonnement γ dans le domaine du GeV que l'on combine souvent avec les données à plus haute énergie des instruments au sol.

1.4.2 L'astronomie γ au sol

A plus haute énergie les flux de rayons γ observés sont trop faibles pour être détectés par des instruments de $\sim 1 \text{ m}^2$ de surface effective. Le recours à des instruments avec une plus grande surface de collection est nécessaire. Cela implique alors de les installer au sol et d'utiliser des méthodes de détection différentes que dans l'espace.

Lorsque un rayon γ entre dans l'atmosphère, il crée rapidement une gerbe de particules. Ces particules secondaires induisent un rayonnement qu'il est possible de mesurer. Deux méthodes ont été développées pour les rayons γ entrant dans l'atmosphère, les échantillonneurs et les imageurs.

La première technique consiste à utiliser un grand nombre de détecteurs au sol couvrant une large surface. Le temps d'arrivée de la lumière Tcherenkov dans chaque détecteur permet de remonter à la direction du photon primaire et la quantité de lumière collectée à son énergie. L'expérience CELESTE utilisait ce principe [142]. Elle a pris des données jusqu'en 2005.

L'autre technique est dite des imageurs Tcherenkov. Le détail de cette méthode est expliqué dans le chapitre 2. Son but est d'obtenir une image de la gerbe créée par le rayon γ . En combinant les images obtenues sous différents angles, la reconstruction de la direction et de l'énergie des γ sont grandement améliorées, ce qui a conduit au succès de ce type d'expérience.

Les premiers imageurs Tcherenkov

Les expériences actuelles combinent les développements réalisés par la génération pionnière. En particulier l'expérience Whipple fut la première à montrer l'efficacité de la technique d'imagerie Tcherenkov en découvrant l'émission de la nébuleuse du Crabe dans le domaine du TeV [180].

L'expérience CAT (*Cherenkov Array at Themis*) utilisait une caméra finement pixélisée dans le plan focal des télescopes [35]. De plus une électronique rapide permit de s'affranchir au maximum du bruit de fond de ciel en intégrant uniquement le signal de la gerbe atmosphérique. Ces caractéristiques permirent de discriminer pour la première fois les gerbes hadroniques des gerbes issues de rayons γ en se basant principalement sur des critères de forme des images.

La collaboration HEGRA (*High Energy Gamma-Ray Astronomy*) fit le choix d'utiliser plusieurs télescopes pour combiner les images et ainsi améliorer les techniques de reconstruction [62]. Quatre, puis cinq télescopes utilisés en stéréoscopie ont permis de diminuer le bruit de fond dû aux rayons cosmiques d'un facteur 100 tout en conservant une bonne efficacité γ . La résolution angulaire était de $\sim 0.1^\circ$ avec un seuil en énergie de l'ordre de 500 GeV.

La génération actuelle

Les trois principales expériences d'imagerie Tcherenkov encore en activité sont VERITAS (*Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array*) [179], MAGIC (*Major Atmospheric Gamma Imaging Cherenkov telescope*) [32], situées dans l'hémisphère nord, et H.E.S.S. (*High Energetic Stereoscopic System*) dans l'hémisphère sud [38]. Une photographie de ces expériences est montrée en figure 1.8. L'expérience H.E.S.S. est détaillée dans le chapitre suivant. Ces expériences combinent les techniques de la génération précédente et ont des performances comparables. Leurs caractéristiques sont résumées dans le tableau 1.1. Le seuil en énergie est proche de 100 GeV. A ces énergies les expériences spatiales ont peu de statistiques. Cela conduit souvent à un «trou» dans les spectres des sources observés entre quelques dizaines et quelques centaines de GeV.

Avec une surface effective de l'ordre du km^2 la sensibilité de ces instruments a permis la détection de nombreuses sources de rayons γ . De plus avec une résolution angulaire sur une large bande en énergie, elles ont permis l'avènement de l'astronomie γ de précision.

La différence notable entre ces trois expériences est la location de H.E.S.S. dans l'hémisphère sud. Cela lui donne accès à une grande partie du plan galactique. Environ 2800 heures ont été utilisées pour balayer une bande de $\sim 200^\circ$ de longueur et 10° de largeur afin d'explorer le disque de notre galaxie. La figure 1.9 montre la significativité du rayonnement γ observé par H.E.S.S. en provenance du disque de notre galaxie. Ce balayage a permis la détection de plus de 60 sources et offre l'image de notre galaxie à une énergie jamais atteinte auparavant.

Repousser les limites

Les collaborations ont cherché à repousser les limites instrumentales. Les pistes explorées diffèrent d'une expérience à l'autre mais le but est généralement de baisser le seuil en énergie afin d'augmenter le chevauchement des gammes en énergie avec les expériences spatiales pour



FIGURE 1.8 – Images des principales expériences d’imagerie Tcherenkov en activité. *Haut* : à gauche, H.E.S.S. II ; à droite, MAGIC II. *Bas* : VERITAS.

permettre une caractérisation précise du rayonnement des sources astrophysiques de la centaine MeV à plusieurs dizaines de TeV

Ainsi la collaboration VERITAS a augmenté la sensibilité des photo-multiplicateurs des caméras. L’expérience MAGIC s’est dotée d’un deuxième télescope. La collaboration H.E.S.S. a installé un cinquième télescope au centre du réseau avec une surface collectrice de $\sim 28\text{m}$ de diamètre (le détail de cet instrument est donné dans la section 2.3). Le résumé de ces améliorations est montré dans le tableau 1.1.

Les détecteurs de particules

Une autre méthode de détection des gerbes atmosphériques réside dans la construction de vastes détecteurs de particules installés à très haute altitude. Un exemple de ce type d’expérience est MILAGRO [29]. Il s’agit d’une cuve d’eau de $\sim 30\,000\text{ m}^3$ dans laquelle les particules de la gerbe atmosphérique se propagent et émettent un rayonnement Tcherenkov détectable. L’avantage est la possibilité de prise de données le jour et la couverture d’un grand champ de vue ($\sim 2.2\text{ sr}$). Le seuil en énergie est plus haut que les télescopes imageurs ($\sim 10\text{TeV}$) et possède une résolution angulaire plus faible ($\sim 0.8^\circ$). L’expérience HAWC inaugurée en 2015 va prendre le relais de l’expérience MILAGRO avec un réseau de 300 cuves installées au Mexique à plus de 400 mètres.

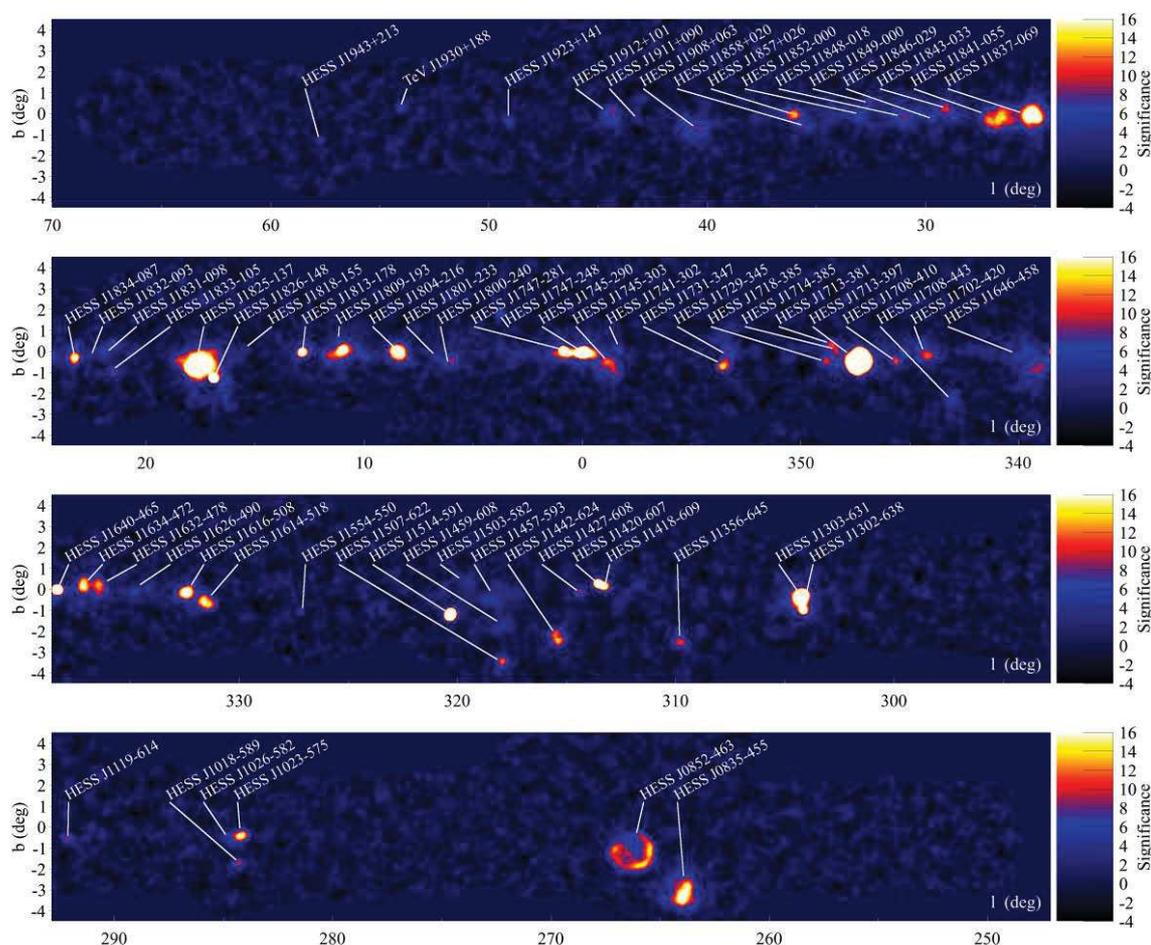


FIGURE 1.9 – Carte de significativité du rayonnement γ de très haute énergie du plan galactique vu par H.E.S.S.. Les noms correspondent aux sources H.E.S.S. déjà publiées. La carte est suréchantillonnée avec un rayon de 0.1° . Cette figure est tirée de [46]

Le futur de l'astronomie γ

La génération actuelle d'instruments a permis l'avènement de l'astronomie γ de précision. La figure 1.10 montre la répartition des sources détectées au TeV par les instruments présentés plus haut. L'image de fond est l'émission γ observée par *Fermi*-LAT après un an de données. Un total de 165 sources ont été détectées au TeV. La forte densité de source dans le plan galactique montre l'apport qu'a constitué l'observation profonde du disque de notre galaxie par H.E.S.S..

Le futur de l'astronomie γ consiste à augmenter encore le nombre de sources découvertes et mesurer le spectre sur la plus grande gamme en énergie possible. En ce qui concerne les imageurs Tcherenkov, le démarrage de H.E.S.S. II en septembre 2012 constitue une étape importante dans l'amélioration des instruments aux sols. C'est le premier réseau de télescopes Tcherenkov inhomogène. L'analyse et la compréhension de ses données permet de préparer l'arrivée de CTA (*Cherenkov Telescope Array*) [104]. Ce réseau de plus de 100 télescopes de trois tailles différentes, dont la construction devrait débuter en 2016, aura une sensibilité augmentée d'un facteur 10 par rapport aux expériences actuelles sur une gamme en énergie de la dizaine de

TABLE 1.1 – Résumé des caractéristiques des expériences Tcherenkov en activité. La partie basse du tableau montre les caractéristiques qui ont changées suite à l'amélioration des instruments. N_{tel} est le nombre de télescopes dans le réseau, N_{pix} le nombre de pixels par caméra et S_E le seuil en énergie. * : uniquement pour le cinquième télescope.

Nom	Altitude (m)	N_{tel}	Surface totale (m ²)	N_{pix}	Résolution angulaire	S_E (TeV)	Champ de vue
H.E.S.S.	1800	4	432	960	0.1°	0.1	5°
VERITAS	1275	4	424	499	0.15°	0.1	3.5°
MAGIC	2225	1	234	574	0.2°	0.05	3.5°
H.E.S.S. II	-	5	1046	2048*	-	0.05	3.5° *
VERITAS	-	-	-	-	-	0.08	-
MAGIC II	-	2	468	-	0.1°	-	-

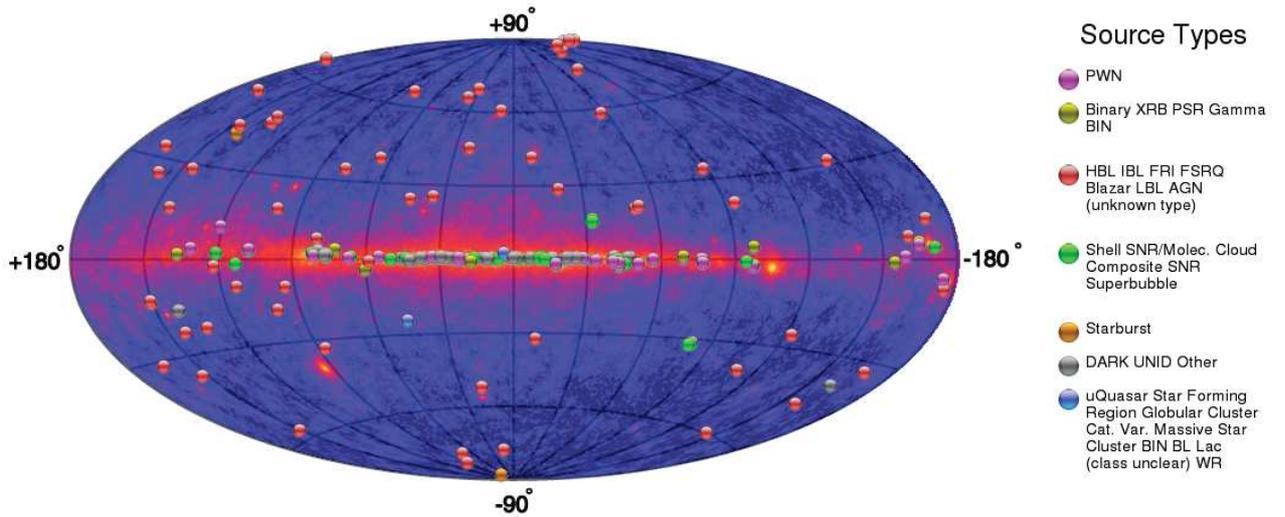


FIGURE 1.10 – Répartition spatiale des sources détectées au TeV. L'image en couleur est l'émission détectée par *Fermi*-LAT avec un an de données. La carte est en coordonnées galactiques. Cette figure est tirée de [177].

GeV à plus de 100 TeV et une résolution angulaire de l'ordre de quelques minutes d'arc. La conception du réseau et sa localisation sont en cours d'étude. Deux sites, un dans chaque hémisphère, permettront de couvrir la totalité du ciel pour observer le maximum de sources. La précision des analyses spectrales et morphologiques largement améliorées sur une population de sources décuplées permettra d'apporter beaucoup d'informations sur l'univers des très hautes énergies et les mécanismes astrophysiques à l'origine de ces rayonnements.

1.5 Les sources astrophysiques émettrices de rayons γ

Le développement de l'astronomie γ de précision a permis l'identification de plusieurs types d'objets astrophysiques comme émetteurs de rayons γ . Ces objets se regroupent en deux catégories en fonction de leur location : ceux situés à l'intérieur de notre Galaxie (ou galaxies très proches) et les objets extragalactiques. Les premiers sont les plus divers avec notamment des vestiges de supernova, des pulsars, des nébuleuses à vent de pulsar, des systèmes binaires, des amas d'étoiles, des régions de formation d'étoiles ou encore des superbulles. Tous ces objets correspondent à différents stade d'évolution stellaire et l'astronomie γ peut donc, entre autre, apporter des informations complémentaires à d'autres domaines de l'astrophysique tels que l'évolution stellaire et galactique. Le deuxième groupe comprend les *NAGs* (Noyaux Actifs de Galaxies), les galaxies à flambées d'étoiles, et les sursauts γ appelés GRBs (*Gamma Ray Burst*).

Le fond diffus

La propagation des rayons cosmiques dans la galaxie et leur interaction avec le milieu interstellaire entraîne une production de rayons γ . Elle est dominée par la désintégration de pions neutres (issus de collisions proton-proton) en rayons γ . Le fond diffus γ est visible surtout dans le domaine du GeV. La carte du ciel vue par *Fermi-LAT*, montrée en figure 1.7 est dominée, dans le plan de la galaxie par ce fond diffus auquel s'ajoute les sources ponctuelles. Le spectre de γ suit globalement le spectre des rayons cosmiques ($\Gamma \sim 2.7$) et est donc très important jusqu'à quelques dizaines de GeV. De plus il est très corrélé à la distribution de matière, sondée par les cartes de raies moléculaires traçant le gaz froid. Lors d'une analyse de source au GeV, ces cartes sont utilisées pour estimer le fond diffus et en déduire le spectre de rayons γ intrinsèque de la source étudiée.

Les vestiges de supernova

Les vestiges de supernova accélèrent des particules jusqu'à de très hautes énergies. Ces particules émettent des rayons γ par les processus cités au dessus. Des rayons γ jusqu'à 100 TeV ont été observé en provenance du vestige de supernova RX J1713.7–3946 [22]. Cependant la nature des particules à l'origine de cette radiation est encore débattue. Plus de détails sur l'origine des rayons γ des vestiges de supernova sont donnés dans la section 7 suivante.

Les pulsars et nébuleuses à vent de pulsar

Les pulsars sont les vestiges résultant de l'explosion d'étoiles massives. Ces objets compacts sont caractérisés par un fort champ magnétique et une période très courte (de la seconde à la milliseconde). Des paires de leptons créées proche de la surface spiralent le long des lignes de champ et produisent des rayons γ . La pulsation engendrée par la rotation très rapide de ces objets a été détectée au dessus de 25 et 100 GeV par les collaborations MAGIC [28] et VERITAS [176] respectivement.

Le vent de particules relativistes créé par le pulsar interagit fortement avec les éjectas du vestige de supernova. Cette interaction se traduit par la formation d'un choc stationnaire

permettant d'accélérer des particules jusqu'à de très hautes énergies. Depuis la détection au TeV de la nébuleuse à vent de pulsar du Crabe en 1989 [180], le nombre de nébuleuses à vent de pulsar a augmenté considérablement et constitue une part importante de la population de sources observées au TeV. Dans certains cas, le refroidissement des leptons loin du pulsar a été observé [24].

Les systèmes binaires

Environ 70% des étoiles de la Voie lactée vivent dans des systèmes complexes. Lorsque l'un des partenaires est un objet compact de type étoile à neutron ou trou noir, le système binaire peut émettre du rayonnement X et/ou γ . Dans le cas d'un trou noir compagnon d'une étoile, la matière de cette dernière est accrétée par le trou noir et deux jets bipolaires se forment. Une émission de rayons γ est attendue de ces jets. Ce type de système est appelé micro-quasar. Dans le cas d'un pulsar, le nuage d'électrons et positons, créé par le champ magnétique de l'objet compact, entre en collision avec le vent stellaire de son compagnon. Cette collision forme une onde de choc qui peut accélérer des particules. L'étoile fournit alors un champ de photons intense ce qui permet un processus de diffusion Compton inverse très efficace.

Dans tous les cas, le rayonnement γ en provenance de ce type d'objet doit être variable et doit être corrélé avec la période orbitale du système. De tels objets ont été détectés au TeV, le premier est le système binaire LS 5039 détecté par H.E.S.S. [25].

Les noyaux actifs de galaxie et *starburst*

Environ 10% des galaxies présentent une luminosité importante en leur centre. La luminosité du noyau actif de galaxie (NAG ou AGN en anglais) dépasse celle de la galaxie hôte et est de l'ordre de $10^{43-48} \text{erg. s}^{-1}$. Son origine est non thermique indiquant la présence d'un trou noir supermassif de $M_{TN} = 10^{6-9} M_{\odot}$ entouré par un disque d'accrétion. Les NAGs sont regroupés en plusieurs catégories suivant des caractéristiques morphologiques et spectrales. Ces objets sont détectés à hautes et très hautes énergies. Ce sont des objets très variables à toutes les longueurs d'onde. La variabilité en rayons γ a été observée à une échelle de temps de l'ordre de quelques minutes lors de l'éruption de PKS 2155–304 en 2006 [13].

Les galaxies à flambées d'étoiles sont des galaxies avec un important taux de formation stellaire. Le taux de supernovae est donc également élevé, environ 10 fois plus que dans la voie lactée. De plus, la région de flambée d'étoiles est localisée dans une région de quelques milliers d'années lumières de diamètre. Le nombre important de vestiges de supernova ainsi que les collisions des vents stellaires d'étoiles massives permettent une accélération efficace des rayons cosmiques qui entrent en collision avec le milieu interstellaire et produisent des rayons γ .

Les sursauts γ

Les sursauts de rayons γ ont été observés dès 1967 par des sondes spatiales américaines [113]. Il s'agit de flux de rayons γ intenses et très brefs. Deux types de GRBs peuvent être distingués, les courts (quelques dizaines de secondes) et les plus longs (jusqu'à quelques minutes). Les premiers sont généralement associés à la coalescence de systèmes binaires [137] tandis que les plus longs sont potentiellement produits par l'explosion d'étoiles très massives conduisant à la

formation de trous noirs de masse supérieure à dix masses solaires [141]. Les sursauts γ sont de bons candidats pour expliquer le flux de rayons cosmiques de très haute énergie observé sur Terre [67].

Leur origine extragalactique a été déterminée en 1999 par l'expérience BATSE (*Burst And Transient Source Experiment*) qui a montré que leur distribution dans le ciel est isotropique [140]. Depuis, les mesures de redshift ont confirmé cette distance importante séparant l'observateur du précurseur du GRB. Une émission résiduelle, appelée *afterglow*, qui peut durer plusieurs semaines a été étudiée à toute les longueurs d'onde pour contraindre les modèles de production de sursauts γ .

Aucun sursaut γ n'a été détecté à très haute énergie par les instruments au sol à ce jour. Le cinquième télescope du réseau H.E.S.S., détaillé dans la suite, pourrait permettre de détecter un sursaut γ et de mesurer plus précisément le spectre à très haute énergie.

2

L'expérience H.E.S.S.

Sommaire

2.1	Principe de l'astronomie Tcherenkov	42
2.1.1	Gerbes atmosphériques	42
2.1.2	Rayonnement Tcherenkov	43
2.1.3	Imagerie Tcherenkov	44
2.2	L'expérience H.E.S.S.	45
2.2.1	Le site	46
2.2.2	Les instruments	47
2.2.3	Déroulement de la prise de données	52
2.3	H.E.S.S. II : la quête de la basse énergie	53
2.3.1	L'univers à la dizaine de GeV	53
2.3.2	Les caractéristiques de H.E.S.S. II	54
2.3.3	Le déclenchement du réseau	56

2.1 Principe de l'astronomie Tcherenkov

Comme indiqué dans le chapitre précédent, l'astronomie γ a pour but l'étude des photons de très haute énergie en provenance de l'univers. À ces énergies les photons ne sont plus focalisables. De plus, dans le domaine du TeV, les flux observés sont faibles. Les instruments doivent être de grandes tailles, typiquement 10^4 m^2 , impliquant de les construire au sol. L'atmosphère devient alors une partie du détecteur.

2.1.1 Gerbes atmosphériques

Gerbes électromagnétiques

L'atmosphère est opaque aux photons de très haute énergie. Lorsqu'un rayon γ y pénètre, il interagit rapidement avec le milieu environnant et produit une paire électron-positon. Chaque particule emportant la moitié de l'énergie du photon primaire, ils interagissent avec le milieu à leur tour par l'intermédiaire du rayonnement de freinage (bremsstrahlung). Ainsi des rayons γ sont émis et entrent en collision à leur tour produisant des paires électron-positon. Ce mécanisme s'amplifie et une gerbe de particules se développe. La production de paires de leptons s'arrête lorsque l'énergie de chaque particule devient faible, de l'ordre de $E_e < E_c \sim 83 \text{ MeV}$ où E_c est l'énergie critique en deçà de laquelle les pertes par ionisation deviennent importantes. La gerbe est alors progressivement absorbée par l'atmosphère. Le maximum de la gerbe se situe autour de $X_{max} \simeq X_{EM} \ln(\frac{E_0}{E_c}) / \ln 2$ [133] où $X_{EM} \simeq 37.15 \text{ g cm}^{-2}$ est la longueur de radiation électromagnétique dans l'air [131]. Dans l'atmosphère, cette longueur caractéristique équivaut à la perte par rayonnement bremsstrahlung de 68% de l'énergie du lepton. Pour le processus de création de paires cette longueur est du même ordre de grandeur, $9/7 X_{EM}$. L'atmosphère est ainsi équivalente à ~ 27 longueurs de radiation.

Gerbes hadroniques

Les rayons cosmiques créent également des gerbes de particules secondaires. Les processus en jeu sont plus complexes dûs à la composition des particules primaires. Ainsi, lorsqu'il s'agit de hadrons les rayons cosmiques produisent par interaction avec les noyaux de l'atmosphère des fragments nucléaires ainsi que des pions (π^0, π^\pm) et des Kaons (K^0, K^\pm). Ces derniers se désintègrent rapidement en pions. Les pions neutres se désintègrent en γ qui créent des sous gerbes électromagnétiques, les pions chargés en muons et neutrinos principalement.

Comparaison entre les deux types de gerbes

Le taux de rayons cosmiques entrant dans l'atmosphère est beaucoup plus important que les flux de rayons γ observés. Il est donc nécessaire de distinguer la nature de la particule primaire ayant engendrée la gerbe atmosphérique. Du fait de processus très symétriques les engendrant, les gerbes électromagnétiques sont très collimatées. À l'inverse les produits d'interaction des gerbes hadroniques emportent une plus grande énergie transverse. De plus, la symétrie de révolution n'est pas respectée dans le cas des gerbes induites par les rayons cosmiques car des sous-gerbes hadroniques ou électromagnétiques apparaissent et produisent une topologie complexe et non régulière. La hauteur de première interaction est également un facteur de

discrimination car elle est beaucoup plus fluctuante pour le cas des gerbes hadroniques. Enfin, la direction d'entrée des rayons cosmiques dans l'atmosphère est approximativement isotrope contrairement aux rayons γ .

Deux exemples de gerbes atmosphériques sont montrés en figure 2.1.

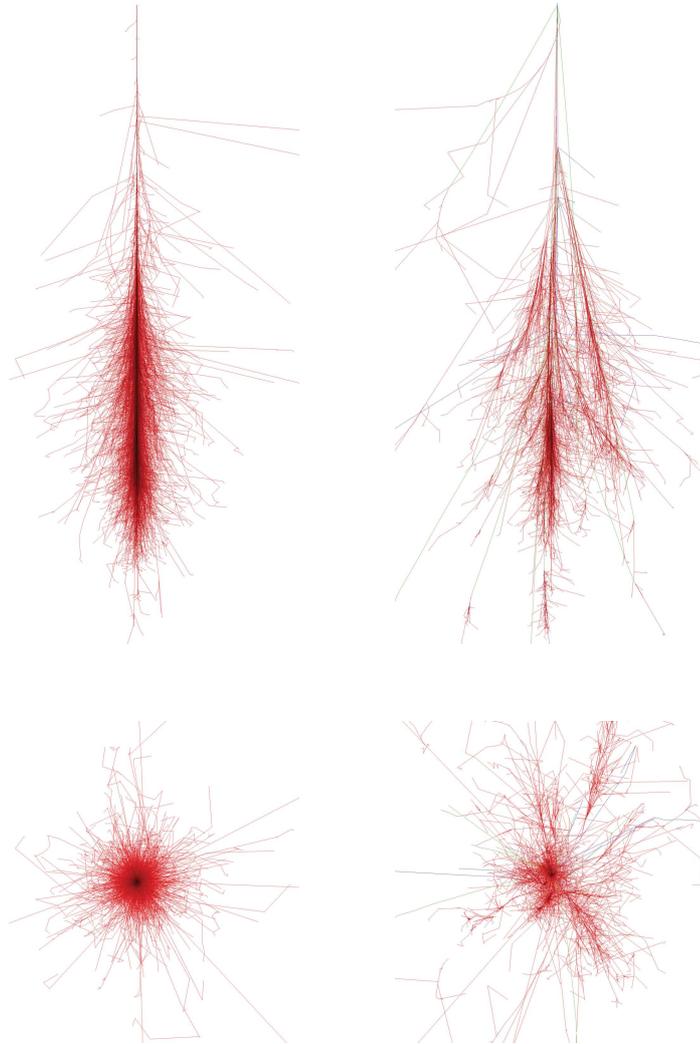


FIGURE 2.1 – *Haut* : Représentation de gerbes atmosphériques obtenues avec le logiciel CORSIKA[52]. Les traits correspondent à la trajectoire des particules (rouge : leptons et rayons γ ; vert : muons; bleu : hadrons). *Bas* : Projection des trajectoires sur le sol. *Gauche* : Gerbe produite par un rayon γ de 100 GeV. *Droite* : Gerbe produite par un proton de 100 GeV.

2.1.2 Rayonnement Tcherenkov

Les particules produites pendant le développement de la gerbe sont relativistes et se propagent à une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière dans l'atmosphère. Cela entraîne la production de lumière appelée Tcherenkov (du nom de Pavel Alekseyevich Tcherenkov). Suite au passage d'une particule relativiste, de vitesse v , un front d'onde électromagnétique se crée

et se propage à un angle $\cos(\theta) = \frac{1}{n\beta}$ par rapport à la direction de la particule, n étant l'indice optique du milieu et $\beta = v/c$. La figure 2.2 représente schématiquement l'émission Tcherenkov d'une particule se propageant de gauche à droite dans un milieu d'indice n . Au maximum des gerbes atmosphériques à ~ 10 km d'altitude, l'angle du cône Tcherenkov est d'environ 0.66° correspondant à une trace au sol de ~ 120 m.

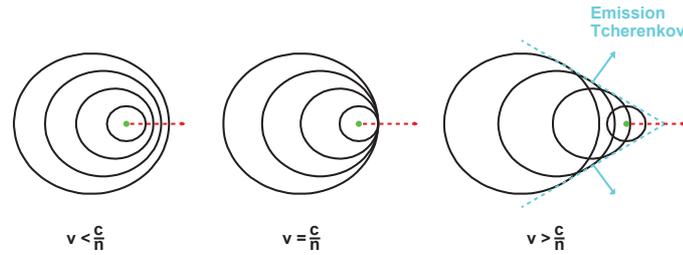


FIGURE 2.2 – Schéma de l'émission Tcherenkov dans le cas d'un milieu d'indice n et sans dispersion.

2.1.3 Imagerie Tcherenkov

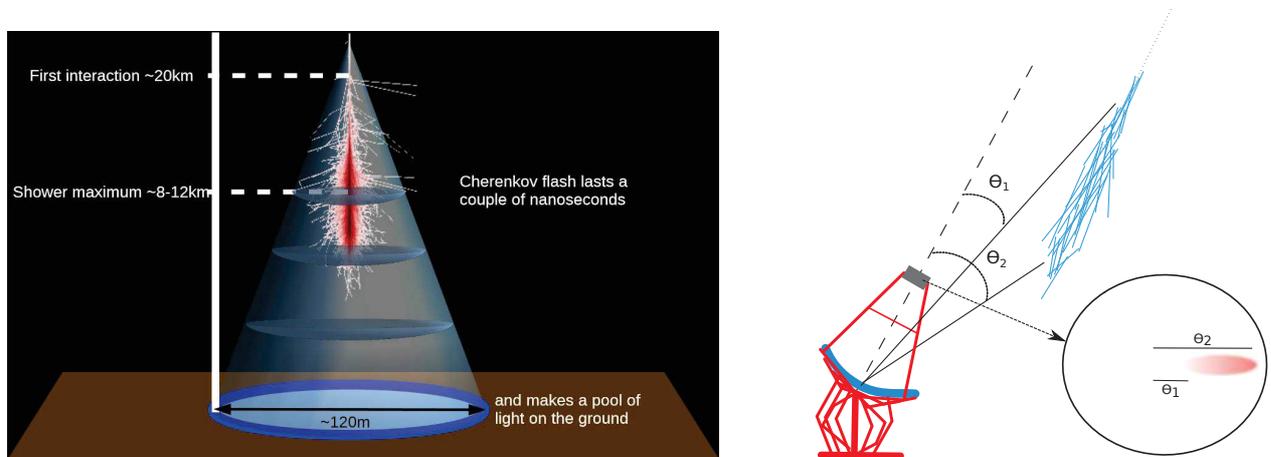


FIGURE 2.3 – *Gauche* : Schéma d'un réseau de télescopes détectant le flash Tcherenkov issu d'une gerbe atmosphérique. Les détecteurs sont placés à l'intérieur du bassin de lumière produite par l'ensemble des particules de la gerbe. *Droite* : Schéma du principe de l'imagerie Tcherenkov. L'image de la gerbe se forme dans le plan focal du télescope. Le cercle représente le champ de vue centré sur l'axe optique. Une gerbe se développant selon l'axe optique produira une image en émission Tcherenkov ellipsoïdale dont l'axe de symétrie passe par le centre de la caméra.

La quantité de photons Tcherenkov N , par unité de longueur d'onde λ et de trace x , suit la relation :

$$\frac{d^2 N}{d\lambda dx} = 2\pi\alpha \frac{\sin^2\theta}{\lambda^2}$$

où α est la constante de structure fine. Le nombre de photons Tcherenkov est en première approximation proportionnel à la longueur des traces des particules de la gerbe. Or ces traces sont approximativement proportionnelles à l'énergie de la particule primaire. La quantité de photons Tcherenkov produite par une gerbe et reçue au sol permet donc d'estimer efficacement l'énergie de la particule primaire.

La figure 2.3 montre le principe de l'imagerie Tcherenkov. Une gerbe de particules émet un flash Tcherenkov qui se propage jusqu'au sol et éclaire les télescopes. L'image se forme dans le foyer du réflecteur où est placée une caméra finement pixélisée et à l'électronique rapide.

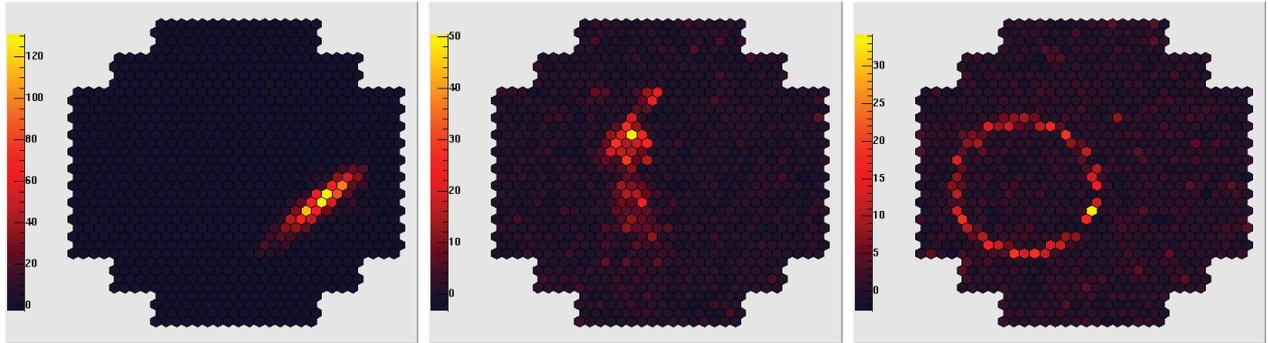


FIGURE 2.4 – Exemples de gerbes atmosphériques simulées issues d'un rayon γ et d'un proton (gauche et milieu respectivement), ainsi qu'un muon passant le détecteur (droite). Les évènements sont observés à travers une simulation de H.E.S.S.. Chaque point est un pixel de la caméra dont la couleur représente l'intensité en photons Tcherenkov dans des unités arbitraires.

La figure 2.4 montre trois évènements simulés et obtenus dans une caméra simulée de H.E.S.S.. L'image d'un rayon γ est de forme elliptique et régulière. L'évènement hadronique présente une topologie irrégulière avec la présence de petits amas et une émission plus diffuse. Le dernier type d'évènement est un muon ayant traversé le miroir et produisant une image en forme de cercle. La technique d'imagerie Tcherenkov devient très efficace lorsque plusieurs télescopes sont utilisés simultanément, en stéréoscopie. La même gerbe atmosphérique est observée par plusieurs télescopes sous un angle différent. La combinaison des images de chaque télescope permet de reconstruire les propriétés de la particule primaire et de déterminer sa nature avec une meilleure précision. Cette technique permet également de s'affranchir d'une grande partie des évènements dus aux lumières parasites du ciel, des étoiles et des muons isolés.

2.2 L'expérience H.E.S.S.

L'expérience H.E.S.S. (*High Energy Stereoscopic System*) est un réseau de télescopes Tcherenkov imageurs de gerbes atmosphériques¹ situé sur le plateau Khomas en Namibie. Le premier télescope a été mis en service en 2002 et le réseau à 4 télescopes prend des données sans interruption depuis décembre 2003. H.E.S.S. bénéficie de l'expérience des générations précédentes d'instruments et combine les différentes techniques développées séparément. La stéréoscopie

1. <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/pages/about/>

initiée par HEGRA, les caméras finement pixélisées proposées par l'expérience CAT, et de grandes surfaces réfléchissantes utilisées par Whipple se retrouvent dans les caractéristiques des instruments de H.E.S.S. (détaillées dans les sections suivantes).



FIGURE 2.5 – Photographie du site de H.E.S.S. sur le plateau Khomas en Namibie. Les quatre télescopes aux extrémités du réseau sont répartis selon un carré de 120 m de côté. Un cinquième télescope plus large est placé au centre depuis 2012.

L'objectif du réseau est de détecter le rayonnement γ entre ~ 100 GeV et ~ 100 TeV avec une sensibilité jamais égalée. C'est le seul observatoire dans ce domaine d'énergie situé dans l'hémisphère sud. Le réseau est visible sur l'image 2.5. Depuis 2012, l'expérience est entrée dans une nouvelle phase avec un cinquième télescope, décrit dans la section 2.3. La très grande surface de collection et la caméra améliorée permet de descendre le seuil en énergie à quelques dizaines de GeV.

Cet instrument est géré par une collaboration de plus de 30 instituts répartis dans plus de 12 pays. Elle prend en charge la construction, la maintenance, la prise de données et leur analyse jusqu'à la production scientifique.

2.2.1 Le site

L'emplacement des télescopes ($23^{\circ} 16'18''$ S, $16^{\circ} 30'00''$ E) sur le plateau de Khomas en Namibie se situe loin de toute pollution lumineuse. L'atmosphère sèche grâce au climat semi désertique permet de limiter l'absorption afin d'observer de petites gerbes émettant peu de lumière. Le site est à une altitude de 1800m permettant à la fois d'observer la totalité des grandes gerbes et de limiter l'absorption du rayonnement Tcherenkov par l'atmosphère. La météorologie permet également une grande plage de temps d'observation annuelle.

Sa situation dans l'hémisphère sud, proche du tropique du Capricorne, permet d'observer une grande partie du plan galactique et notamment son centre où se situe beaucoup de sources astrophysiques telles que des vestiges de supernova ou des nébuleuses à vent de pulsar.

2.2.2 Les instruments

Les télescopes

Les télescopes sont disposés aux coins d'un carré de 120 m de côté dont l'une des diagonale est orientée dans la direction Nord-Sud. La distance entre les télescopes est le meilleur compromis entre deux effets. Une grande distance entre les télescopes permet d'augmenter les bénéfices de la stéréoscopie, mais réduit la probabilité qu'une gerbe les illumine en même temps, notamment pour les gerbes de basse énergie. Ainsi la distance choisie permet de maximiser la sensibilité à ~ 100 GeV.

Les télescopes sont constitués d'une structure en acier, illustrée sur la figure 2.6. La rigidité permet d'éviter tout effet de courbure de la structure due au poids de la caméra ou aux rafales de vent qui modifierait l'alignement des miroirs. La monture est de type alt-azimutale offrant la possibilité de pointer dans toutes les directions. La vitesse de déplacement est de $\sim 100^\circ$ par minute.

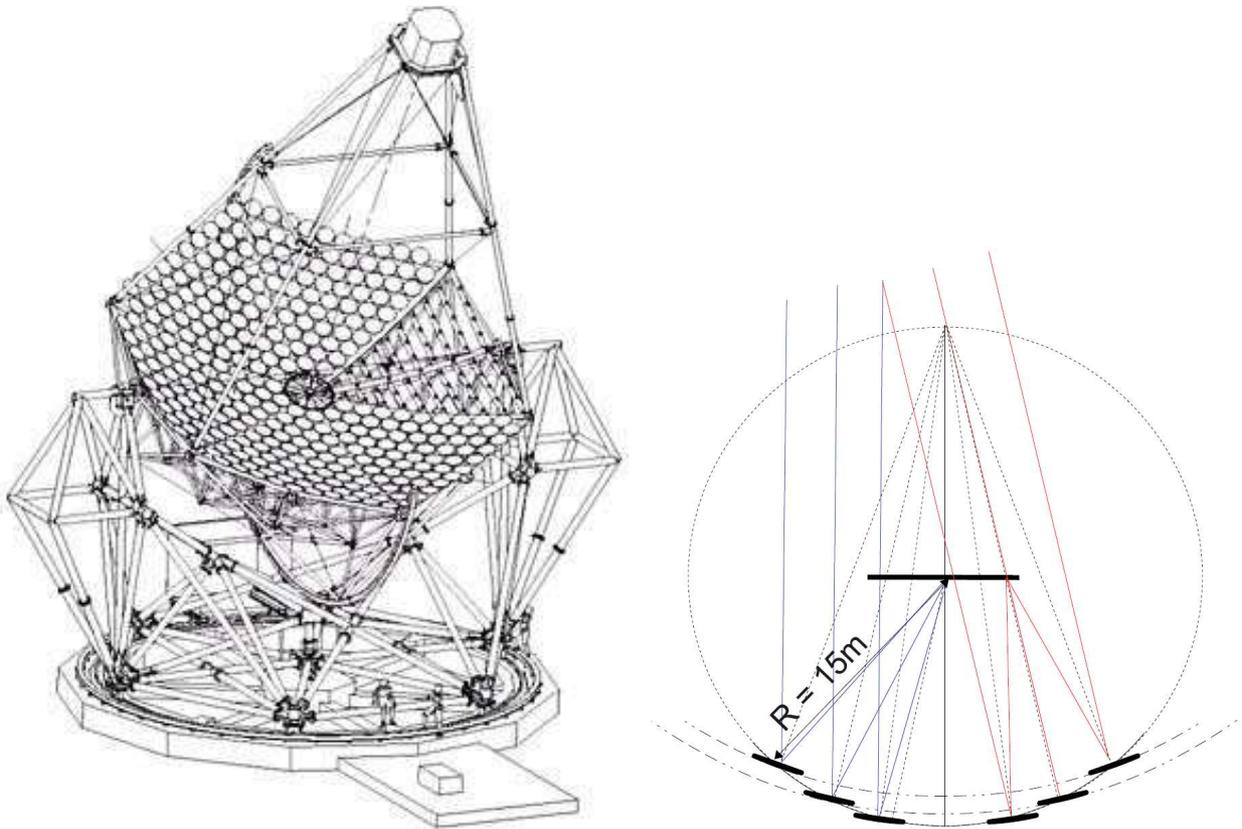


FIGURE 2.6 – *Gauche* : Schéma d'un télescope de H.E.S.S. [38]. *Droite* : Schéma de la monture optique de type Davies-Cotton [63].

La surface réfléchissante est de forme hexagonale d'un diamètre de 13 m. Elle est composée de 380 panneaux de 60 cm de diamètre disposés selon une monture Davies-Cotton (voir figure 2.6) : ils sont assemblés sur une structure sphérique de 15 m de rayon. Les axes optiques des miroirs individuels s'intersectent au double de cette distance. Ce choix permet de réduire les aberrations

de coma hors de l'axe optique. Le prix à payer est l'augmentation du délai d'arrivée des photons Tcherenkov dans le plan focal après réflexion sur les miroirs. Pour un réflecteur de 6.5 m ce délai est raisonnable (~ 4.5 ns) et permet de limiter le temps d'intégration du signal. Pour de plus grands télescopes, l'anisochronisme devient important et le détecteur perd en sensibilité.

L'alignement des miroirs est réalisé grâce à trois supports, dont deux motorisés, situés à la base de chaque miroir. La fonction d'étalement de source ponctuelle (*Point Spread Function* - PSF par la suite) est montrée en figure 2.7. Elle a été obtenue en mesurant la tâche d'une étoile brillante dans le plan focal. La taille de la PSF dépend de la distance de la source à l'axe optique mais reste inférieure à la taille d'un pixel de la caméra.

A basse élévation, les tensions sur la structure induisent un désalignement des miroirs. Cela entraîne une augmentation de la PSF. Les mesures de PSF en fonction de l'élévation et de la distance hors axe, après alignement des miroirs, sont présentées en figure 2.8.

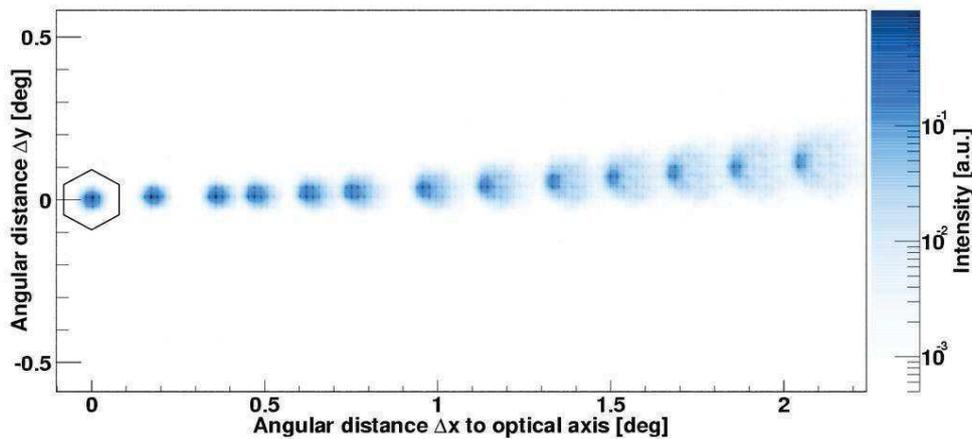


FIGURE 2.7 – Image d'une source ponctuelle en fonction de l'écart angulaire à l'axe optique [58]. L'hexagone représente la taille d'un pixel de la caméra de H.E.S.S..

Les déformations de la structure et les performances du système de pilotage induisent également une erreur sur le pointé du télescope. Une caméra CCD est placée sur la surface réfléchissante et observe le ciel. Durant l'acquisition des données, cette caméra suit la position des étoiles et permet d'ajuster le déplacement des télescopes. La position réelle du télescope durant la prise de données est corrigée au moment de l'analyse. Pour cela un modèle de déformation mécanique est calculé en fonction de la direction de pointé du télescope. Il est régulièrement mis à jour grâce à la mesure de cette déformation. Une caméra CCD, située sur le réflecteur, observe la caméra du plan focal. Celle-ci a le capot fermé et plusieurs LEDs éclairent en direction de la CCD. Le télescope pointe en direction d'une étoile brillante afin de former une image au centre du capot. La position de l'image de l'étoile relativement à celle des LEDs permet de déduire la déformation de la structure et le pointé réel du télescope. Une base de données est remplie et utilisée lors de l'analyse des données de H.E.S.S.. La mise à jour du modèle mécanique se fait deux fois par lunaison. L'incertitude de pointé moyenne en fin de chaîne d'analyse des données est de $\sim 20''$ (l'utilisation de la caméra CCD permet de descendre à $6''$).

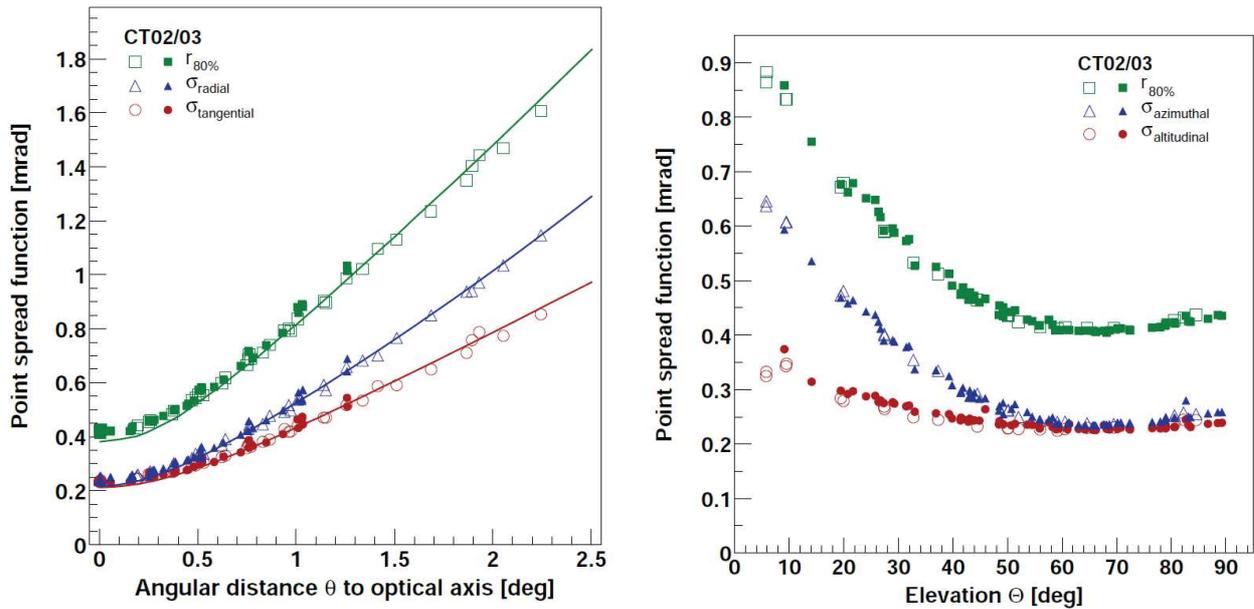


FIGURE 2.8 – Evolution de la PSF en fonction du décalage hors axe (gauche) et de l'élévation (droite). Les variables $r_{80\%}$, $\sigma_{\text{azimuthal}}$ et σ_x correspondent au rayon contenant 80% du signal et aux écarts types de l'image respectivement [58].

Les caméras

Les caméras de H.E.S.S. sont situées dans le plan focal à 15 m du réflecteur. Elles combinent une fine pixellisation afin d'obtenir l'image de la gerbe la plus détaillée possible, avec une électronique rapide limitant au maximum le bruit de fond de ciel (*Night Sky Background*-NSB par la suite) durant l'acquisition du flash Tcherenkov.

Les caméras sont composées de 960 tubes photomultiplicateurs (PM dans la suite), aussi appelés pixels, répartis sur 60 tiroirs. Chaque PM est équipé d'un cône de Winston qui limite le champ de vue des PMs au miroir et réduit l'espace mort entre chaque pixel. La figure 2.9 montre la caméra d'un télescope de H.E.S.S. pendant la mise en place des cônes de Winston. Chaque pixel ayant un champ de vue de 0.16° dans le ciel, la caméra permet d'observer un champ de vue de 5° de diamètre. Cette valeur est à comparer avec l'étalement angulaire caractéristique de $\sim 1^\circ$ à $\sim 2^\circ$ pour les gerbes atmosphériques.

Les PMs sont constitués d'une photocathode qui permet de convertir la lumière en électrons, appelés photoélectrons. Ces électrons sont accélérés grâce à un puissant champ électrique à l'intérieur du tube. Leur nombre s'accroît rapidement lors de leur passage sur plusieurs dynodes. Le flux d'électrons en sortie du PM est suffisant pour produire un courant électrique mesurable. Le gain des PMs est le facteur de conversion entre nombre d'électrons en sortie du tube par photoélectron au niveau de la photocathode. Ce gain est ajusté en modifiant la haute tension appliquée aux PMs et donc le champ électrique à l'intérieur du tube. Le gain dans les pixels des caméras de H.E.S.S. est de $\sim 2 \times 10^5$.

Le facteur de conversion d'un photon en photoélectron par la photocathode est appelé efficacité quantique. Elle dépend de la longueur d'onde et varie d'un PM à un autre. L'efficacité quantique des PMs de H.E.S.S. est montrée en figure 2.10. Elle est de l'ordre de 20% dans



FIGURE 2.9 – Image d’une caméra de H.E.S.S. pendant la mise en place des cônes de Winston.

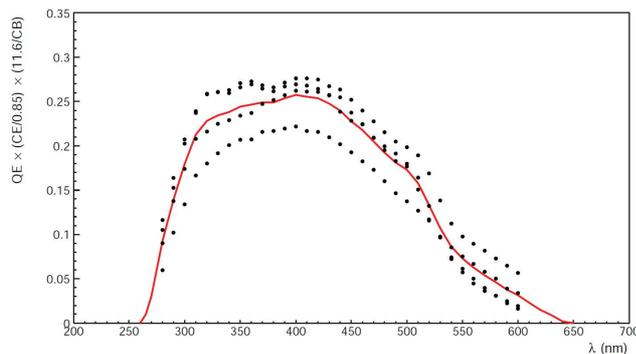


FIGURE 2.10 – *Gauche* : Efficacité quantique en fonction de la longueur d’onde des PMs des caméras de H.E.S.S.. Les points noirs représentent différents PMs, et la courbe rouge la valeur moyenne. Cette figure est extraite de [150]. *Droite* : Image d’un tiroir installé dans les caméras de H.E.S.S.. Un tiroir comprend 16 PMs (sur la droite) et les cartes électroniques.

la gamme de longueur d’onde du spectre de lumière Tcherenkov (proche UV). Les cônes de Winston permettent de guider la lumière directement sur la photocathode ce qui permet d’obtenir une efficacité homogène en fonction de la direction d’incidence du photon. Le facteur de transmission de ces cônes est de $\sim 70\text{-}80\%$.

Les PMs sont regroupés par 16 dans des unités appelées tiroirs (voir figure 2.10). Chaque tiroir comprend 16 PMs ainsi que les cartes électroniques. Ces cartes gèrent l’alimentation électrique des PMs, la lecture de sortie des PMs, ainsi que la communication avec la caméra.

Les critères de déclenchement

Le déclenchement du réseau qui permet l’enregistrement d’un évènement se fait à deux niveaux :

- **Niveau local** : Le niveau local est situé au niveau de chaque télescope. La caméra est divisée en 38 secteurs de 64 pixels qui se chevauchent de manière homogène. La caméra déclenche l'acquisition du signal lorsque au moins 3 pixels d'un secteur dépassent le seuil de 4 photoélectrons dans une fenêtre de 1.3 ns. Le taux de déclenchement de chaque caméra est de ~ 1.4 kHz.
- **Le déclenchement central** : Le deuxième niveau de déclenchement se situe à l'échelle du réseau. Lorsqu'une caméra a déclenché, elle envoie un signal au serveur central. Le signal est conservé en mémoire ~ 80 ns. Si au moins un deuxième télescope a également déclenché dans ce laps de temps, alors le serveur central envoie un signal de confirmation à chaque caméra qui a déclenché. Les données stockées au niveau des caméras sont envoyées aux serveurs qui enregistrent l'évènement. Avec ce deuxième niveau, le taux de déclenchement du réseau est de ~ 300 Hz.

Ce critère de coïncidence permet d'exclure beaucoup d'évènements dus aux muons isolés et au bruit de fond ciel. Cela permet également d'assurer une bonne reconstruction des gerbes.

Les instruments de calibration électronique

Différents instruments auxiliaires sont présents afin d'étalonner les caméras. Le détail de la calibration est montré dans les sections suivantes.

D'abord une LED associée à un diffuseur isotropique est placée au centre du réflecteur. Elle permet d'éclairer uniformément la caméra afin de réaliser un «champ plat» (*flatfield* par la suite) qui permet de sonder l'homogénéité de réponse des pixels de la caméra.

Une LED, pulsée à 70 Hz, associée à un diffuseur est placée dans l'abri des télescopes, à 2 m de la caméra. L'intensité de cette LED est réglable et permet d'éclairer la caméra avec un photoélectron en moyenne par pixel.

Contrôle de l'environnement

La qualité de l'air influence la quantité de lumière reçue par les télescopes. L'atmosphère induit notamment une incertitude sur la reconstruction de l'énergie de la particule primaire. Il est donc nécessaire de caractériser avec le plus de précision possible la qualité de transmission de l'air au moment de l'acquisition. Pour cela, une batterie d'instruments ont été installés sur le site de H.E.S.S. pour contrôler la qualité de l'atmosphère. Ils permettent également de sécuriser la prise de données en permettant à l'équipe de nuit d'anticiper l'arrivée de nuages, de contrôler l'humidité et l'intensité du vent. Ces paramètres sont aussi utilisés pour quantifier la qualité des données et permettre ou non leur utilisation dans les analyses à partir de critères quantitatifs et non biaisés.

Les dispositifs permettant ce contrôle sont :

- Un radiomètre par télescope pointant dans la même direction permet de sonder l'humidité de l'atmosphère et donc de la présence de nuages dans le champ de vue. Ces derniers sont aussi visibles dans l'évolution du taux de déclenchement qui chute brutalement lors de leur passage dans le champ de vue.
- Un radiomètre balayant l'intégralité du ciel permet d'anticiper l'arrivée de nuages.

- Une station météo offre les informations relatives à la température, la pression, l'humidité de l'air ainsi que la vitesse et la direction du vent.
- Un Lidar permet d'estimer la composition des aérosols de l'atmosphère en fonction de l'altitude.

2.2.3 Déroulement de la prise de données

La prise de données s'effectue uniquement de nuit, sans lune, et lorsque le soleil est à plus de 18° sous l'horizon. La condition d'un ciel complètement dégagé est nécessaire pour des analyses de bonne qualité. Une fois ces conditions remplies, un total d'environ 1000 h par an d'observation est disponible.

Les sessions d'observation ont une durée de 28 minutes afin de limiter le volume de données et les variations des conditions d'observation telles que l'élévation et les conditions atmosphériques par exemple.

Des sessions dédiées à la calibration sont prévues pendant la période sombre, en utilisant les instruments auxiliaires décrits plus haut. Consacrer ce temps disponible pour la prise de données à des acquisitions de calibration permet de garantir un bon étalonnage des caméras.

Le calendrier d'observation est définie à l'avance par un comité interne à la collaboration H.E.S.S., définissant les sources d'intérêts scientifiques prioritaires sur la base de propositions faites par les membres de la collaboration. Des propositions d'observation externes à la collaboration sont également possibles. Un appel à proposition est réalisé entre une et deux fois par an.

2.3 H.E.S.S. II : la quête de la basse énergie

Depuis septembre 2012 l'expérience H.E.S.S. est entrée dans une nouvelle phase. L'inauguration d'un cinquième télescope au centre du réseau d'une taille largement supérieure aux quatre premiers, permet l'exploitation du premier réseau de télescopes Tcherenkov inhomogène. Ce télescope, appelé CT5 dans la suite, est aussi le plus gros télescope Tcherenkov construit à ce jour.

2.3.1 L'univers à la dizaine de GeV



FIGURE 2.11 – Image du cinquième télescope (CT5) au centre du réseau H.E.S.S. en Namibie. Sa mise en service en septembre 2012 permet de baisser le seuil en énergie et d'augmenter la sensibilité du réseau. L'expérience est appelée H.E.S.S. II.

La figure 2.11 montre CT5 implanté sur le site de H.E.S.S.. L'objectif principal de cet instrument est d'abord de baisser le seuil en énergie de l'expérience. La plus grande surface de collection permet de détecter des gerbes atmosphériques plus ténues et ainsi observer le rayonnement γ autour de quelques dizaines de GeV. Dans cette gamme d'énergie les mécanismes astrophysiques sont mal contraints par les observations. En effet, *Fermi*-LAT dispose de peu de statistiques pour avoir une mesure précise et les télescopes au sol ne sont pas assez sensibles pour observer les petites gerbes. Parmi les principaux sujets d'études de H.E.S.S. II on peut noter :

- Les sursauts γ : *Fermi*-LAT a détecté des rayons γ associés à des GRBs jusqu'à dizaines de GeV. La surface effective de H.E.S.S. II en dessous de 100 GeV est plus importante que celle du LAT.

- Les pulsars : Les nébuleuses à vent de pulsar sont des objets très étudiés et assez fréquents dans les domaines du TeV. En revanche le spectre du pulsar est peu contraint au dessus de quelques dizaines de GeV car il manifeste une coupure exponentielle. Pour l'étudier il faut détecter l'émission pulsée en provenance de l'objet compact. Cette détection est difficile par les instruments au sol étant donnée l'importance du bruit de fond et de l'émission de la nébuleuse. H.E.S.S. II a détecté, pour la première fois par un instrument au sol, l'émission pulsée en provenance du pulsar Vela.
- Les Noyaux Actifs de Galaxies : Les *NAGs* sont des objets lointains. Le rayonnement γ subit, lors de son parcours jusqu'à la Terre, une absorption avec le rayonnement extragalactique. En effet, les photons γ produisent, par interaction avec le champ de photon issu du rayonnement de toutes les galaxies depuis le début de l'univers, des paires électron-positon. Ce phénomène dépend de l'énergie du rayon γ et le spectre d'émission du *NAG* arrive sur Terre avec un indice spectral plus élevé que celui généré initialement ($\Gamma > 3$). La détection des *NAGs* est donc plus aisée en dessous de 100 GeV et CT5 permet d'accroître significativement la sensibilité de H.E.S.S. à ces énergies.

2.3.2 Les caractéristiques de H.E.S.S. II

Le télescope

Les enjeux scientifiques décrits juste avant requièrent un instrument performant dans la gamme d'énergie de quelques dizaines de GeV. Le seuil en énergie d'un réseau tel que H.E.S.S. est dominé par la taille des télescopes. Une plus grande surface de collection permet de détecter des petites gerbes créées par des photons de plus basse énergie.

CT5 s'inscrit dans cette quête de la basse énergie. Sa surface collectrice est de forme asymétrique (32.6×24.3 m) équivalent à un disque de 28 m de rayon. Elle est composée de 875 miroirs de forme hexagonale de 90 cm de diamètre disposés sur une monture parabolique. La monture Davies-Cotton des premiers télescopes permet de réduire les aberrations de coma loin de l'axe optique au prix d'une augmentation de la différence de marche des photons Tchevrenkov. Etant donnée la taille du réflecteur cette monture aurait introduit une différence de marche de ~ 9 ns [63]. Cet étalement aurait réduit l'intérêt des deux informations temporelles qui sont conservées dans les données de CT5 : le temps durant lequel le pixel est au-dessus d'un certain seuil, et le temps du maximum d'intensité dans le pixel. Le but de ces informations est de mieux différencier les gerbes hadroniques et électromagnétiques. La monture parabolique a donc été préférée. Les effets des aberrations ainsi introduites dans l'analyse des données seront discutés dans le chapitre 6.

Les GRBs sont des évènements transitoires très brefs. Les moteurs de CT5 ont été choisis pour permettre un repositionnement rapide du télescope en cas d'alerte. Le système de déplacement de la structure permet un déplacement en élévation de $\sim 100^\circ$ par minute et $\sim 200^\circ$ par minute en azimuth. De plus, le télescope peut prendre des données en mode « inversé », c'est à dire que le réflecteur bascule de l'autre côté pour éviter le déplacement uniquement en azimuth. Un système de repositionnement automatique des télescopes a été mis en place lors de la réception d'une alerte de GRBs (envoyé par un autre observatoire). En prenant en compte les

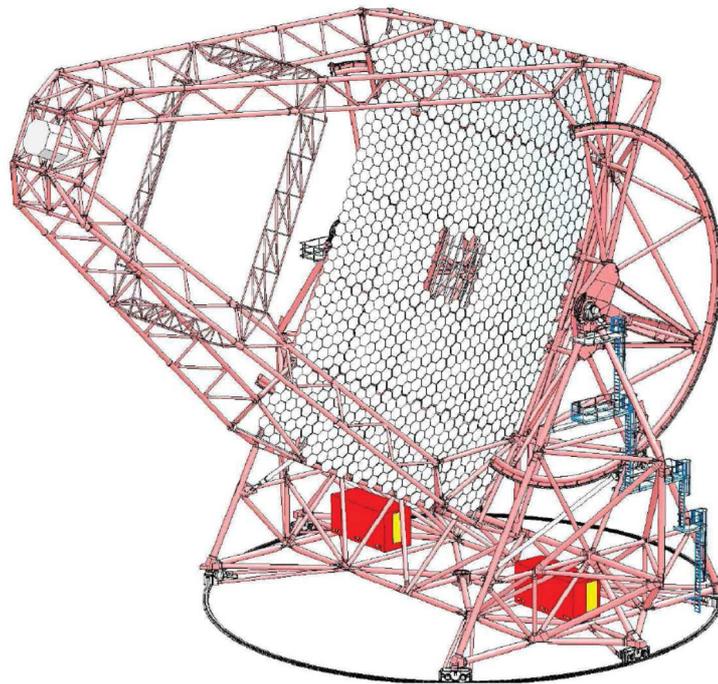


FIGURE 2.12 – Schéma de la structure de CT5. La surface réfléchissante mesure $32.6 \text{ m} \times 24.3 \text{ m}$ et est composée de 850 miroirs hexagonaux de 90 cm de diamètre. La distance focale est de 36 m. Cette figure est extraite de [65].

temps de réponse des logiciels, du matériel et du temps de repositionnement, il est attendu que le télescope pointe sur la cible en moins de 2 minutes peu importe la position du télescope au moment de la réception de l'alerte [165].

La caméra

La caméra de H.E.S.S. II mesure 2 mètres de diamètre, ce qui correspond à un champ de vue de 3.17° . La composition est la même que celle des petits télescopes, 2048 PMs sont assemblés dans 128 tiroirs. La taille des PMs est de 42 mm ce qui correspond à un champ de vue de 0.067° . Pour comparaison, le champ de vue d'un pixel de H.E.S.S. I est de 0.16° .

La figure 2.13 montre une image de la caméra de H.E.S.S. II avant son départ en Namibie. Le fonctionnement de la caméra repose sur la même philosophie que les caméras de H.E.S.S. I. Cependant des améliorations ont été apportées aux capacités de lecture et de réduction du temps mort après le déclenchement. Ces améliorations permettent un taux de déclenchement de 3-4 kHz.

Le champ de vue plus faible de la caméra de H.E.S.S. II limite les possibilités de balayage comme ce fut le cas pour H.E.S.S. I. Les enjeux scientifiques de cet instrument sont plus centrés sur l'étude de sources ponctuelles dont on veut mesurer le spectre dans une gamme en énergie peu contrainte. La réduction du champ de vue et la fine pixellisation permettent une reconstruction des événements plus aisée par la réduction du bruit de fond de ciel et la



FIGURE 2.13 – Image de la caméra de CT5 avant son départ sur le site de H.E.S.S..

possibilité de mieux distinguer les différences morphologiques entre les gerbes induites par les rayons γ et les rayons cosmiques.

Le système de focalisation

Les gerbes atmosphériques au zénith se développent dans l'atmosphère à une distance de ~ 15 km des télescopes de H.E.S.S. [105]. Un système de focalisation a été installé sur la structure de support de la caméra de H.E.S.S. II. La figure 2.14 montre les rails du système de focalisation sur le télescope. La caméra est installée sur ces rails. La distance entre la caméra et le miroir peut ainsi varier de 126 mm avec une précision de 0.05 mm.

La distance du télescope aux gerbes atmosphériques dépend de l'élévation du télescope. Elle est minimale au zénith et augmente avec l'angle zénithal. Le système de focalisation donne la possibilité d'ajuster la distance de focalisation en fonction du pointé du télescope. L'ajustement de la distance de focalisation sur la distance réelle des gerbes permet d'obtenir dans la caméra une image plus nette. Une augmentation du taux de déclenchement et du pouvoir de discrimination de l'analyse est attendue. Les effets de la focalisation sur l'analyse des données de H.E.S.S. II sont discutés en détails dans le chapitre 6.

2.3.3 Le déclenchement du réseau

Le réseau de télescope H.E.S.S. II est inhomogène. C'est à dire que les télescopes de la première phase (CT1-4) et CT5 n'ont pas la même acceptance aux évènements. Ainsi, CT5 déclenche sur des évènements qui n'ont pas fait déclencher les petits télescopes. Enregistrer l'évènement que si deux télescopes déclenchent en coïncidence réduirait considérablement l'intérêt de la taille de CT5 et de sa capacité à voir des petites gerbes. Ainsi un nouveau critère



FIGURE 2.14 – Photographie du système de focalisation sur la structure de support de la caméra de CT5.

de déclenchement est défini.

Si CT5 déclenche ou si au moins deux télescopes déclenchent, quelque soit leur type, alors l'évènement est enregistré. Le critère de déclenchement est résumé dans la figure 2.15. Cette méthode permet d'être le plus conservatif possible. Les petits télescopes conservent le critère de stéréoscopie (au moins deux images seront disponibles pour l'analyse) ce qui permet de correctement reconstruire et discriminer les évènements. Et les évènements de faibles énergies, détectés uniquement par CT5 sont aussi conservés. Cela induit que les évènements de basses énergies ne peuvent bénéficier de la stéréoscopie. L'analyse de ces évènements est un challenge important pour la production de résultats scientifiques proche du seuil en énergie de l'expérience.

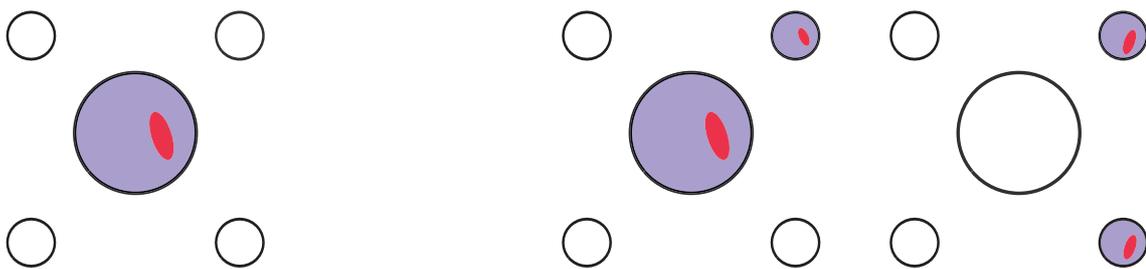


FIGURE 2.15 – Schéma des critères de déclenchement du réseau. *Gauche* : Si CT5 déclenche seul, l'évènement est conservé. *Droite* : Si au moins deux télescopes déclenchent en coïncidence, quelque soit leur type, l'évènement est conservé.

3

Etalonnage des caméras et analyse des données de H.E.S.S.

Sommaire

3.1	Etalonnage des caméras de H.E.S.S. I	60
3.1.1	Détermination des gains	60
3.1.2	Détermination des piédestaux	61
3.1.3	Autres paramètres d'étalonnage	62
3.2	Etalonnage de la caméra de H.E.S.S. II	65
3.2.1	Mise en place d'outils de contrôle	65
3.2.2	Evolution des Gains	66
3.3	Sélections des données	66
3.4	Analyse des données	67
3.4.1	Les simulations	67
3.4.2	Les méthodes d'analyse dans H.E.S.S.	68
3.4.3	Sélection des événements	74
3.4.4	L'acceptance	75
3.4.5	Soustraction du fond	77
3.4.6	Significativité du signal	80
3.4.7	Accumulation de la statistique	81
3.4.8	Analyse spectrale	81
3.4.9	Analyse morphologique	84
3.5	Analyse des données de H.E.S.S. II	86
3.5.1	Modifications de la reconstruction	86
3.5.2	Définition des types d'analyses	87

3.1 Etalonnage des caméras de H.E.S.S. I

Le signal enregistré est la charge numérisée contenue dans chaque pixel. L'unité de cette conversion est le «coup d'ADC» (pour Analog-to-Digital Converter). Un convertisseur analogique-numérique réalise la conversion avec un facteur de 1.22 mV par coup d'ADC. Les PMs enregistrent la charge suivant deux valeurs de gain (voie haut gain et voie bas gain) simultanément. Le but est d'éviter la saturation lors d'évènements très lumineux, tout en étant sensible au signal d'un photoélectron unique.

La grandeur utile pour l'analyse de l'évènement est le nombre de photons reçus dans chaque PM. Cette information permet dans un deuxième temps de remonter à l'énergie de la particule primaire, cette phase est décrite plus loin. Pour estimer le nombre de photons reçus dans le PM, l'étalonnage du nombre de coups d'ADC par photoélectron doit être réalisé très régulièrement. Les valeurs du photoélectron en coups d'ADC en fonction de la charge mesurée, dans les deux voies d'acquisition, A^{HG} et A^{BG} suivent les relations suivantes :

$$A^{HG} = \frac{ADC^{HG} - P^{HG}}{\gamma_e^{ADC,HG}} \times C_{FF} \quad (3.1)$$

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

Où,

- $P^{HG,BG}$ sont les lignes de bases de l'électronique, appelées piédestaux, en coups d'ADC.
- $\gamma_e^{ADC,HG}$ est le gain, du photoélectron unique, de la voie haut gain en nombre de coups d'ADC. Sa détermination est décrite ci-après.
- C_{FF} est le coefficient de *flatfield*. Il correspond à l'écart de la réponse du pixel par rapport à la réponse moyenne de tous les pixels de la caméra.
- HG/BG est le rapport d'amplification entre les deux voies d'acquisition. Le gain du photoélectron unique de la voie bas gain est trop faible pour être résolu. Il est donc déterminé à partir du gain de la voie haut gain et de ce rapport.

Ces valeurs doivent être déterminées pour chaque pixel. De plus, il est nécessaire de les déterminer le plus fréquemment possible afin de tenir compte, par exemple, de la baisse de la valeur des gains avec le temps.

3.1.1 Détermination des gains

Pour déterminer les gains du photoélectron, des acquisitions spéciales sont réalisées tous les deux jours en moyenne. Les caméras sont à l'intérieur de leurs abris (pour éviter la lumière du NSB) et la LED pulsée illumine les PMs avec en moyenne un photoélectron par pixel. La caméra a alors un déclenchement spécifique synchronisé avec la LED.

La charge mesurée dans la voie haut gain de chaque pixel est ensuite ajustée par la fonction :

$$\begin{aligned}
G(x) = & N \frac{e^{-\mu}}{\sqrt{2\pi}\sigma_p} \exp\left(-\frac{(x - P_{HG})^2}{2\sigma_p^2}\right) \\
& + N \times N_s \sum_{n=1}^{m \gg 1} \frac{e^{-\mu}}{\sqrt{2\pi n}\sigma_{\gamma_e}} \frac{\mu^n}{n!} \exp\left(-\frac{(x - (P_{HG} + n\gamma_{HG}))^2}{2n\sigma_{\gamma_e}^2}\right)
\end{aligned} \tag{3.3}$$

Où

- N est le nombre d'évènements (= nombre de déclenchement)
- μ est la luminosité moyenne correspondant au nombre moyen de photoélectrons par évènement.
- P_{HG} est la position du piédestal dans la voie d'acquisition haut gain.
- σ_p est la largeur du piédestal
- σ_{γ_e} est la largeur du pic du photoélectron
- γ_{HG} est le gain du PM
- N_s est un facteur de normalisation. Dans le cas d'une vraie distribution poissonnienne ce facteur doit être égal à 1.

Le premier terme décrit la forme du piédestal par une gaussienne, les termes suivants obéissent à une distribution poissonnienne. Ces derniers représentent la somme des n photoélectrons, chacun est décrit par une gaussienne de largeur grandissante ($\sqrt{n}\sigma_{\gamma_e}$) et espacées entre elles par la valeur du gain.

Un ajustement de l'expression 3.3 est représenté en figure 3.1. Dans cet exemple la valeur du gain est de 77.5 coups d'ADC par photoélectron. Les gains moyens des PMs de H.E.S.S. est de ~ 80 coups d'ADC.

3.1.2 Détermination des piédestaux

Les piédestaux dépendent du bruit électronique le long de toute la chaîne d'acquisition du signal. Ce bruit dépend par exemple de la qualité des composants électroniques et de la température à l'intérieur de la caméra. La position du piédestal est visible dans la figure 3.1-*gauche*, le pic à ~ 12100 coups d'ADC correspond à la charge mesurée en l'absence de photoélectron. Les valeurs des piédestaux obtenues lors de la mesure du gain des PMs ainsi que lors de la mesure de la charge des PMs avec le capot de la caméra fermée, permettent de contrôler cette valeur.

Cependant la lumière du NSB, la température de la caméra et les instabilités électroniques entraînent un déplacement et un élargissement du piédestal. Il doit donc être estimé durant la phase de prise de données. Le critère de déclenchement des télescopes se fait uniquement sur les gerbes atmosphériques. Ainsi les pixels de la caméra identifiés comme ne recevant pas de lumière Tcherenkov de la gerbe, sont utilisés pour mesurer les piédestaux. La figure 3.2 montre la distribution de charge d'un PM en coup d'ADC, sur tous les évènements d'une observation. Lorsque l'algorithme d'identification est appliqué (histogramme plein) les évènements à haute charge, c'est à dire qui ont reçu du rayonnement Tcherenkov, sont ignorés. Cela permet donc de mesurer correctement le piédestal pendant la prise de données.

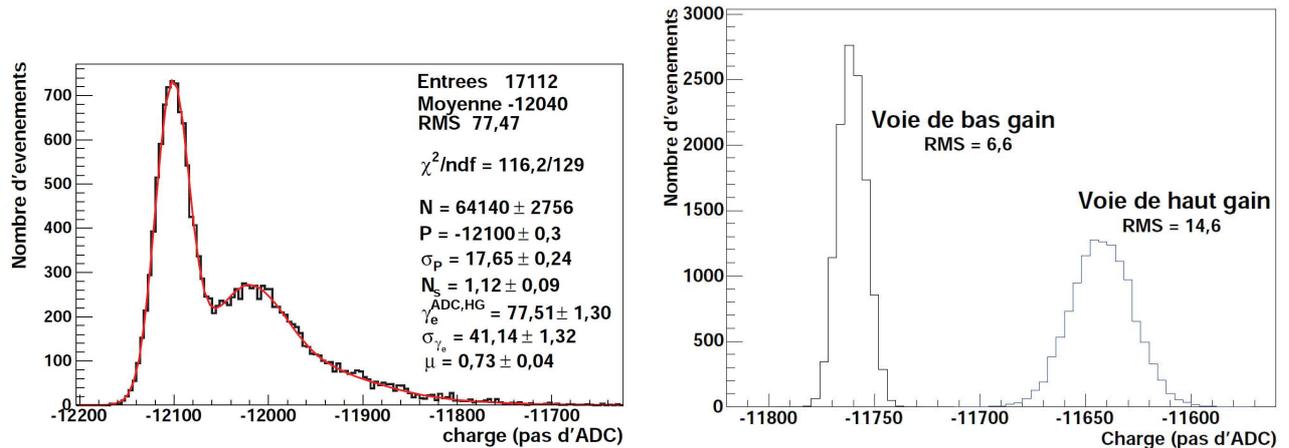


FIGURE 3.1 – *Gauche* : Distribution de la charge, en coups d'ADC, dans un PM durant une acquisition spécialement dédiée à la mesure du gain des PMs (voir texte). La courbe rouge est l'ajustement par la fonction 3.3. Le gain mesuré dans ce cas est de 77.51 coups d'ADC par photoélectron. *Droite* : Mesure de la charge des PMs, en coup d'ADC, dans les deux voies d'acquisition avec le capot de la caméra fermée. Ces figures sont extraites de [150].

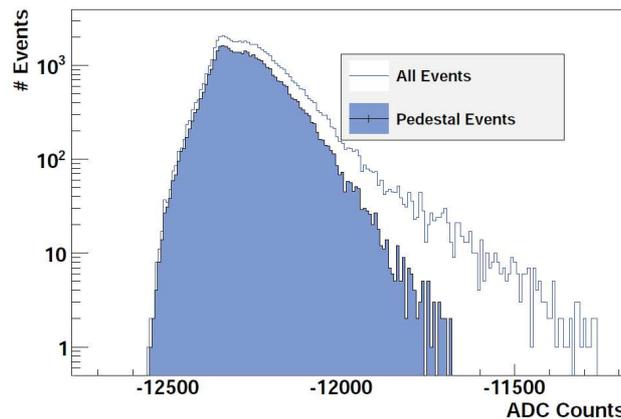


FIGURE 3.2 – Distribution de la charge, en coups d'ADC, dans un PM durant la prise de données lorsque le pixel est identifié comme n'appartenant pas à la gerbe (histogramme plein), ou pour tous les évènements (histogramme simple). Cette figure est extraite de [63].

3.1.3 Autres paramètres d'étalonnage

Gain de la voie d'acquisition bas gain

La deuxième voie d'acquisition (bas gain) n'a pas une résolution suffisante pour mesurer la valeur du gain directement. La figure 3.1-*droite* montre la différence de charge en coups d'ADC des deux voies d'acquisition avec le capot de la caméra fermée. Le rapport de ces deux voies est mesuré dans une gamme de charge où l'amplitude des deux voies a un comportement linéaire : entre 30 et 150 photoélectrons.

Le rapport entre les deux voies est obtenu ainsi :

$$\frac{HG}{BG} = \frac{ADC^{HG} - P^{HG}}{ADC^{BG} - P^{BG}} \quad (3.4)$$

où $ADC^{HG,BG}$ est la charge en coups d'ADC dans la voie haut gain et bas gain respectivement, et $P^{HG,BG}$ sont les piédestaux dans ces mêmes canaux. Le rapport moyen entre les deux voies est de ~ 13.5 , avec une déviation de $\sim 10\%$, ce qui induit un gain moyen de ~ 6 coups d'ADC dans la voie bas gain.

Homogénéité de la caméra

La mesure de l'efficacité de collection de chaque PM est nécessaire pour convertir les photoélectrons en nombre de photons Tcherenkov incident sur le PM. Cependant cette mesure n'est pas facile à réaliser. Un compromis a été trouvé en mesurant la réponse relative de chaque pixel par rapport à la valeur moyenne de la caméra. Pour faire cette mesure, une acquisition spéciale est réalisée. La LED au centre du réflecteur illumine de façon homogène la caméra. Le coefficient de *flatfield*, C_{FF} , mesure l'efficacité de collection relative :

$$C_{FF} = \frac{\langle A \rangle_{camera}}{\langle A \rangle_{pixel}} \quad (3.5)$$

Mesure de l'efficacité optique

Le facteur de conversion entre les photons Tcherenkov (produits au voisinage du télescope) reçus par les PMs et le nombre de photoélectrons mesurés est obtenu directement dans les données. Il dépend notamment de l'efficacité de collection des miroirs, des cônes de Winston, de la longueur d'onde, et l'absorption de l'atmosphère. Chacune de ces dépendances est complexe à mesurer et varie avec le temps.

Ce paramètre d'étalonnage est obtenu dans les données en utilisant les images formées par les muons lorsqu'ils passent à proximité ou traversent les miroirs des télescopes. L'émission des muons présente de nombreux avantages pour mesurer l'efficacité de collection. Le spectre est très proche du spectre Tcherenkov émis par une gerbe atmosphérique (la seule différence est due à l'absorption qui est plus importante dans le cas des gerbes). Les muons étant relativistes, la taille de l'anneau Tcherenkov est constante et la quantité de lumière ne dépend que de la longueur de la trajectoire.

Les figures 3.3 et 3.4 montrent la procédure de mesure de l'efficacité optique. Les images de muons, sont modélisées à partir de simulations Monte Carlo. Le modèle est ensuite ajusté sur les données. Malgré le critère de déclenchement du réseau en stéréoscopie, suffisamment de muons sont détectés durant une session d'acquisition pour faire une mesure précise de l'efficacité de collection.

L'efficacité de collection est d'environ 10% des photons Tcherenkov qui atteignent le télescope. Ce taux se dégrade avec le temps, et une campagne de ré-aluminisation des miroirs a démarré en 2011 augmentant d'un facteur 2 l'efficacité de collection des télescopes.

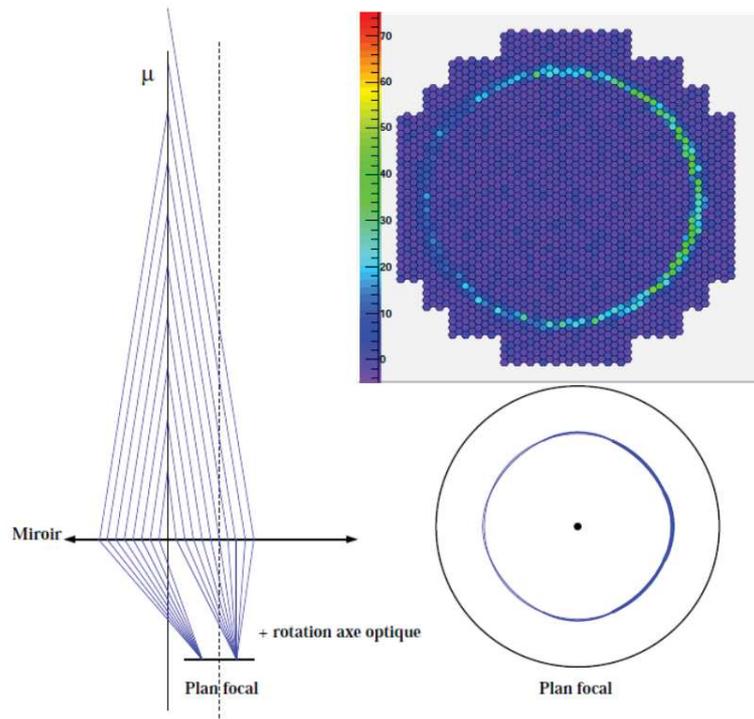


FIGURE 3.3 – Exemple de l’anneau de lumière Tcherenkov produite par un muon traversant la surface réfléchrice. L’intensité de lumière est représentée dans le plan focal (en bas à droite) et la charge des PMs attendue dans les caméras de H.E.S.S. (en haut à droite). Ces figures sont extraites de [50].

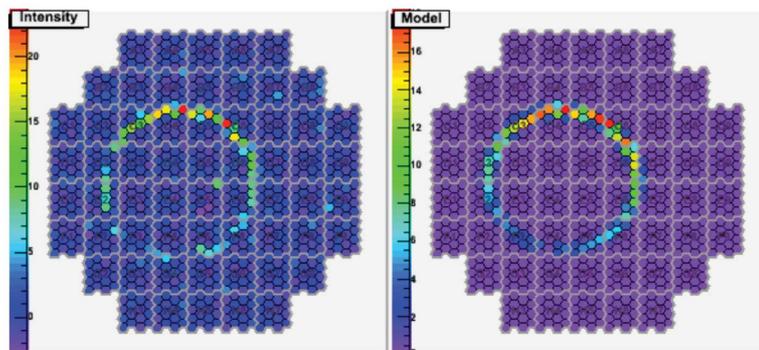


FIGURE 3.4 – Exemples d’une image de muon observée avec une caméra de H.E.S.S. (à gauche) et le modèle de muon ajusté sur cette image (à droite). Ces figures sont extraites de [50].

Pixels non opérationnels

Les pixels cassés ou défectueux ont un effet important sur la reconstruction de l’énergie et de la direction des évènements. Il faut donc les identifier afin de ne pas en tenir compte dans l’analyse des données.

Les problèmes induisant un pixel défectueux sont multiples. Des problèmes d’alimentation

électrique des PM induisent des valeurs de charge incorrectes. La haute tension des PMs est contrôlée durant l'acquisition des données, cette cause est donc facilement identifiée.

La transmission des données peut être corrompue et les données envoyées sont incorrectes. Des algorithmes ont été mis en place pour identifier ces problèmes et les pixels concernés sont écartés de l'analyse (voir [63] pour plus de détails).

3.2 Etalonnage de la caméra de H.E.S.S. II

Le fonctionnement de la caméra de H.E.S.S. II ressemble en tout point à celui des caméras de H.E.S.S. I. L'étalonnage des données de la première suit donc la même procédure à la différence qu'une partie des opérations est effectuée dans le hangar où est stockée la caméra. En effet la structure imposante du télescope n'autorise pas la construction d'un abri autour de la caméra en position garage et celle-ci doit être débarquée régulièrement pour y être étalonnée.

3.2.1 Mise en place d'outils de contrôle

Afin de faciliter l'étalonnage électronique de la caméra de H.E.S.S. II, des outils de visualisation à base d'interface php ont été mis en place. L'interface appelle la base de données contenant les paramètres d'étalonnage et produit une distribution de ces paramètres dans la caméra pour chaque pixel. Les distributions globales sont également affichées. La figure 3.5 montre un exemple d'un de ces outils. Sur cet exemple la distribution montre les gains des pixels obtenus sur toute la période du mois d'août 2014. L'échelle de couleur indique la valeur du gain qui est affichée par déplacement du curseur sur la caméra.

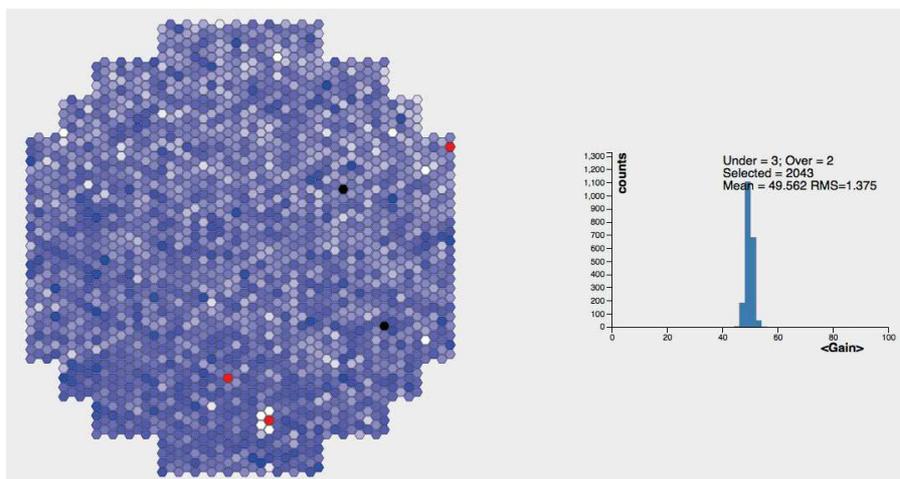


FIGURE 3.5 – Image des outils mis en place pour la consultation de la base de données de l'étalonnage électronique. Tous les paramètres de l'étalonnage électronique sont accessibles avec leur répartition sur la caméra. Les distributions des paramètres par acquisition et par période sont disponibles.

3.2.2 Evolution des Gains

Les gains de CT5 sont plus faibles que ceux de H.E.S.S. I. La valeur moyenne obtenue dans la caméra de H.E.S.S. II est de ~ 50 coups d'ADC. Les procédures logicielles de vérification de la bonne qualité des sessions d'étalonnage ont dû être revues pour prendre en compte ces changements. Ces procédures contrôlent que les valeurs des paramètres d'étalonnage déduites de chaque session ne sont pas trop éloignées de ce qui est attendu.

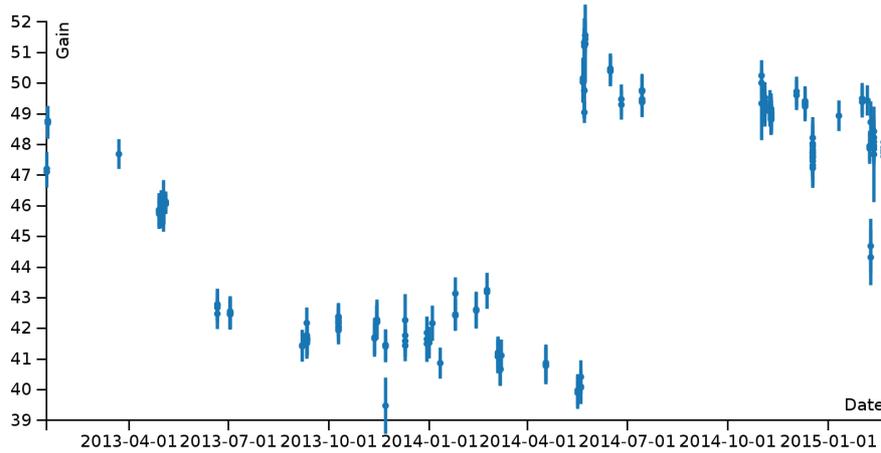


FIGURE 3.6 – Evolution des gains des PMs de CT5.

L'évolution des gains depuis la mise en service de CT5 est importante. Une campagne de ré-ajustement des gains, corrigeant également un gradient dans la caméra, a été réalisée au printemps 2013. La figure 3.6 montre l'évolution des gains entre début 2014 et début 2015 par l'interface développée pour la visualisation des données d'étalonnage.

3.3 Sélections des données

Données H.E.S.S. I

Les données de H.E.S.S. peuvent présenter des inégalités de qualité dues à différentes conditions d'observation. La qualité de l'air, le passage de nuage, le niveau de bruit de fond de ciel, ou encore les problèmes techniques des télescopes sont autant de causes pouvant mener à des résultats erronés en fin d'analyse. Une série de sélections, définies à priori pour éviter tout biais, a été choisie pour s'assurer que les analyses sont stables et produisent des résultats corrects.

- La qualité de transparence de l'atmosphère est contrôlée à l'aide des instruments auxiliaires. Notamment, la température des radiomètres indiquent la présence de nuages dans le champ de vue des télescopes. Si la variation de cette température dépasse 0.5° , l'observation est exclue de l'analyse.
- Le taux de déclenchement des télescopes est un deuxième indicateur de la qualité de l'air mais aussi du bon fonctionnement du détecteur. Ce taux, dominé par les rayons cosmiques, est prévisible et très stable. Le taux de déclenchement d'une observation

doit dépasser 70% de la valeur théorique attendue [83] (après correction de l'angle zénithal). De plus si le taux mesuré pour un télescope varie de plus de 10% au cours d'une observation, les données ne sont pas analysées. En addition, le taux de déclenchement global du réseau ne doit pas varier de plus de 4% au cours de l'observation.

- Les pixels non opérationnels peuvent entraîner des erreurs dans la reconstruction de gerbes. Ainsi, si un télescope présente plus de 10% de pixels manquants, les données ne sont pas prises en compte.
- Pour permettre une bonne analyse et avoir le plus d'information possible lors de la reconstruction des événements, les observations utilisées doivent avoir été prises avec au moins trois télescopes.

Ces critères de qualité contraignent ainsi le nombre d'observations disponibles pour les analyses, et en moyenne $\sim 25\%$ des observations sont rejetées. Le critère le plus contraignant est celui sur les pixels non opérationnels qui est la cause de $\sim 8\%$ des rejets.

Données H.E.S.S. II

La reconstruction des événements, en particulier ceux uniquement vus par CT5, est sensible au nombre de pixels non opérationnels. Pour H.E.S.S. II le taux de pixels non opérationnels a été abaissé à 5% pour la caméra de CT5 et conservé à 10% pour les caméras de H.E.S.S. I.

La position nominale du système de focalisation est de 66 mm par rapport à la position de référence. Cette dernière a été définie lorsque la porte avant de la caméra est dans le plan focal de la surface réfléchissante. La position du système de focalisation doit être comprise entre 60 et 80 mm durant les observations et l'erreur entre position désirée et celle mesurée doit être inférieure à 5%.

Les autres critères de sélection appliqués à H.E.S.S. I sont également utilisés pour H.E.S.S. II.

3.4 Analyse des données

Les méthodes d'analyse ont pour but de reconstruire le plus précisément possible les propriétés de la particule primaire, sa direction et son énergie. De plus, le taux de déclenchement du réseau H.E.S.S. est de ~ 300 Hz. Le flux de rayons γ est de l'ordre de quelques rayons γ par minute pour les sources les plus brillantes. Il est donc nécessaire d'utiliser des méthodes d'analyse puissantes pour rejeter les événements dus aux rayons cosmiques. Plusieurs méthodes ont été appliquées aux données de H.E.S.S., et se basent sur les différences de forme entre les images des gerbes électromagnétiques et hadroniques.

3.4.1 Les simulations

L'astronomie γ ne permet pas de disposer d'observations de rayons γ dénuées de fond dû aux rayons cosmiques. Le recours aux simulations Monte Carlo est donc nécessaire. Ainsi toutes les méthodes d'analyses comparent les images des caméras avec des images simulées de gerbes induites par des rayons γ .

La collaboration H.E.S.S. utilise deux jeux de simulations Monte Carlo basés sur deux logiciels de production de gerbes simulées. Ainsi les générateurs KASKADE [112] et CORSICA [98] ont été utilisés pour produire des gerbes de particules dans toutes les conditions d'observation de H.E.S.S.. La suite de ce manuscrit se base sur les simulations produites par KASKADE, choix de la partie française de la collaboration.

Ces générateurs utilisent des méthodes Monte Carlo pour simuler le développement de gerbes atmosphériques. Pour cela plusieurs processus physiques sont simulés tels que : création de paires, bremsstrahlung, diffusion, perte par ionisation, diffusion Bhabha et Möller, annihilation des positons. Les trajectoires des particules sont suivies ainsi que leur émission Tcherenkov le long de celles-ci. L'absorption des photons Tcherenkov est modélisée. Le produit de sortie des simulations est un flux de photon Tcherenkov au niveau du sol incluant aussi leur temps d'arrivée.

Les simulations reposent sur un modèle d'atmosphère constant. Hors, une fluctuation de la qualité de transmission de l'air est observée dans les données mais n'est pas encore prise en compte. Cela constitue une source d'erreur systématique entre la comparaison des données avec les simulations Monte Carlo.

Le détecteur a été entièrement décrit dans les simulations. Les miroirs ont été individuellement modélisés et l'ombre des bras des télescopes est pris en compte. La réflectivité de chaque composant est modélisée ainsi que l'efficacité de transmission des photons Tcherenkov en signal électrique par toute la chaîne électronique.

Les images ainsi produites sont analysées avec les mêmes méthodes que celles appliquées sur les données. Cela permet de remonter aux propriétés de la particule primaire (énergie, direction) observée dans les données et par les différences morphologiques d'estimer sa nature.

3.4.2 Les méthodes d'analyse dans H.E.S.S.

Plusieurs méthodes ont été développées pour analyser les données de H.E.S.S. et sont présentées dans les sections suivantes.

Analyse Hillas

Le première méthode utilisée en astronomie γ pour reconstruire les gerbes atmosphériques et en déduire les propriétés des particules primaires a été introduite par M. Hillas en 1985 [103]. Elle fut la première méthode utilisée pour l'analyse des données H.E.S.S.. La méthode consiste à utiliser la forme régulière de l'image des gerbes induite par les rayons γ . Un ajustement d'une ellipse est réalisé sur les images de tous les télescopes. L'ellipse a une amplitude transverse et longitudinale gaussienne afin de correspondre le mieux possible aux images.

Un nettoyage de l'image est effectué préalablement à l'ajustement afin de limiter la contamination de l'image des gerbes par le bruit de fond du ciel. Les pixels ayant au moins sept photoélectrons d'intensité mesurée et qui ont au moins un voisin d'au moins 10 photoélectrons d'intensité, sont conservés.

Plusieurs variables issues de l'ajustement sont extraites pour l'analyse (voir figure 3.7) :

- La distance du centre de l'ellipse au centre du champ de vue, appelée *Nominal distance*

- La largeur et la longueur de l'ellipse, appelées *width* et *length*
- La charge totale des PMs en photoélectron contenue dans l'ellipse
- L'angle entre l'axe principal de l'ellipse et l'axe formé par le centre de la caméra et le centre de l'ellipse

La reconstruction Hillas est très sensible au nombre de pixels non opérationnels (et aussi à leur répartition dans la caméra) qui induisent une direction et une charge (et donc l'énergie) erronées. De plus, les images en bord de champ dont une partie est en dehors de la caméra peuvent conduire à des événements très mal reconstruits. De ce fait une sélection sur la *Nominal Distance* est généralement appliquée pour ne garder que les événements avec suffisamment d'information dans la caméra.

L'ajustement est appliqué sur chaque caméra individuellement. L'utilisation de la stéréoscopie permet de lever la dégénérescence de certains paramètres et donc l'ambiguïté sur la direction de la gerbe et son paramètre d'impact (projection de la direction de la gerbe au niveau du sol). La méthode de cette levée de dégénérescence est montrée en figures 3.7 et 3.8.

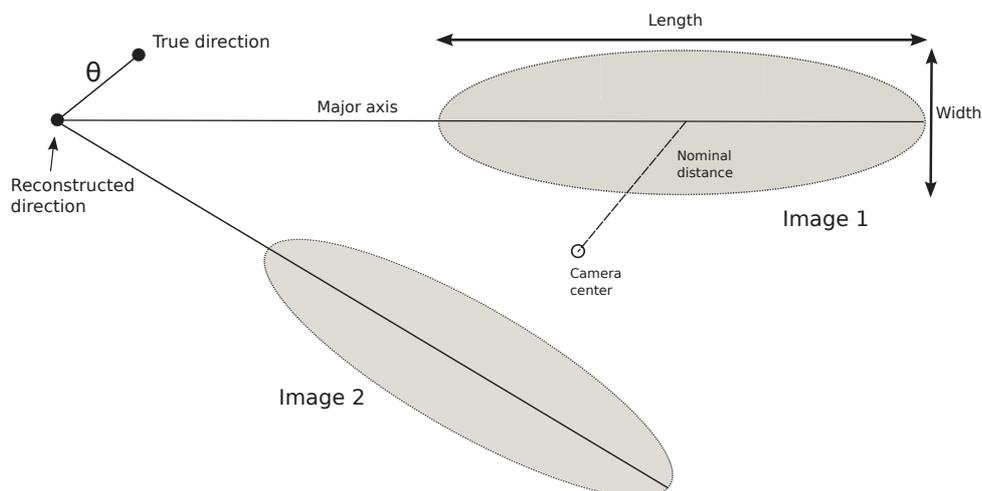


FIGURE 3.7 – Schéma de l'analyse Hillas. Les ellipses, ajustées sur les images de chaque caméra, permettent de reconstruire la direction et l'énergie des événements.

L'énergie est déduite à partir de simulations Monte Carlo. Les gerbes sont produites en grand nombre pour toutes les conditions d'observation de H.E.S.S. et pour une grande gamme d'énergie et de paramètre d'impact. Le résultat de ces simulations est stocké dans des tables utilisées durant l'analyse. Un exemple d'une de ces tables est montré en figure 3.9. L'énergie est interpolée à partir des paramètres issus de l'ajustement des images. L'énergie de l'évènement est ensuite moyennée sur tous les télescopes puis pondérée par l'erreur de chaque ajustement.

Le rejet du fond se fait en comparant la distribution de la largeur et la longueur de l'ellipse. Ces variables ont un plus grand pouvoir de rejet si on tient compte des fluctuations intrinsèques de la forme des gerbes. On utilise des variables pondérées et moyennées définies comme :

$$SV = \frac{V - \langle V \rangle}{\sigma_V} \quad (3.6)$$

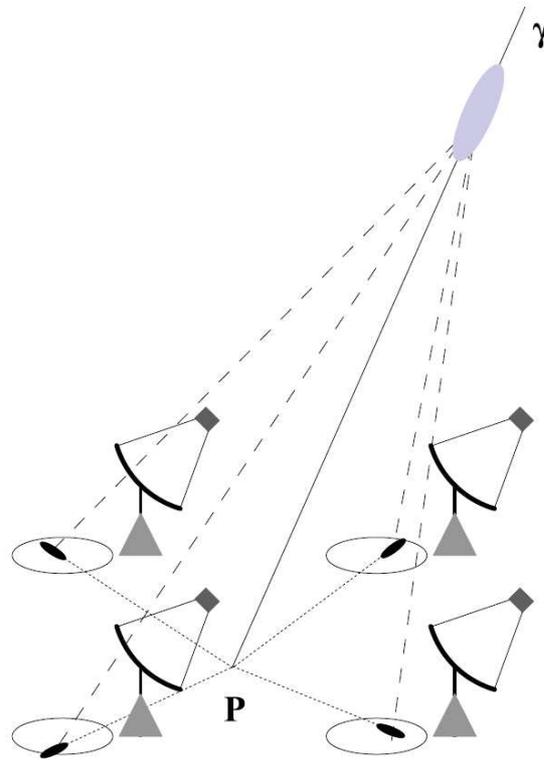


FIGURE 3.8 – Schéma de la détermination du paramètre d'impact de la gerbe reconstruite. Les images sont projetées au sol. Le point d'intersection est le point d'impact reconstruit. Cette figure est extraite de [71].

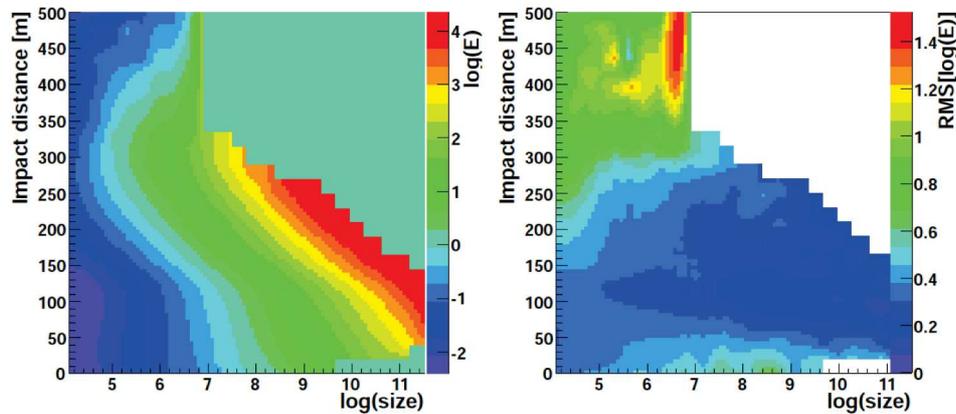


FIGURE 3.9 – Exemple d'une table utilisée dans la reconstruction en énergie de la méthode Hillas. *Gauche* : Moyenne de l'énergie vraie en fonction du paramètre d'impact reconstruit et de la mesure de la charge de l'image. *Droite* : RMS de la même grandeur. Cette figure est extraite de [63]

où SV est la version pondérée de la variable V . Sa distribution sur tous les événements suit une loi centrée réduite. La moyenne $\langle V \rangle$ et la largeur σ_V de la distribution de la variable V

sont obtenues par simulations Monte Carlo.

Ces variables sont ensuite moyennées sur chaque télescope :

$$MSV = \frac{\sum SV}{\sqrt{n}} \quad (3.7)$$

où MSV est la version pondérée et moyennée, sur les n télescopes ayant déclenché, de la variable V .

Le pouvoir de rejet de la *MeanScaledWidth* est montré en section 5.2.3, la distribution est différente entre les hadrons et les γ ce qui permet d'exclure une partie des événements dus aux rayons cosmiques. Une amélioration de l'analyse Hillas a été obtenue en combinant les variables *MeanScaledLength* (MSL) et *MeanScaledWidth* (MSW). Une troisième variable la *MeanScaledSum* a été définie comme :

$$MSS = \frac{MSL + MSW}{\sqrt{2}} \quad (3.8)$$

L'analyse Model 3D

Une évolution de la méthode de Hillas, appelée Model 3D, a été développée [128] afin de tenir compte des propriétés tridimensionnelles des gerbes atmosphériques. En effet les gerbes électromagnétiques sont plus collimatées que celles induites par les rayons cosmiques. Il en résulte une symétrie axiale de l'émission Tcherenkov plus prononcée, et par conséquent une compatibilité des images de chaque télescope est attendue.

Les images des télescopes sont comparées à un modèle de photosphère gaussien de la gerbe. La lumière prédite dans chaque pixel est comparée à la charge mesurée. Un ajustement par maximisation d'une fonction de vraisemblance permet d'obtenir les différents paramètres du modèle : l'altitude moyenne, le point d'impact, la direction, la largeur et longueur 3D ainsi que la luminosité. L'énergie de la particule primaire est déduite des paramètres de l'ajustement, en particulier de la luminosité, le point d'impact et l'altitude moyenne.

Le meilleur estimateur pour discriminer entre les hadrons et les γ est la largeur 3D. Une variable sans dimension, issue de la largeur 3D, permet d'obtenir une distribution indépendante de l'angle zénithal. Une amélioration de cette méthode, ajoutant un facteur de qualité, a été implémentée plus récemment [138].

L'analyse semi-analytique

Une méthode de reconstruction montrant un pouvoir de reconstruction a été développée au sein de la collaboration H.E.S.S.. Historiquement elle fut inventée pour l'analyse des données de l'expérience CAT [126]. Elle repose sur la comparaison pixel par pixel d'une image de la caméra avec un modèle semi-analytique de gerbe électromagnétique. De ce fait, elle est appelée analyse Model. Cette méthode est utilisée dans la suite de ce manuscrit et la méthode d'analyse X_{eff} (détaillée dans le chapitre suivant) repose sur cette reconstruction.

L'analyse semi-analytique, détaillée dans [64], se base sur la paramétrisation de l'émission Tcherenkov des gerbes électromagnétiques. Cette émission dépend du nombre d'électrons et de positons en fonction de l'altitude, de leurs distributions longitudinales, latérales, angulaires et

en énergie. Ces distributions sont obtenues à partir de simulations Monte Carlo et paramétrisées avec des fonctions analytiques. Un modèle atmosphérique, simulant l'absorption, et de l'instrument, tenant compte de l'électronique ainsi que de l'efficacité de collection, permet de prédire la quantité de lumière Tcherenkov attendue dans chaque pixel de la caméra.

Un jeu d'images est produit pour différentes valeurs d'angles zénithaux, d'énergies de la particule primaire, de distances d'impact au télescope, et de profondeurs de première interaction. La figure 3.10 montre deux exemples de gerbes obtenues par le modèle après passage dans la simulation du détecteur.

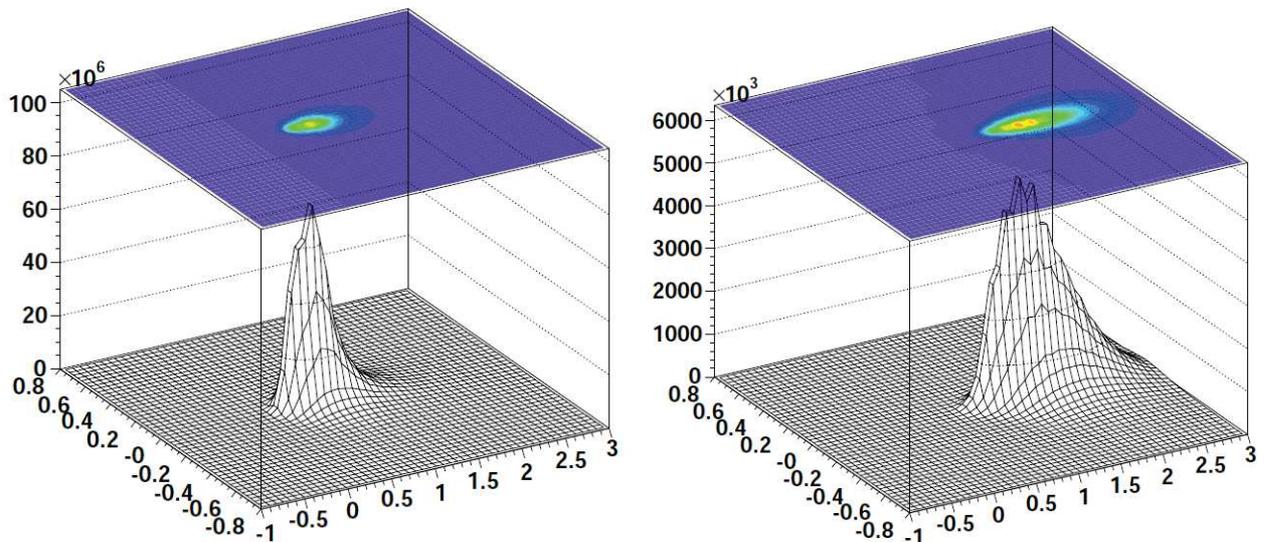


FIGURE 3.10 – Exemples d'images obtenues par le modèle de gerbes utilisées dans l'analyse semi-analytique pour un rayon γ de 1 TeV. Les images sont dans le référentiel de la caméra, les axes sont en degrés. *Gauche* : Le paramètre d'impact est à 100m du télescope. *Droite* : Le paramètre d'impact est à 250 m du télescope. Ces figures sont extraites de [64].

Les images du modèle peuvent être ensuite comparées aux vraies images et une procédure de minimisation permet d'obtenir les meilleurs paramètres du modèle qui correspondent à l'image. Ainsi, la direction, l'énergie, le paramètre d'impact, et la profondeur d'interaction sont déterminés. Pour tenir compte de la fluctuation poissonnienne du nombre de photons Tcherenkov dans chaque pixel une fonction de vraisemblance logarithmique a été choisie.

Ainsi la probabilité d'obtenir un signal s dans un pixel i , dont l'amplitude attendue par le modèle est μ et ayant une largeur du piédestal σ_p et du gain σ_{γ_e} , est donnée par :

$$P(s | \mu, \sigma_p, \sigma_{\gamma_e}) = \sum_n \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n! \sqrt{2\pi(\sigma_p^2 + n\sigma_{\gamma_e}^2)}} \exp\left(-\frac{(s-n)^2}{2(\sigma_p^2 + n\sigma_{\gamma_e}^2)}\right) \quad (3.9)$$

La prise en compte dans cette probabilité des fluctuations dues au NSB et à l'électronique permet de ne pas faire de nettoyage de l'image avant de faire l'analyse. Pour chaque télescope la fonction de vraisemblance logarithmique fait l'hypothèse que tous les pixels sont indépendants et est donc la somme sur tous les pixels du logarithme de l'expression 3.9 :

$$\ln L_{tel} = \sum_i \ln L_i = -2 \sum_i \ln P_i(s_i | \mu, \sigma_p, \sigma_{\gamma_e}) \quad (3.10)$$

Les pixels non opérationnels ne sont pas pris en compte dans cette fonction. Cela implique une grande robustesse de l'analyse vis à vis des pixels défectueux.

La procédure de minimisation permet d'obtenir la vraisemblance logarithmique finale. Cette dernière permet de construire une variable décrivant la qualité de l'ajustement. Elle est appelée *Goodness* et est définie comme :

$$G = \frac{\sum_i (\ln L(s_i | \mu_i) - \langle \ln L \rangle |_{\mu_i})}{\sqrt{2 N_{dof}}} \quad (3.11)$$

où $\langle \ln L \rangle |_{\mu_i}$ est la valeur attendue de la vraisemblance logarithmique correctement normalisée, et N_{dof} le nombre de degrés de liberté (nombre de pixel - 6). Cette variable se comporte asymptotiquement comme un χ^2 et peut donc être utilisée comme un estimateur de la qualité de l'ajustement.

L'analyse Model utilise la variable *Goodness* pour estimer la probabilité que l'évènement soit un rayon γ . Afin de maximiser le pouvoir de discrimination les pixels de la caméra sont séparés en deux catégories à la fin de l'ajustement. Les pixels dont l'amplitude prédite par le Model est supérieur à 0.01 photoélectrons ainsi qu'une rangée de trois pixels voisins sont appelés «coeur de gerbe». Les autres sont identifiés comme pixels de «fond». Deux variables similaires à la *Goodness* sont créées : la *ShowerGoodness* et la *BackgroundGoodness* utilisant respectivement les deux jeux de pixels. La *ShowerGoodness* a un nombre de degrés de liberté beaucoup plus faible que la *Goodness*, ce qui la rend plus sensible aux différences morphologiques entre les gerbes hadroniques et le modèle de gerbe. Quant à la *BackgroundGoodness*, elle est sensible à l'émission plus diffuse et la formation de petites sous-gerbes lors du développement des gerbes hadroniques.

Ces variables sont ensuite mises à l'échelle et moyennées sur tous les télescopes, comme décrit plus haut, pour former les *MeanScaledShowerGoodness* et *MeanScaledBackgroundGoodness*. La variable *MeanScaledShowerGoodness* est la principale variable discriminante de l'analyse Model pour la discrimination entre hadrons et rayons γ . Son pouvoir de discrimination est montré en figure 5.4. Avec le jeu de sélection standard, la sélection sur la *MeanScaledShowerGoodness* permet de rejeter plus de 95% du fond et de garder $\sim 70\%$ des rayons γ .

L'analyse semi-analytique montre des performances de reconstruction supérieures aux méthodes décrites plus haut. La figure 3.11 résume les performances de l'analyse Model pour des sélections standard (décrites juste après) pour la reconstruction angulaire et en énergie. La résolution en énergie est comprise entre 8% et 12% avec un biais inférieur à 5% sur toute la gamme en énergie. La résolution angulaire est inférieure à 0.1° sur toute la gamme en énergie et $< 0.06^\circ$ à partir de ~ 500 GeV.

Analyses multi-variées

Les variables produites par chaque analyse montrent une corrélation nulle pour les rayons γ (voir chapitre suivant). Une utilisation combinée des méthodes est donc possible. Des analyses

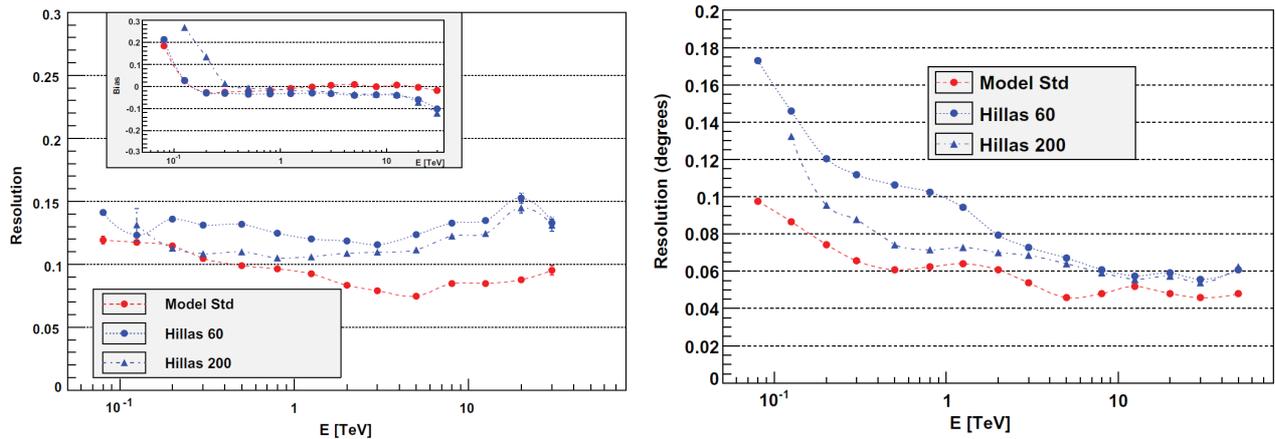


FIGURE 3.11 – *Gauche* : Résolution en énergie au zénith de l’analyse Model avec les sélections standard(rouge) en fonction de l’énergie . Le biais en énergie en fonction de l’énergie est présenté dans l’encadré. *Droite* : Résolution angulaire en fonction de l’énergie de l’analyse Model avec les sélections standard (rouge). Une comparaison avec une analyse avec deux sélections sur la charge des images (60 et 200 photoélectrons) est montrée (bleues). Les résolutions énergétiques et angulaires de l’analyse Hillas (pour les sélections dites dures et douces) sont superposées. Ces figures sont extraites de [64].

multi-variées ont été ainsi développées au sein de la collaboration. Plusieurs d’entre elles utilisent des méthodes basées sur des arbres de décision afin d’optimiser les sélections sur chaque variable. Une méthode analytique de combinaison des variables, X_{eff} , est présentée dans le chapitre suivant dont l’optimisation permet un gain significatif par rapport aux analyses standards.

3.4.3 Sélection des événements

Les sélections de l’analyse Model utilisées dans la suite correspondent aux sélections standards et prédéfinies pour la recherche de source et la reconstruction spectrale :

- *Nominal distance* : $< 2^\circ$
- *Minimum Charge* : 60 photoélectrons
- *MeanScaledShowerGoodness* : $[-3; 0.6]$
- *PrimaryDepth* : $[-1; 4]$
- *MeanScaledBackgroundGoodness* : < -2
- *NSBLikelihood* : < -1 .

De plus, au moins deux images doivent satisfaire les deux premières sélections. La sélection angulaire des événements se fait suivant la taille de la source. Si celle-ci est ponctuelle une sélection de $\theta < 0.1^\circ$ entre la position testée et la direction reconstruite des événements est appliquée, sinon cette sélection est ajustée à la taille de la région étudiée.

D’autres sélections ont été définies, toujours à priori, en fonction des besoins de l’analyse. Ainsi des sélections *Faint* et *Loose*, permettent de choisir une analyse plus et moins restrictive

respectivement. Le rejet du fond est alors modifié, permettant soit une augmentation de la statistique de photons γ soit une amélioration de la significativité du signal.

3.4.4 L'acceptance

L'acceptance est la mesure de la probabilité de détection d'un évènement, quelque soit son type (candidat γ ou hadrons). Il s'agit de la probabilité que le réseau déclenche jusqu'à la conservation de l'évènement après toutes les sélections de l'analyse. Cette grandeur permet ensuite d'estimer correctement le bruit de fond dû aux rayons cosmiques (bruit de fond résiduel dans la suite) et le soustraire du signal obtenu dans la région d'intérêt (voir la section suivante) et finalement de corriger les flux de rayons γ des différentes efficacités de détection ou sélection intervenant le long de la chaîne d'analyse.

L'acceptance doit être calculée par session d'observation. En effet tout changement dans les conditions d'observation, comme la météo, les performances du détecteur (pixels non opérationnels), l'angle zénithal, entraînent une acceptance différente. Deux méthodes de calcul de l'acceptance sont utilisées dans l'analyse des données H.E.S.S.. L'acceptance du détecteur aux rayons γ est estimée à partir des simulations Monte Carlo, celle pour les candidats γ (γ -like) est obtenue sur les données. Pour estimer la réponse de l'instrument aux évènements γ -like, l'acceptance est calculée dans les régions du champ de vue sans source. Lorsqu'une source de rayons γ est présente dans le champ de vue une région d'exclusion est définie pour ne pas utiliser cette région, il devient donc impossible de mesurer directement l'acceptance dans cette région.

Deux méthodes permettent alors d'estimer l'acceptance dans ces régions : l'acceptance radiale et l'acceptance 2D.

Acceptance radiale

L'acceptance radiale suppose une symétrie de rotation autour du centre de la caméra. Cette hypothèse est forte mais permet de mesurer l'acceptance par session d'observation. Ainsi les variations d'acceptance en fonction de l'angle zénithal ou du NSB, par exemple, peuvent être étudiées.

Pour ce faire, un évènement hors des régions d'exclusion et à la distance r du centre de la caméra est pondéré par un poids :

$$w = \frac{\pi}{\pi - \theta}, \quad \text{avec} \quad \cos\theta = \frac{r_0^2 + r^2 - d^2}{2r_0r} \quad (3.12)$$

où r_0 et d sont la position et le rayon de la région d'exclusion, voir figure 3.12.

L'acceptance n'est pas réellement symétrique radialement par rapport au centre. En effet plusieurs causes viennent créer des inhomogénéités de réponse de l'instrument :

- La caméra n'est pas sphérique. Cela perturbe le taux de déclenchement et d'efficacité de l'analyse dans les coins par rapport au bord. Ce problème est réduit par l'utilisation d'une sélection sur les évènements à plus de 2° du centre de la caméra.
- L'angle zénithal n'est pas le même dans toute la caméra. Pour les observations à petite élévation, cette différence crée un gradient de taux de déclenchement qui n'est pas pris en compte dans cette méthode.

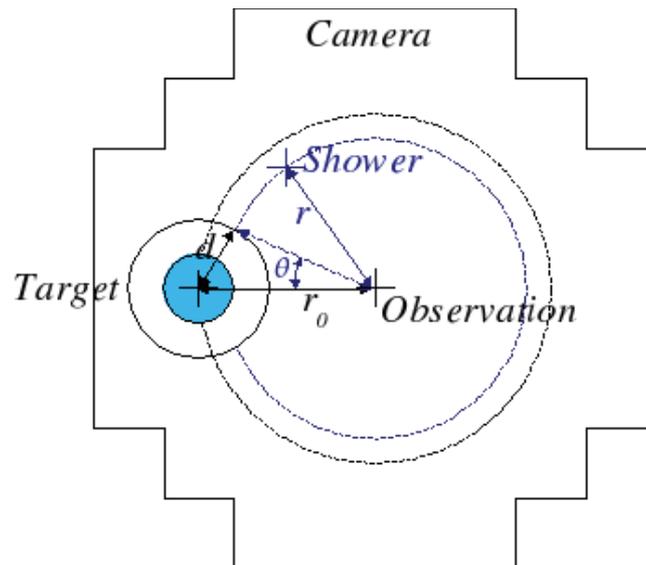


FIGURE 3.12 – Schéma du calcul de l'acceptance radiale. Si un évènement est à la distance r du centre de la caméra avec $r_0 - d < r < r_0 + d$ alors un poids lui est attribué (voir texte).

- L'électronique a des réponses différentes d'un pixel à un autre, or l'acceptance calculée par cette méthode suppose une caméra parfaitement uniforme.

Il est important de noter que cette méthode ne peut calculer l'acceptance si une région d'exclusion est au centre du champ de vue.

Malgré ces bémols, cette méthode permet d'estimer l'acceptance pour chaque observation. Les conditions d'observation différentes d'une observation à une autre sont donc pris en compte. Cela n'est pas le cas pour l'autre méthode de calcul : l'acceptance 2D.

Acceptance 2D

L'acceptance 2D permet de s'affranchir des hypothèses de symétrie de réponse de l'instrument. Cependant ce calcul nécessite un nombre important d'observations. Les observations doivent être prises à différentes positions dans le champ de vue et leur nombre doit être suffisant pour lisser les fluctuations poissonniennes.

D'abord la carte d'exposition est calculée. La figure 3.13-haut montre comment cette carte est produite. Les trajectoires des régions d'exclusion pendant chaque observation sont calculées à partir de la fraction d'évènements n'ayant pas satisfait les critères de sélection en fonction de la position dans la caméra. Ces cartes sont ensuite sommées en pondérant par le nombre d'évènements. Cela permet d'obtenir la fraction du temps pendant laquelle une région était dans une région d'exclusion. Ensuite, les cartes d'évènements, en dehors des régions d'exclusions, sont sommées pour obtenir la carte totale d'évènements. Enfin, cette dernière est divisée par la carte d'exposition pour obtenir la carte d'acceptance (voir figure 3.13-bas).

L'acceptance 2D est calculée pour les candidats γ ainsi que pour les évènements n'ayant pas satisfait les sélections. Ces derniers étant très nombreux une comparaison des deux cartes (qui doivent être similaires) est possible. Cela permet de vérifier l'estimation correcte de l'ac-

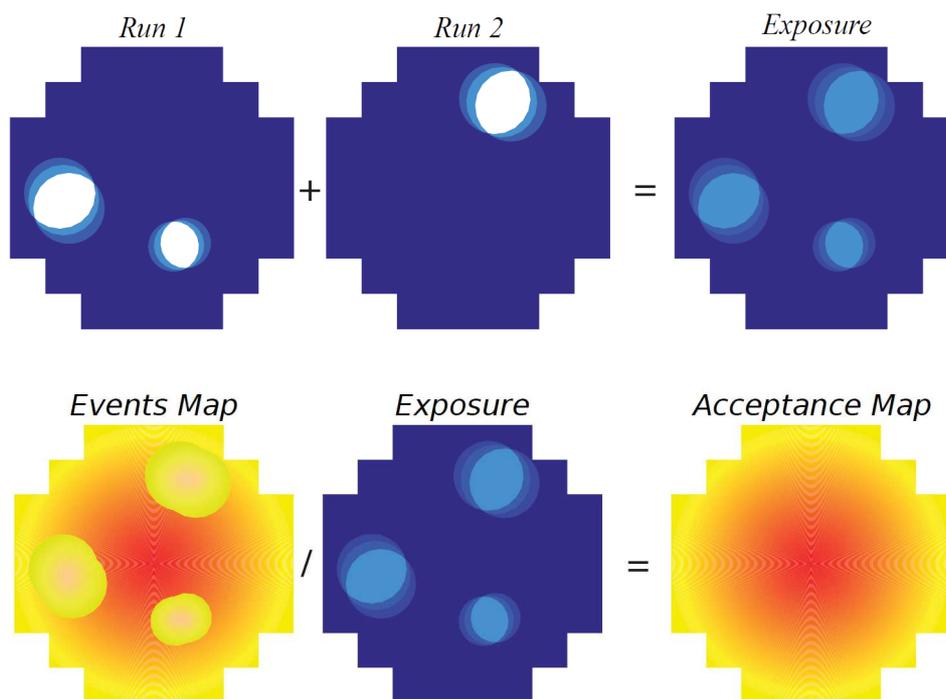


FIGURE 3.13 – Schéma du calcul de l’acceptance 2D. *Haut* : La carte d’exposition est calculée à partir des évènements rejetés par les sélections. La carte des candidats γ est divisée par cette carte d’exposition afin d’obtenir la carte d’acceptance. Ces figures sont extraites de [63].

ceptance pour chaque type d’évènement. Cette comparaison est nécessaire notamment lorsque les observations sont peu nombreuses.

Cette méthode échoue si le nombre d’observations n’est pas suffisant pour estimer l’acceptance partout dans le champ de vue ; c’est à dire s’il y a des trous dans la carte d’exposition. Une estimation des variations de l’acceptance en fonction des conditions d’observation est possible en regroupant par exemple les observations par gamme d’angle zénithal. La carte d’acceptance 2D est utilisée pour la production de cartes de ciel notamment.

3.4.5 Soustraction du fond

Les méthodes d’analyse des données permettent une sélection efficace des évènements. Malgré cela, le nombre d’évènements satisfaisant les sélections, γ -like, est encore important et dominé (à l’exception de sources exceptionnellement brillantes) par les rayons cosmiques. Ces évènements sont dus à des électrons produisant des gerbes très similaires à celle des rayons γ , ou bien à des protons dont les produits de la première interaction ont emporté peu de moment transverse. La topologie de l’image de ces gerbes est donc indissociable des rayons γ et différentes techniques ont été développées afin de retirer ces évènements de l’échantillon de données issu de l’analyse. Ces méthodes reposent sur l’hypothèse d’une isotropie directionnelle des rayons cosmiques. Le taux d’évènements de ces derniers passant les sélections est supposé constant quelle que soit la direction d’observation.

L’analyse consiste d’abord à déterminer une région (appelée région ON) dans laquelle le

nombre de rayons γ est estimé. Cette région se base sur des arguments astrophysiques (position d'une source potentiellement émettrice de rayons γ) ainsi que sur les performances (notamment angulaires) de la chaîne de reconstruction choisie. Dans la plupart des cas, les sources étudiées dans H.E.S.S. peuvent être considérées comme ponctuelles. La taille typique de la région ON est de 0.1° .

Ensuite, l'estimation du taux de bruit de fond dû aux rayons cosmiques est réalisée en choisissant une région (appelée OFF) du ciel dans laquelle aucune source de rayons γ n'est attendue. Le nombre d'événements mesurés dans la région OFF donne directement une estimation du bruit de fond résiduel. Le nombre de rayons γ dans la région ON est donc simplement :

$$N_\gamma = N_{ON} - \alpha N_{OFF} \quad (3.13)$$

avec N_γ le nombre de rayons γ , N_{ON} le nombre d'événements de la région ON et N_{OFF} le nombre d'événements de la région OFF. Le paramètre α est le rapport de surface des régions ON et OFF pondéré par le rapport des acceptances de ces deux régions, il est défini par [37] :

$$\alpha = \frac{\int_{on} A_{ON}^\gamma(\psi_x, \psi_y, \phi_z, E, t) d\psi_x d\psi_y d\phi_z dE dt}{\int_{off} A_{OFF}^\gamma(\psi_x, \psi_y, \phi_z, E, t) d\psi_x d\psi_y d\phi_z dE dt} \quad (3.14)$$

où, $A_{ON,OFF}^\gamma$ sont les acceptances γ du détecteur dans les régions ON et OFF respectivement. Elles dépendent de la position dans la caméra, ψ_x, ψ_y , de l'angle zénithal ϕ_z , de l'énergie, E , et du temps d'observation, t .

Plusieurs méthodes de détermination des régions OFF ont été développées et utilisées au sein de la collaboration H.E.S.S.. Les trois plus courantes sont détaillées ici.

Méthode ON-OFF

La méthode ON-OFF est la plus simple pour estimer le nombre d'événements OFF. Elle a été utilisée dans les premières analyses de H.E.S.S.. Les observations sont réalisées en pointant les télescopes au centre de la région ON. Des observations d'une région du ciel vide de source de rayons γ sont ensuite réalisées dans les mêmes conditions et durées que les premières. Ainsi les télescopes suivent les mêmes trajectoires dans le ciel ce qui permet de considérer que les observations de la région d'intérêt et des régions vides ont la même acceptance.

De plus, les temps d'observation étant égaux, le calcul de l'excès se simplifie avec $\alpha=1$ dans l'expression 3.13.

Cette méthode est efficace mais nécessite de réaliser deux observations pour une seule région intéressante. Un raffinement de cette méthode, pour s'affranchir de ce problème, a été mis en place et est utilisé dès que l'analyse le permet.

Méthode des régions OFF multiples

L'idée est d'estimer le fond résiduel dû aux rayons cosmiques en même temps que la mesure de la région ON. Cette mesure simultanée permet aussi que l'estimation du fond se fasse dans des conditions d'observation similaires, notamment concernant l'impact du NSB et des fluctuations atmosphériques.

Etant donné que la détermination de l'acceptance du détecteur est sujette à certaines variations, il est préférable de définir la région OFF à une position de même acceptance que la région ON, c'est à dire à un même rayon du centre de la caméra. L'acceptance γ du détecteur reste stable sur un décalage hors axe de l'ordre de $\sim 1^\circ$. Le pointé des observations de la région ON est décalé de $\pm 0.5^\circ$ à $\pm 0.7^\circ$. Ainsi, une région OFF de même taille et à la même distance du centre de la caméra que la région ON est définie. Pour minimiser les fluctuations poissonniennes du fond résiduel, un maximum de région OFF sont définies, voir figure 3.14.

Une région d'exclusion est définie autour de la région ON avec un rayon plus grand pour éviter toute contamination du fond par des rayons γ , ce qui entraînerait une surestimation du fond.

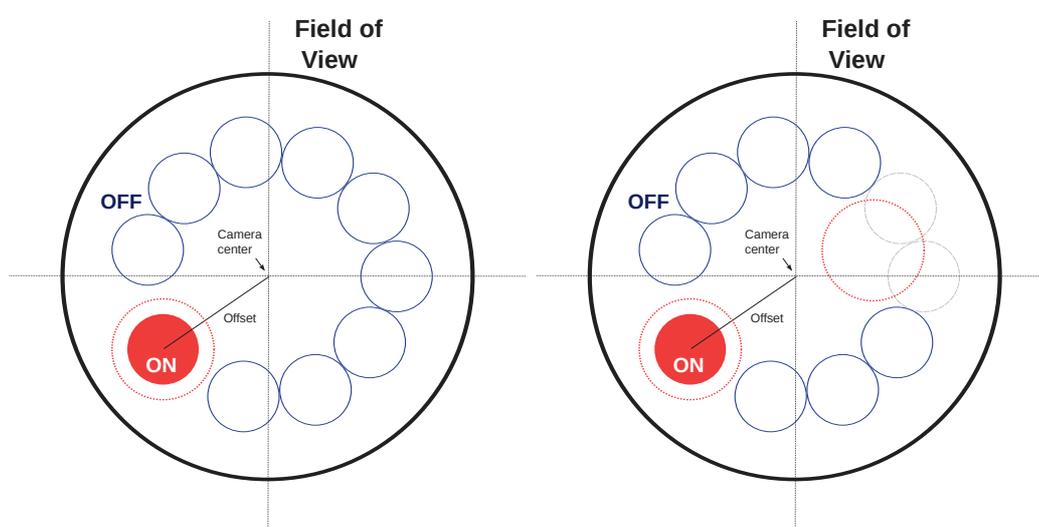


FIGURE 3.14 – Schéma de la méthode des régions OFF multiples. Les régions OFF (bleues) ont la même taille que la région ON (rouge) et sont à la même distance du centre de la caméra. Une région d'exclusion (pointillé rouge) a été définie autour de la région ON pour éviter toute contamination par la queue de distribution de la PSF. A droite, une région d'exclusion a été définie dans le champ de vue, les régions OFF intersectant celle-ci ne sont pas prises en compte pour la détermination du fond.

Avec cette méthode le paramètre α de l'expression 3.13 devient en première approximation égal à l'inverse du nombre de régions OFF¹.

Il est possible que plusieurs sources de rayons γ soient dans le même champ de vue, des régions d'exclusion sont définies, à priori, autour de ces sources. Les régions OFF intersectant ces zones ne sont pas prises en compte dans l'estimation du fond.

Si la région ON comprend le centre de la caméra, aucune région OFF ne peut être déterminée suivant cette méthode.

1. Une petite correction due à l'angle zénithal différent entre les régions est appliquée, α n'est donc pas exactement égal à l'inverse du nombre de régions OFF.

Méthode de l'anneau complet

Les méthodes précédentes sont bien adaptées pour la découverte de sources de rayons γ et la production de spectres. La production de cartes du ciel nécessite une autre méthode de soustraction du fond. La méthode dite de l'anneau complet est utilisée dans ce cas.

Contrairement à la méthode des régions OFF multiples, toutes les observations sont compilées et l'estimation du fond se fait en accumulant toute la statistique. Un anneau centré sur la région ON permet d'estimer le fond résiduel dans des conditions très proches de la région ON. L'acceptance dans l'anneau n'est pas uniforme et l'acceptance bidimensionnelle est utilisée pour calculer le paramètre α de l'analyse. Si une région d'exclusion dans le champ de vue intersecte l'anneau OFF, les événements ne sont pas considérés dans l'estimation du fond et α est corrigé en conséquence. Un schéma de cette méthode est présenté en figure 3.15.

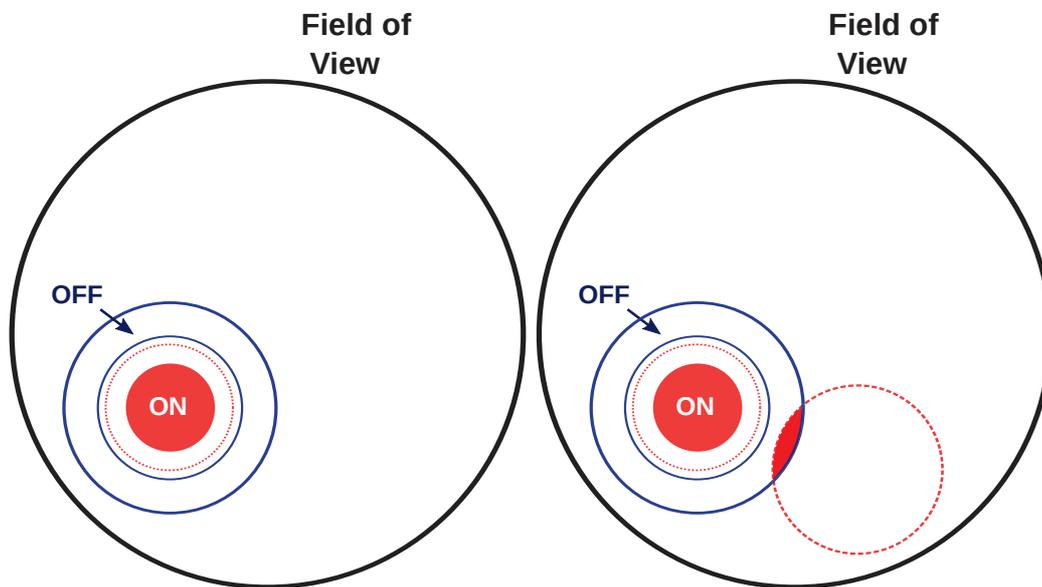


FIGURE 3.15 – Schéma de la méthode de l'anneau complet. L'anneau définissant la région OFF est centré autour de la région ON et à l'extérieur de la région d'exclusion. A droite une région d'exclusion intersecte l'anneau.

3.4.6 Significativité du signal

La détection de rayons γ en astronomie Tcherenkov est dominée par le fond dû aux rayons cosmiques. Le rapport signal sur bruit est généralement très faible. Cependant un estimateur de significativité du signal permet de s'assurer que l'excès observé à peu de chance d'être le fait d'une fluctuation statistique du fond.

D'après Li&Ma [130], la significativité d'un excès de rayons γ est défini par :

$$S = \sqrt{-2 \ln \lambda}$$

où λ est le rapport de vraisemblance entre deux hypothèses. Le nombre N_{ON} d'événements observés dans la région ON est dans un premier temps la somme de signal et de fond ($N_\gamma +$

αN_{OFF}) et dans un deuxième temps, uniquement des évènements de fond (αN_{OFF}), ceci constitue «l'hypothèse nulle».

Le rapport λ est donc défini comme :

$$\lambda = \left(\frac{\alpha}{1 + \alpha} \frac{N_{ON} + N_{OFF}}{N_{ON}} \right)^{N_{ON}} \times \left(\frac{1}{1 + \alpha} \frac{N_{ON} + N_{OFF}}{N_{OFF}} \right)^{N_{OFF}} \quad (3.15)$$

Dans le cas d'une distribution poissonnienne des évènements N_{ON} et N_{OFF} , $S = \sqrt{-2 \ln \lambda}$ suit asymptotiquement une loi de χ^2 à un degré de liberté.

Le nombre de déviations standards (appelé σ dans la suite) de l'excès observé est directement donné par S , un minimum de 5σ est requis pour l'annonce de la découverte d'une source.

Chaque nouvelle analyse réalisée avec des paramètres différents, par exemple des sélections différentes, ou notamment le choix de la région ON (position et taille) augmente la probabilité qu'une fluctuation statistique soit observée. La probabilité du signal d'être une fluctuation du bruit de fond est alors définie ainsi :

$$P_{post} = 1 - (1 - P_0)^p \quad (3.16)$$

Où, P_0 est la probabilité obtenue par l'analyse et p est le nombre d'essais pour arriver à ce résultat. La significativité du signal est donc réduite et une significativité $>5\sigma$ devient nécessaire pour l'annonce de découverte. La prise en compte de ce facteur est particulièrement importante pour la recherche de points chauds dans une carte de ciel, sans a priori sur la source émettrice. La multiplication de positions testées, notamment dans les données issues du balayage galactique augmente considérablement le nombre d'essais.

3.4.7 Accumulation de la statistique

Les observations de H.E.S.S. sont prises par période de 28 minutes environ. Entre deux observations le paramètre α peut varier fortement, dû à un décalage de pointé hors axe différent par exemple. L'accumulation de la statistique de i observations se fait de la façon suivante :

$$\alpha = \frac{\sum_i \alpha^{(i)} N_{OFF}^{(i)}}{\sum_i N_{OFF}^{(i)}} \quad (3.17)$$

Ainsi, on a bien :

$$N_{ON} = \sum_i N_{ON}^{(i)}, \quad N_{OFF} = \sum_i N_{OFF}^{(i)}, \quad N_\gamma = \sum_i N_\gamma^{(i)} \quad (3.18)$$

3.4.8 Analyse spectrale

La méthode de reconstruction spectrale des sources de rayonnement γ a été développée pour l'expérience CAT et est détaillée dans [143]. Son principe réside dans la comparaison d'une forme spectrale, supposée a priori, et le nombre d'évènements observés par échantillon d'énergie. Pour cela, une bonne connaissance de l'efficacité de détection des rayons γ du détecteur est essentielle.

Acceptance et résolution en énergie

L'acceptance aux rayons γ est calculée à partir de l'étude de simulations Monte Carlo et est tabulée en fonction de l'énergie vraie, de l'angle zénithal, de l'angle azimutal, du décalage hors axe et de l'efficacité optique. Un exemple de surface effective correspondant à l'analyse X_{eff} , est montré en figure 5.7. La résolution en énergie est définie comme la probabilité qu'un évènement d'énergie E_{true} soit reconstruit à l'énergie E_{rec} et suit le même processus d'archivage. La figure 3.16 montre cette densité de probabilité, E_{rec} est en ordonnée et E_{true} en abscisse. La résolution en énergie de H.E.S.S. est inférieure à 15% entre ~ 200 GeV et ~ 20 TeV. De plus les biais en énergie dans cette gamme d'énergie sont inférieurs à 5%.

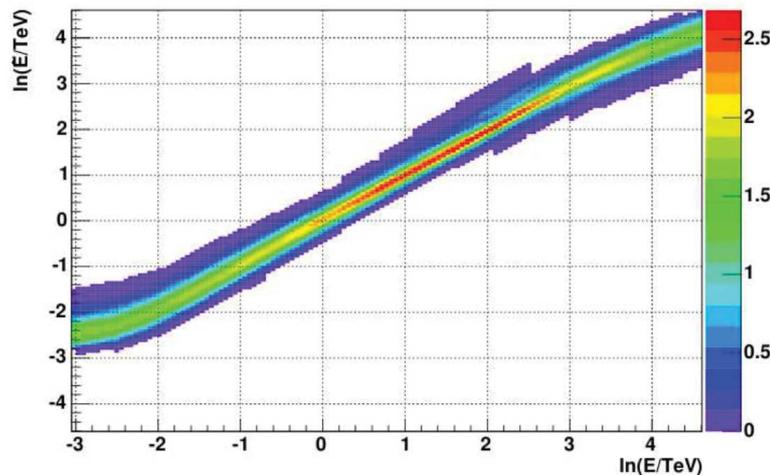


FIGURE 3.16 – Exemple de densité de probabilité de reconstruire un évènement γ simulé d'énergie E_{true} , en abscisse, à une énergie E_{rec} en ordonnée. Les simulations ont été produites au zénith. Cette figure est extraite de [150].

Les tables d'acceptance et de résolution en énergie sont calculées pour chaque méthode de reconstruction et chaque jeu de sélections. La dépendance de l'acceptance en fonction de l'angle zénithal est illustrée en figure 5.7. L'acceptance dépend également du décalage hors axe, de l'efficacité optique du détecteur et de l'angle azimutal. Un échantillonnage de toutes les conditions d'observation possibles est réalisé afin de produire des tables les plus proches possibles des vraies réponses instrumentales.

Le seuil en énergie définit le domaine d'énergie où la reconstruction spectrale est réalisée. Il permet de s'assurer que la réponse de l'instrument est suffisamment bien connue. Ce domaine est défini comme la région où l'acceptance est supérieure à 20% de son maximum. Il est important de noter que ce seuil varie avec les conditions d'observation. Un angle zénithal élevé induit une plus grande distance entre les gerbes et les télescopes. Le signal est donc plus dilué lorsqu'il arrive au sol et l'absorption des photons Tcherenkov par l'atmosphère est plus grande. Les gerbes de petites tailles correspondant aux rayons γ de basse énergie ne déclenchent plus le réseau. Le décalage hors axe induit une perte des gerbes qui se développent hors du champ de vue. Une baisse générale de l'acceptance se produit et donc augmente le seuil en énergie.

A haute énergie, les gerbes sont de plus en plus étendues et sortent du champ de vue des télescopes. La reconstruction extrapole ainsi les propriétés des gerbes et la sélection des

évènements induit une baisse de l'acceptance au delà de la dizaine de TeV (voir figure 5.7).

Méthode de maximum de vraisemblance

La reconstruction spectrale d'une source de rayons γ suppose une forme spectrale et étudie la vraisemblance de cette hypothèse en prenant en compte la réponse du détecteur calculée comme indiqué ci-dessus. Ainsi, le nombre de photons attendus est donné par :

$$n_{\gamma}^{ie,iz,ir,id} = T_{ON} \int_{E_{min}^{ie}}^{E_{max}^{ie}} dE_{rec} \int_0^{\infty} dE \frac{dN}{dE} A(E, \theta_{iz}, \delta_{id}, \mu_{ir}) P(\theta_{iz}, \delta_{id}, \mu_{ir}, E, E_{rec}) \quad (3.19)$$

Où $n_{\gamma}^{ie,iz,ir,id}$ est le nombre de rayons γ attendu dans l'intervalle $\Delta_{ie,iz,ir,id}$ décrit ci-dessous, T_{ON} est le temps d'observation, dN/dE est la forme spectrale supposée, $A(E, \theta_{iz}, \delta_{id}, \mu_{ir})$ l'acceptance à l'énergie E , $P(\theta_{iz}, \delta_{id}, \mu_{ir}, E, E_{rec})$ la probabilité de reconstruire un évènement d'énergie E à l'énergie E_{rec} . Les données sont échantillonnées en intervalles :

- d'angle zénithal, θ_{iz} , avec $\Delta \cos \theta = 0.02$,
- d'efficacité optique, μ_{ir} , avec $\Delta \mu = 0.1$,
- d'angle hors axe, δ_{id} , avec $\Delta \delta = 0.5^\circ$,
- et d'énergie reconstruite, $E_{rec} \in [E_{min}^{ie}, E_{max}^{ie}]$, avec $\Delta \ln E_{rec} = 0.25$,

Dans chaque intervalle les évènements des régions ON, $N_{ON}^{ie,iz,ir,id}$, et OFF, $N_{OFF}^{ie,iz,ir,id}$, sont comptés et l'excès de rayons γ observé suit la relation :

$$S_{ie,iz,ir,id}^{obs} = N_{ON}^{ie,iz,ir,id} - \alpha N_{OFF}^{ie,iz,ir,id}$$

Une fonction de vraisemblance qui tient compte des fluctuations poissonniennes de $N_{ON}^{ie,iz,ir,id}$ et $N_{OFF}^{ie,iz,ir,id}$ peut être construite et maximisée afin d'en déduire les paramètres de la forme spectrale. La procédure est décrite en détails dans [150]. Les résidus permettent de contrôler la qualité de l'ajustement.

Les formes spectrales les plus utilisées, et qui le seront par la suite sont :

- La loi de puissance :

$$\frac{dN}{dE} = \phi_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \quad (3.20)$$

où Γ est l'indice spectral et ϕ_0 la normalisation en $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{TeV}^{-1}$ à l'énergie E_0 en TeV.

- La loi de puissance avec coupure exponentielle :

$$\frac{dN}{dE} = \phi_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} e^{-E/E_c} \quad (3.21)$$

où E_c est l'énergie de coupure en TeV.

- La loi de puissance brisée :

$$\frac{dN}{dE} = \phi_0 \left(\frac{E}{E_b} \right)^{-\Gamma_1} \quad \text{si } E < E_b \quad (3.22)$$

ou

$$\frac{dN}{dE} = \phi_0 \left(\frac{E}{E_b} \right)^{-\Gamma_2} \quad \text{sinon}$$

où E_b est l'énergie de changement d'indice. ϕ_0 est la normalisation à l'énergie E_b .

- La parabole logarithmique (ou LogParabola) :

$$\frac{dN}{dE} = \phi_0 \left(\frac{E}{E_b} \right)^{-(\alpha + \beta \log(E/E_b))} \quad (3.23)$$

$$(3.24)$$

Incertitudes systématiques

Les incertitudes systématiques sur les paramètres spectraux reconstruits ont fait l'objet de travaux détaillés au sein de la collaboration. Les fluctuations des conditions atmosphériques, d'angle azimutal de l'observation, de bruit de fond de ciel ou encore des variations des paramètres d'étalonnage. Celles-ci induisent des erreurs estimées à 20% pour la normalisation du flux, et ± 0.2 pour l'indice spectral.

3.4.9 Analyse morphologique

L'analyse morphologique des sources de rayons γ revêt un caractère particulièrement important pour la comparaison avec les données à d'autres longueurs d'onde permettant de déterminer l'origine du rayonnement γ observé.

L'analyse morphologique fonctionne sur le même principe que l'analyse spectrale. Une topologie supposée de la source est comparée à la distribution spatiale des événements mesurés. Une fonction de vraisemblance est construite et par sa maximisation permet d'obtenir les paramètres les plus probables de la morphologie supposée. La procédure est décrite dans [150].

Les modèles morphologiques de sources ajustés aux données des sources présentées dans la suite sont les suivants :

- La source ponctuelle :

$$\Phi(x, y) = \delta(x - x_i) \delta(y - y_i) \quad (3.25)$$

où $\Phi(x, y)$ est le flux de la source aux coordonnées x et y .

- La gaussienne à deux dimensions :

$$\Phi(x, y) = \frac{\Phi_0}{2\pi\sigma^2} e^{-\frac{(x-x_0)^2 \cos^2 \beta + (y-y_0)^2}{2\sigma^2}} \quad (3.26)$$

où β est la latitude du système de coordonnées sphériques.

- La gaussienne asymétrique à deux dimensions :

$$\Phi(x, y) = \frac{\Phi_0}{2\pi\sigma^2} e^{-\frac{((x-x_0)\cos\beta\cos\phi+(y-y_0)\sin\phi)^2}{2\sigma_a^2}} \times e^{-\frac{(-(x-x_0)\cos\beta\sin\phi+(y-y_0)\cos\phi)^2}{2\sigma_b^2}} \quad (3.27)$$

où ϕ est l'angle séparant les deux axes.

La connaissance de la résolution angulaire est donc primordiale pour l'extraction des paramètres morphologiques de la source. Cette résolution dépend des performances instrumentales, de l'efficacité de reconstruction des événements et de leur sélection. La résolution angulaire dépendant de l'énergie, la PSF dépend donc du spectre en énergie de la source. L'analyse spectrale est donc réalisée avant toute analyse morphologique.

La reconstruction Model montre, pour des sélections standard, une résolution angulaire $<0.1^\circ$, et atteignant moins de $\sim 0.06^\circ$ à partir de ~ 500 GeV (voir figure 3.11). Beaucoup de sources, en particulier extragalactiques, apparaîtront donc ponctuelles pour H.E.S.S.. Cependant certains objets, notamment des vestiges de supernovae, peuvent atteindre plusieurs degrés d'extension. Le choix des morphologies testées est guidé par des considérations physiques et par les observations à d'autres longueurs d'onde.

Des régions de confiance des paramètres issus de l'ajustement, particulièrement utiles pour la position de la source, sont déduites par profil de vraisemblance sur chacun des paramètres morphologiques. Ces régions permettent d'établir les contre-parties probables aux rayons γ et d'identifier les mécanismes en jeu pour leur production.

Cartes du ciel

Les cartes du ciel permettent d'une part de comparer le rayonnement γ aux autres longueurs d'onde et vérifier certaines hypothèses physiques, et d'autre part de contrôler l'analyse et vérifier que les erreurs systématiques ont bien été prises en compte.

Pour cela les cartes du ciel sont suréchantillonnées, la taille des pixels étant plus fine que la résolution de l'instrument. Chaque pixel intègre le signal contenu dans un rayon donné. Ce rayon est fixé arbitrairement, cependant un rayon de l'ordre de grandeur de la PSF de l'analyse est généralement utilisé, un rayon plus grand lisserait artificiellement les structures morphologiques alors qu'un rayon trop petit ferait apparaître des motifs non physiques.

La significativité de l'excès de rayons γ observé dans le champ de vue peut être testée à chaque position. En l'absence de source, la distribution de cette significativité suit une loi normale (gaussienne de moyenne nulle et d'écart type égale à 1).

Il est possible, surtout dans le plan galactique, que des sources soient présentes dans le champ de vue. Cela se traduit par l'apparition de points chauds et de «trous» dans la carte et par une distribution de significativité plus large. Une région d'exclusion est alors définie à la position de la source et de largeur suffisante pour exclure cette région et ne pas contaminer l'estimation du fond résiduel de rayons cosmiques. Ce processus est donc itératif jusqu'à l'obtention d'une distribution de significativité normalisée.

Une autre méthode semblable de production de cartes, est la production de cartes lissées. Les cartes d'événements sont lissées par la PSF simulés de l'analyse. Cette méthode requiert donc d'analyser les simulations Monte Carlo d'un spectre de rayons γ (suivant la forme spectrale ajustée lors de l'analyse spectrale). Pour éviter ces calculs, une approximation de la PSF est

possible par une gaussienne (l'écart type généralement choisi est de $\sim 0.06^\circ$, correspondant à $\sim 68\%$ de la résolution angulaire de l'analyse). Ces cartes permettent de sonder visuellement la morphologie du rayonnement observé.

Erreurs systématiques

Les erreurs systématiques de l'analyse morphologique ont les mêmes origines que pour l'analyse spectrale. Cependant, une autre erreur, due à la précision de pointé s'ajoute. Cette erreur de l'ordre de $\sim 20''$ domine l'erreur systématique sur la position de la source lors de reconstruction de sources ponctuelles. Elle intervient aussi dans la génération d'une extension de la PSF, créant une extension des sources ponctuelles. Une étude des reconstructions morphologiques avec l'analyse X_{eff} est montrée dans le chapitre suivant.

3.5 Analyse des données de H.E.S.S. II

Les informations présentées ici sont les méthodes d'analyse utilisées au moment de la rédaction de ce manuscrit. Le chapitre 6 présente des résultats obtenus avec une version précédente de celle présentée ici. Cette dernière est celle utilisée dans le chapitre 11 pour l'analyse de HESS J1745–303. Les performances des analyses de H.E.S.S. II sont en évolution constante, elles auront probablement été améliorées lorsque le lecteur parcourra cette section.

Comme décrit au chapitre 2, le réseau de H.E.S.S. II est inhomogène. Deux types de déclenchement ont été définis, soit CT5 déclenche seul, soit deux télescopes en coïncidence quelque soit leur type (voir section 2.3.3). Les événements qui ont seulement déclenché CT5 ne peuvent bénéficier de la stéréoscopie. De ce fait l'analyse Hillas et Model3D perdent beaucoup en efficacité. Les efforts de la collaboration se sont principalement portés sur l'analyse Model pour atteindre une sensibilité satisfaisante proche du seuil en énergie. De ce fait, seulement l'analyse Model sera discutée dans cette section.

Deux chaînes de reconstruction sont appliquées : la reconstruction monoscopique (Mono) s'applique uniquement aux images du cinquième télescope (CT5), et la reconstruction stéréoscopique (Stéréo) s'applique aux images de tous les télescopes si au moins deux télescopes ont déclenché. La procédure d'ajustement de Model est la même dans les deux chaînes. Cependant, puisqu'elle ne dispose que d'une seule image l'analyse Mono a une résolution angulaire, une résolution en énergie et en réjection du fond moins bonne que l'analyse Stéréo. Elle est cependant indispensable pour atteindre un seuil en énergie de quelques dizaine de GeV.

3.5.1 Modifications de la reconstruction

Pour « prendre » en compte les images du nouveau type de télescopes plusieurs modifications ont été apportées à la reconstruction. Ces modifications s'appliquent aux deux chaînes de reconstruction. Parmi les plus importantes on peut noter les suivantes :

- **La fraction contenue** (*MinContainment*) : Le champ de vue de CT5 est plus faible que celui des petits télescopes ($\sim 3.5^\circ$ contre $\sim 5^\circ$). Les images au bord de la caméra

sont coupées et donc mal reconstruites. C'est particulièrement vrai en reconstruction Mono. Pour éviter les mauvaises reconstructions, une nouvelle variable a été introduite, la fraction contenue. Elle est définie comme le rapport entre l'intensité de l'image contenue dans la caméra et l'intensité attendue de l'image. Les analyses ont montré que cette variable permet de séparer les événements en deux populations, une avec une valeur de cette fraction proche de 1, et une autre population proche de 0. La sélection sur cette variable permet de conserver les événements bien reconstruits en ne gardant que les événements tels que $\text{MinContainment} > 0.5$.

- **Condition de pré-ajustement** : L'analyse Mono permet difficilement de déterminer la bonne direction d'arrivée de la particule primaire. En stéréoscopie cette dégénérescence est levée en combinant les directions des images (voir figure 3.8). Pour aider la procédure d'ajustement, elle se fait en deux étapes. Au cours du premier ajustement, une pénalité est appliquée lorsque la direction reconstruite est hors du champ de vue de la caméra. Le deuxième passage de l'ajustement ne prend pas en compte cette pénalité pour ne pas introduire de biais.
- **Nombre de pixels à 5 pe** : Une des principales difficultés de l'analyse des événements proche du seuil en énergie est de correctement prendre en compte le bruit de fond de ciel (NSB). La sélection sur la charge à 60 pe n'est pas suffisante pour obtenir des images avec suffisamment de signal. Un critère en plus du précédent a été établi : l'image de la gerbe doit avoir au minimum 5 pixels avec au moins 5 pe de charge pour être reconstruite.
- **Le bruit de fond de ciel** : Une variable (*NSBGoodness*) a été définie pour remplacer la précédente, *NSBLikelihood*. Cette dernière entraîne une variation du seuil en énergie de l'analyse en fonction de l'intensité du NSB. La nouvelle se base sur la même méthode que la variable principale, sauf que le signal attendu est 0 (voir équation 3.11). La distribution de cette variable est toujours sensible à l'intensité du NSB mais elle est relativement plus stable.

3.5.2 Définition des types d'analyses

Pour prendre en compte ces modifications et choisir la chaîne de reconstruction selon le but recherché, trois types d'analyses ont été définis :

- **L'analyse Mono** : Elle utilise uniquement les événements qui ont déclenché CT5. La chaîne de reconstruction choisie est Mono même si une reconstruction Stéréo est disponible.
- **L'analyse Stéréo** : Elle utilise uniquement les événements qui ont déclenché à deux télescopes (CT5 compris ou non). Tous les événements monoscopiques sont rejetés.
- **L'analyse Combinée** : Elle utilise tous les événements. La chaîne de reconstruction choisie lorsque les deux sont disponibles est celle qui obtient l'incertitude sur l'ajustement de l'image le plus faible. La reconstruction Stéréo est très majoritairement choisie puisque la multiplicité des images améliore grandement l'analyse. Cependant, le choix des sélections (notamment sur la charge contenue dans les caméras) peut

amener à préférer la reconstruction Mono si l'image dans un petit télescope est très bruitée.

A terme, l'analyse Combinée sera l'analyse standard. Cette analyse utilise tous les évènements qui ont été enregistrés, elle a donc le seuil en énergie recherché, et en même temps, elle bénéficie de la reconstruction la plus précise sur toute la gamme en énergie. Cependant, combiner une analyse avec deux types d'instrument n'est pas aisé. La principale difficulté est de correctement prendre en compte les IRFs au niveau de la transition entre les reconstructions Stéréo et Mono. Cette transition se situe entre 100 et 200 GeV au zénith et est encore sujette à amélioration. Elle n'est pas dans un état suffisamment stable pour faire des analyses physiques et ne sera donc pas considérée dans les chapitres suivants.

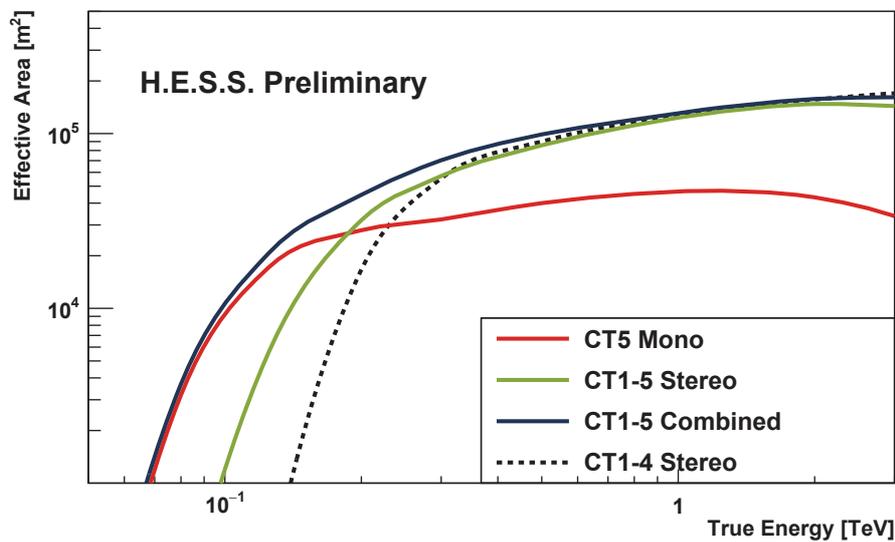


FIGURE 3.17 – Surfaces effectives des analyses des données de H.E.S.S. II. Les différentes analyses sont décrites dans le texte. Cette figure est extraite de [106].

Les surfaces effectives des analyses actuelles de H.E.S.S. II sont présentées en figure ?? . L'analyse Mono offre un seuil en énergie plus bas que l'analyse Stéréo et l'analyse combinée bénéficie des meilleures performances dans tout le domaine d'énergie comme attendu. Pour le moment les sélections augmentent artificiellement le seuil en énergie pour limiter les erreurs systématiques. Baisser ce seuil est l'objectif principal des développements actuels.

4

Le satellite *Fermi*

Sommaire

4.1	Le LAT : un détecteur de particules dans l'espace	90
4.1.1	Fonctionnement du détecteur	90
4.1.2	Performances	91
4.2	Analyse des données	92

Au-delà du visible l'atmosphère est opaque à la lumière. L'utilisation de sondes spatiales est donc nécessaire. La détection de rayons γ au GeV obéit à cette contrainte et de nombreuses expériences ont montré la faisabilité et l'efficacité de la détection de rayons γ autour du GeV dans l'espace. Avec l'entrée dans l'atmosphère le 4 juin 2000 du satellite CGRO, le ciel n'était plus observé dans cette longueur d'onde. Son successeur, le satellite *Fermi*, a été lancé le 11 juin 2008. Il embarque deux détecteurs, le GBM (*Gamma-Ray Burst Monitor*) dédié à l'étude des sursauts γ et le LAT (*Large Area Telescope*), destiné à la mesure de rayons γ entre quelques dizaines de MeV à quelques centaines de GeV. Cet instrument a une surface collectrice de $\sim 1 \text{ m}^2$, soit environ un ordre de grandeur plus grand que son prédécesseur.

4.1 Le LAT : un détecteur de particules dans l'espace

4.1.1 Fonctionnement du détecteur

La focalisation des photons est impossible au-delà de quelques centaines de keV. La mesure des rayons γ s'inspire des détecteurs de physique des particules. Le LAT est constitué de 16 tours indépendantes composées d'un trajectographe et d'un calorimètre. Un bouclier anti-coïncidence entoure le détecteur. La figure 4.1 représente le détecteur LAT, où les trois sous-détecteurs sont indiqués. Ils remplissent chacun une tâche différente afin de caractériser le plus précisément les évènements détectés et d'obtenir de bonnes performances en fin d'analyse :

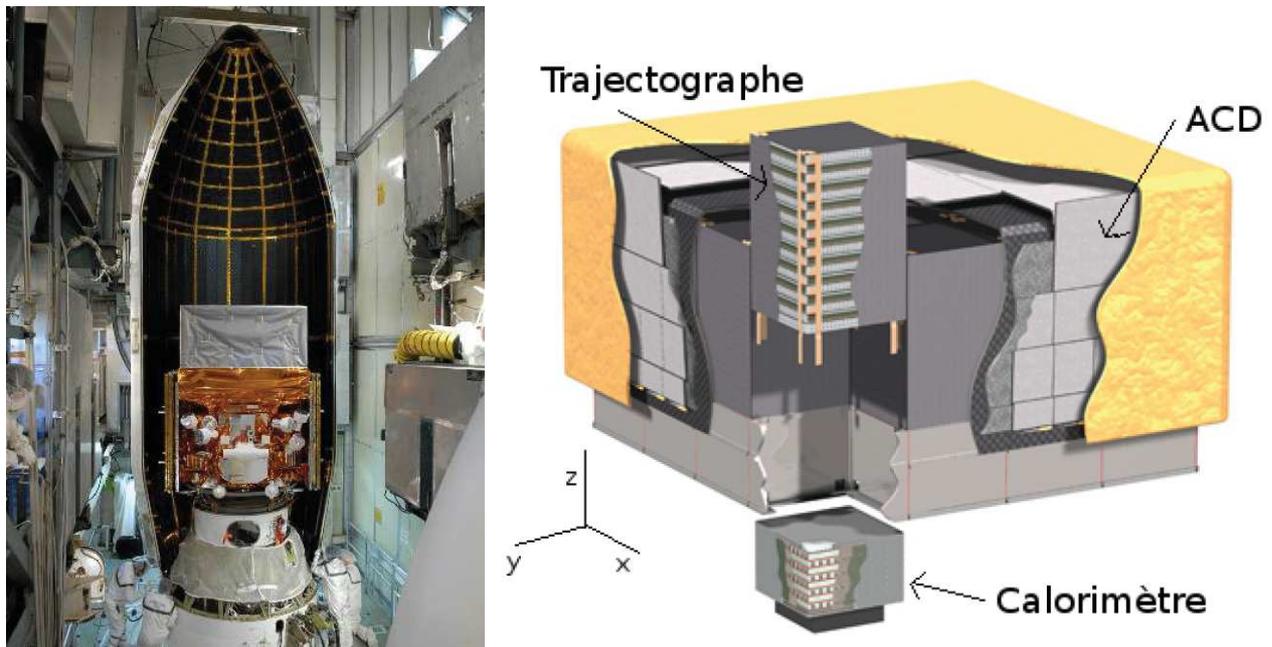


FIGURE 4.1 – *Gauche* : Image du satellite *Fermi* monté à bord de la fusée Delta II peu avant son lancement. L'instrument LAT est situé en avant du satellite et recouvert par une protection grise. *Droite* : Schéma de l'instrument LAT à bord du satellite *Fermi*. Il est composé de 16 tours divisées en un trajectographe et un calorimètre. Un bouclier anti-coïncidence entoure le détecteur pour mesurer la charge des particules incidentes.

- **Le bouclier anti-coïncidence** permet de mesurer la charge des particules incidentes. Dans l'espace, *Fermi* est soumis au rayonnement cosmique qui domine le déclenchement du détecteur. Le rejet de ces événements est indispensable pour extraire les quelques rayons γ par minute (pour les sources les plus fortes comme le Crabe) du fond atteignant ~ 4 kHz. Il est constitué de 89 tuiles de scintillateurs plastiques. Les particules chargées, contrairement aux photons, déposent de l'énergie dans ce sous-détecteur. La coïncidence de ce signal avec une détection dans le trajectographe et le calorimètre permet de mettre un veto sur l'évènement. Cela réduit le fond dû aux particules chargées d'un facteur 10^3 .
- **Le trajectographe** est le sous-détecteur essentiel à la reconstruction de la direction du photon primaire. Il est constitué de 19 plateaux de silicium. Ces plaques permettent la mesure du dépôt d'énergie des particules chargées lors de leur passage, et de reconstruire leur trajectoire au fur et à mesure de leur propagation dans le détecteur. Pour pouvoir être observé, un rayon γ doit donc avoir créé une paire électron-positon. Pour cela des plaques de tungstène ont été installées entre les plateaux de silicium. Elles fournissent la densité suffisante pour permettre l'interaction d'un γ avec le champ coulombien d'un noyau. Les douze premières couches de tungstène ont une épaisseur de 0.03 cm. Si le rayon γ interagit dans l'un de ces étages il est qualifié de «front». Son interaction précoce permet alors une bonne mesure de sa direction. Pour augmenter la surface de collection, les couches de tungstène des 4 plateaux suivants ont une épaisseur de 0.072 cm. Si le rayon γ interagit dans l'une d'entre elles, l'évènement est qualifié de «back». L'erreur sur la direction de ces événements est plus importante. Les trois derniers étages ne possèdent pas de tungstène car la direction reconstruite de rayons γ interagissant à ce niveau dans le détecteur serait de trop mauvaise qualité pour l'analyse.
- **Le calorimètre** est dédié à la mesure de l'énergie du photon incident. Il est constitué de barreaux d'Iodure de Césium dopé au Thallium. Ils sont recouverts de matériaux réfléchissant qui guident la lumière vers des diodes placées à leurs extrémités. Les particules chargées déposent leur énergie dans ce matériau qui émet de la lumière par luminescence. La quantité totale de lumière collectée permet d'estimer l'énergie du rayon γ . De plus l'orientation des barreaux permet de réaliser une image en trois dimensions de la gerbe électromagnétique se développant dans le détecteur. Une analyse basée sur l'intensité lumineuse collectée ainsi que sur les propriétés géométriques de la gerbe permettent une mesure de l'énergie avec une erreur de $\sim 10\%$. De plus ces propriétés géométriques permettent de réduire d'un facteur $\sim 10^3$ le fond de rayons cosmiques en les comparant aux simulations Monte Carlo.

4.1.2 Performances

La reconstruction de l'énergie des événements se fait en mesurant l'énergie déposée dans le calorimètre. A basse énergie, les pertes lors du passage dans le trajectographe sont prises en compte. A haute énergie, l'échappement des particules du détecteur est important, l'estimation de l'énergie de la particule primaire est réalisée à partir de la topologie des gerbes.

Plusieurs coupures sont appliquées sur les événements en fonction du rapport signal sur bruit

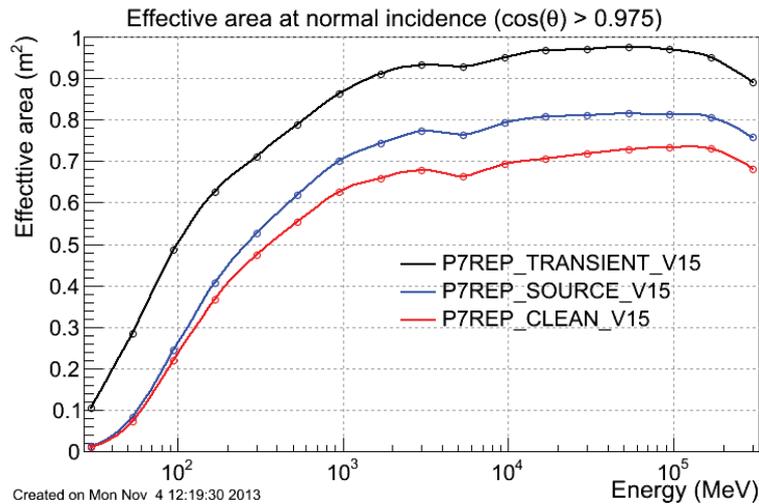


FIGURE 4.2 – Surface effective de l’instrument *Fermi*-LAT pour des évènements arrivant dans la direction du pointé du satellite. Les différentes courbes correspondent à différentes sélections des évènements.

de fond souhaité. Ainsi les labels TRANSIENT, SOURCE, DIFFUSE ont été définis avec une sélection de plus en plus dure sur la probabilité d’un évènement d’être un rayon γ . Les analyses présentées dans les chapitres suivants utilisent la classe SOURCE. Cette analyse est adaptée à l’analyse de source ponctuelle. La surface effective de l’analyse des données de *Fermi*-LAT est montrée en figure 4.2. Une surface effective de $\sim 8000 \text{ cm}^2$ est obtenue à quelques GeV et reste relativement plate jusqu’à quelques centaines de GeV. Ces performances font de *Fermi*-LAT un excellent instrument de recherche de sources faibles au GeV et permettent de rechercher efficacement une contre-partie GeV aux sources vues au TeV par les instruments au sol.

La figure 4.3 montre le rayon de confinement en fonction de l’énergie et pour différentes classes d’évènements. A 1 GeV le R_{68} est de environ 0.8° et décroît à haute énergie. A basse énergie la taille de la PSF augmente et la confusion de source est importante.

4.2 Analyse des données

Les données de *Fermi*-LAT sont publiques et la collaboration met à disposition les outils d’analyse.

L’analyse des données de *Fermi*-LAT est différente de celles de H.E.S.S.. La détermination de région OFF est impossible principalement à cause des structures morphologiques du fond diffus γ de la galaxie. Une modélisation de l’émission est alors ajustée sur les données et la qualité d’ajustement des différents modèles permet de mesurer la significativité du signal à la position testée. Aux sources connues (déterminées dans des catalogues) s’ajoutent deux composantes diffuses à prendre en compte :

- La propagation des rayons cosmiques dans la galaxie entraîne un flux de rayons γ le long du plan galactique (voir chapitre 1). Cette émission est indépendante des sources et doit donc être soustraite au flux mesuré à la position testée. Pour cela

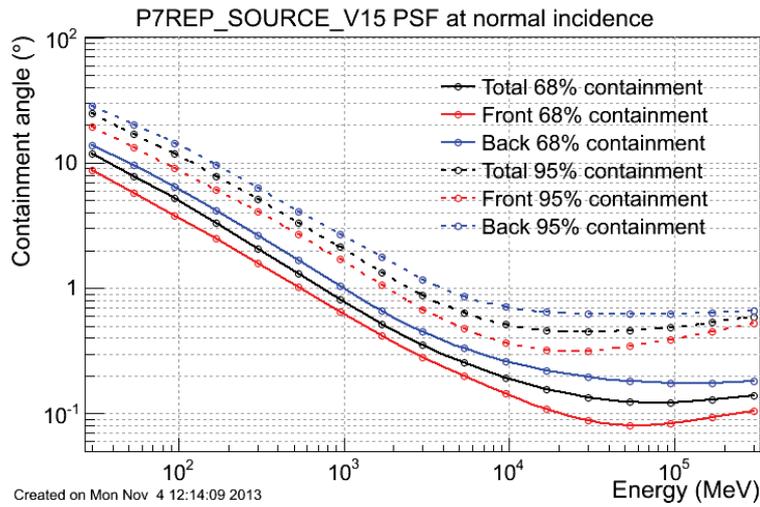


FIGURE 4.3 – Résolution angulaire des analyses des données de *Fermi*-LAT. Les courbes pleines et en pointillées correspondent respectivement aux rayons de 68% et 80% de contenu pour une source ponctuelle. Les différentes couleurs correspondent aux types d'évènements choisis pour l'analyse.

un modèle d'émission galactique se base sur les cartes radio traçant les raies de la molécule CO et CS ainsi que d'hydrogène. Ces cartes renseignent sur la densité de matière en fonction de la position dans la galaxie et permettent d'estimer le flux de rayons γ attendu.

- Une émission isotrope a été mesurée et est incluse dans le modèle pour ne pas surestimer le flux des sources étudiées. Cette émission provient de sources extragalactiques ponctuelles et étendues non résolues ainsi que des émissions galactiques de premier plan qui sont approximativement isotropes [10]. Cette émission est une loi de puissance d'indice spectral $\Gamma = 2.32 \pm 0.02$.

Pour résumer, le modèle ajusté sur les données regroupe la source étudiée, les sources connues dans la région d'intérêt, l'émission galactique et l'émission isotropique. Ce modèle dépend fortement de l'énergie et une forme spectrale doit être supposée a priori pour la source étudiée ainsi que pour les sources connues. Ce modèle est ajusté par maximum de vraisemblance [?] avec l'outil *gtlike* [4], fourni par la Collaboration *Fermi*-LAT.

La significativité du signal d'une source à la position testée est obtenue par le rapport des vraisemblances de deux modèles, noté TS. Ce test compare le modèle d'émission qui contient la source, avec le modèle sans la source (hypothèse «nulle»). Il est défini comme :

$$TS = -2 \ln\left(\frac{L_0}{L}\right) \quad (4.1)$$

où L et L_0 sont la vraisemblance du modèle avec et sans la source respectivement.

Ce test se comporte comme $TS \sim \sqrt{\sigma}$, une source est détectée si le TS du modèle l'incluant comparé à celui sans, est supérieur à 25.

L'analyse des données de *Fermi*-LAT est réalisée par différents outils publics, allant de la sélection des évènements jusqu'à l'ajustement du modèle d'émission. Le paquet *enrico*¹ [155] permet de réaliser une analyse des données de *Fermi*-LAT. Ce logiciel, écrit en python, exécute l'analyse en suivant les paramètres définis dans un fichier de configuration. Ce paquet a été utilisé pour l'analyse des données *Fermi*-LAT de G349.7+0.2 et de la nébuleuse de la Tornade.

Analyse spectrale

Les formes spectrales utilisées dans le domaine d'énergie de *Fermi*-LAT sont les mêmes que pour H.E.S.S. (voir section 3.4.8). L'analyse décrite ci-dessus suppose une forme spectrale sur toute la gamme en énergie. Pour sonder les déviations possibles à cette hypothèse, l'analyse est faite par intervalle d'énergie.

La forme spectrale dans chaque intervalle d'énergie est alors définie comme un loi de puissance d'indice correspondant à l'indice moyen dans cet intervalle. Puis seule la normalisation est laissée libre. Le flux est défini à l'énergie moyenne de l'intervalle. Si le TS dans un intervalle est inférieur au TS_{min} choisi (généralement $TS_{min}=9$ correspondant à une significativité statistique de $\sim 3\sigma$) une limite supérieure est dérivée à l'intervalle de confiance désirée.

Ces points spectraux indépendants sont ensuite utilisés pour l'interprétation des spectres obtenus.

Analyse spatiale

L'analyse nécessite de choisir à priori la position de la source étudiée. L'outil *gtfindsrc* permet de déterminer la position de la source *Fermi*-LAT. Cet outil fait varier les coordonnées de la source, le maximum du test statistique du modèle d'émission considéré est recherché et des contours de confiance sont estimés.

L'incertitude systématique appliquée à la détermination de la source *Fermi*-LAT suit la méthode décrite dans le catalogue 2FGL [139]. L'incertitude systématique est estimée à 10% de l'incertitude statistique et additionnée quadratiquement aux 0.05° dus à l'incertitude de pointé du satellite.

1. <http://enrico.readthedocs.org/en/latest/>

Deuxième partie

Optimisation des méthodes d'analyse des données de H.E.S.S.

5

Optimisation de l'analyse multi-variée X_{eff}

Sommaire

5.1	Introduction	98
5.2	L'analyse X_{eff}	98
5.2.1	L'estimateur X_{eff}	98
5.2.2	Les variables prises en compte dans X_{eff}	100
5.2.3	Stratégie de production des <i>PDFs</i>	100
5.2.4	Détermination des pré-coupures	102
5.2.5	Efficacités simulées	104
5.2.6	Détermination des coupures de sélection	104
5.2.7	Efficacités γ - hadron	105
5.2.8	Surfaces effectives	106
5.3	Etude systématique de sources de référence	107
5.3.1	Comparaison entre données et simulations Monte Carlo	107
5.3.2	Comparaisons avec les résultats de Model++ sur des sources de référence	110
5.3.3	Comparaisons spectrales	110
5.3.4	Comparaisons Morphologiques	113
5.4	Implémentation de l'analyse	116
5.5	Perspectives d'amélioration	117

5.1 Introduction

La distinction entre les rayons γ et le fond dominant de rayons cosmiques est très difficile pour les télescopes Tcherenkov imageurs de gerbes atmosphériques tels que H.E.S.S.. Une méthode multivariée, X_{eff} a été introduite par le passé dans le but d'améliorer la distinction entre ces deux populations [72]. Le but est de collecter un maximum d'informations produites par les reconstructions de gerbes atmosphériques ainsi que par les simulations Monte Carlo pour les hadrons et les photons respectivement. Ainsi X_{eff} combine trois méthodes de reconstruction (reconstruction par paramètres de Hillas [103], reconstruction Model [64], et reconstruction Model3D [128], voir section 3.4.2) pour la détermination de la direction et de l'énergie des évènements ainsi que leur sélection finale. L'analyse X_{eff} repose enfin sur un estimateur unique pour séparer les évènements γ et hadrons. Le travail présenté ici concerne l'amélioration de cette méthode.

5.2 L'analyse X_{eff}

5.2.1 L'estimateur X_{eff}

Les analyses décrites dans la section 3.4.2, fournissent des variables avec un fort pouvoir de réjection du fond. Cependant, quand elles sont utilisées séparément, toutes les informations des gerbes ne sont pas prises en compte. L'idée de l'analyse X_{eff} est de combiner ces méthodes d'analyse en un estimateur unique de discrimination entre hadrons et γ . X_{eff} agit alors comme un estimateur de probabilité de mauvaise identification gamma, pour chaque évènement en combinant les fonctions de densité de probabilité (probability density functions - *PDFs* par la suite) de chaque chaîne de reconstruction. La définition de cet estimateur a été introduite par [44]- [108] et suit la relation :

$$X_{\text{eff}}^i = \frac{\eta \prod_j h_j(x_i)}{\eta \prod_j h_j(x_i) + (1 - \eta) \prod_j g_j(x_i)} \quad (5.1)$$

$$\eta = \frac{N_b}{N_b + N_\gamma} \quad (5.2)$$

Où $h(x_i)$ et $g(x_i)$ sont les *PDFs* de la variable j pour les évènements hadrons et γ respectivement, η est la fraction relative d'évènements de fond, N_b et N_γ sont les nombres d'évènements hadrons et γ dans chaque échantillon de données.

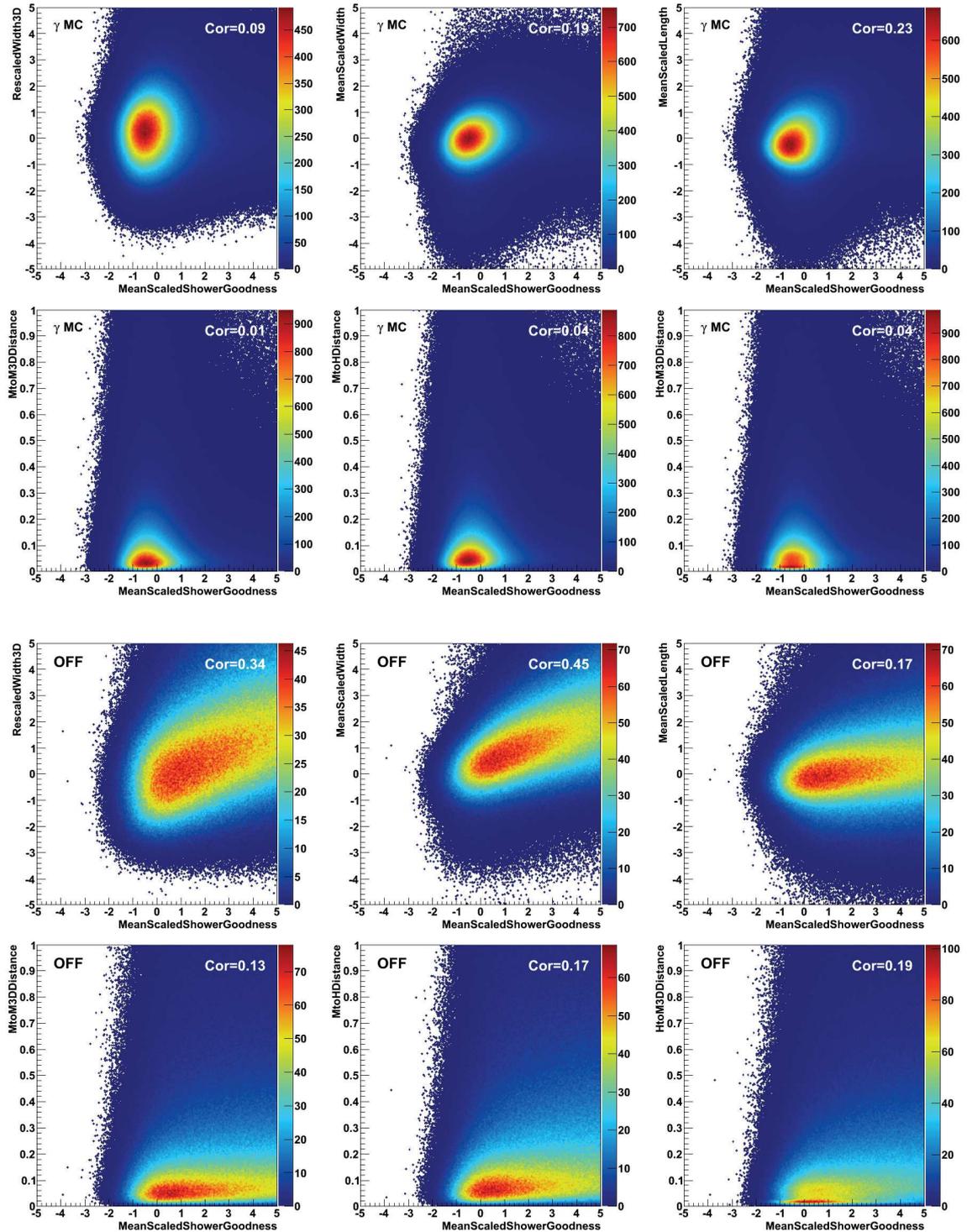


FIGURE 5.1 – Corrélations entre la $MSSG$ et les autres variables discriminantes utilisées dans la nouvelle version de X_{eff} (MeanScaledLength et MeanScaledWidth de l'analyse Hillas, RescaledWidth3D de l'analyse Model3D et les $\Delta\theta_i$). Les six figures du haut ont été obtenues pour les rayons γ avec des simulations Monte Carlo et les six du bas pour les hadrons avec des données (OFF). Les variables sur l'axe des ordonnées de la deuxième et quatrième lignes sont respectivement $MtoM3DDistance = \Delta\theta_{\text{Model-Model3D}}$; $MtoHDistance = \Delta\theta_{\text{Model-Hillas}}$; $HtoM3DDistance = \Delta\theta_{\text{Hillas-Model3D}}$ (en degrés). Le coefficient de corrélation est indiqué en haut à droite sur chaque figure.

5.2.2 Les variables prises en compte dans X_{eff}

L'analyse X_{eff} a été développée dans H.E.S.S. par le passé [72]. Elle utilisait quatre variables : *MeanScaledWidth*, *MeanScaledLength*, *RescaledWidth3D* et la *MeanScaledGoodness*. Dans cette nouvelle version de X_{eff} , la variable améliorée de l'analyse Model++, la *MeanScaledShowerGoodness* (*MSSG* voir [64]), a été utilisée. Cette variable a un pouvoir de discrimination bien supérieur à l'ancienne (voir section 3.4.2).

Il a été montré que les différences entre les directions reconstruites par les différentes chaînes d'analyse présentent un pouvoir de discrimination entre hadrons et rayons γ [72]. Les gerbes hadroniques ont des morphologies plus complexes et moins focalisées que les gerbes électromagnétiques. La direction reconstruite suivant la méthode utilisée est donc sujette à une plus grande variation pour ce type d'évènement. Un exemple de distribution de la différence de direction reconstruite entre Model et Model3D est montrée en figure 5.3.

La précédente version de X_{eff} appliquait des coupures fixes sur ces variables. Dans cette version optimisée, ces variables sont ajoutées en tant que variables discriminantes et leurs *PDFs* sont intégrées à l'estimateur X_{eff} . L'efficacité γ ne sera donc pas modifiée mais le pouvoir de discrimination sera augmenté. Ces variables sont appelées $\Delta\theta_i = \Delta\theta_{\text{Model-Hillas}}$, $\Delta\theta_{\text{Hillas-Model3D}}$ and $\Delta\theta_{\text{Model-Model3D}}$.

La figure 5.1 montre la corrélation entre la *MSSG* et les autres variables introduites dans l'estimateur X_{eff} . La valeur du coefficient de corrélation est indiquée en haut à droite sur chaque figure. Aucune corrélation significative n'est présente pour les rayons γ , et une corrélation partielle apparaît pour les hadrons. Les autres combinaisons de paires de variables montrent des résultats similaires. Le choix des nouvelles variables est donc justifié. En effet, l'introduction de variables corrélées dans l'analyse X_{eff} n'est pas négatif. Toutefois, l'efficacité de l'analyse ne sera simplement pas augmentée par cet ajout. La faible corrélation pour les hadrons de certaines variables n'est donc pas pénalisante.

Un exemple de distribution de l'estimateur X_{eff} pour un spectre de rayons γ simulés et de données hors source est montré en figure 5.2. Le pouvoir de discrimination apparaît nettement. La coupure appliquée sur cette variable est décrite dans la section 5.2.6.

5.2.3 Stratégie de production des *PDFs*

L'efficacité de l'analyse X_{eff} est fortement dépendante de la manière dont sont calculées les *PDFs*. En effet, bien que les variables pondérées et moyennées soient peu sensibles aux conditions d'observation pour les γ , une faible variation des *PDFs* peut engendrer des variations importantes pour la valeur finale de X_{eff} , en particulier pour les queues de distribution. De plus, la stabilité des *PDFs* a été montrée pour les γ et non démontrée pour les hadrons. Enfin, les nouvelles variables, $\Delta\theta$, ne sont pas des variables pondérées par les Monte Carlo et sont donc très sensibles aux variations des conditions d'observation ainsi que de l'énergie des évènements.

Une stratégie de production optimisée des *PDFs* a été utilisée pour cette nouvelle version de X_{eff} , et est décrite ci-après.

Il est impossible d'obtenir dans les observations un lot de données de rayons γ dépourvu de contamination par les rayons cosmiques. Le recours aux simulations Monte Carlo est donc obligatoire. Des simulations à énergie fixe, avec un offset de 0.5° à 2.5° et une efficacité optique de 100% ont été utilisées pour le calcul des *PDFs* des γ . Pour que les *PDFs* des rayons γ

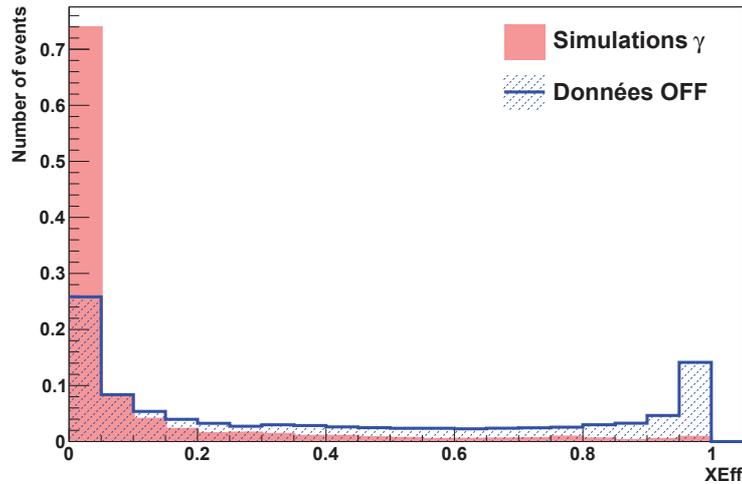


FIGURE 5.2 – Distributions normalisées de la variable X_{eff} pour un spectre simulé de rayons γ (rouge) et des données hors sources (bleu).

correspondent le plus possible aux données, les simulations ont été échantillonnées en 6 gammes d'énergie (0.1-0.3, 0.3-0.5, 0.5-1, 1-2, 2-5, 5-100 TeV), 2 d'angles azimutaux (0° , 180°) et 7 d'angles zénithaux (0° - 15° , 15° - 25° , 25° - 35° , 35° - 42.5° , 42.5° - 47.5° , 47.5° - 52.5° , 52.5° - 70°). Les distributions ont été calculées pour chaque échantillon de cet espace des phases.

Pour les distributions des hadrons, les *PDFs* sont calculées directement sur des données prises entre 2004 et 2005, hors du plan galactique, sans sources de rayons γ dans le champ de vue. Le même échantillonnage des conditions d'observation et en énergie est appliqué. Cependant, la statistique dans certaines distributions est trop faible (<1000 événements). La quantité de données étant limitée par les observations réalisées, un échantillonnage moins précis était nécessaire. Les effets de l'azimut dans les analyses sont faibles comparés aux effets de l'angle zénithal, par exemple, ou d'autres paramètres. Ainsi pour avoir suffisamment d'évènements dans chaque distribution, l'échantillonnage de ce paramètre n'a pas été pris en compte pour les hadrons.

La figure 5.3 montre les distributions de deux variables, la *MeanScaledWidth* à gauche et $\Delta\theta_{\text{Model-Model3D}}$ à droite, pour un angle zénithal entre 52° et 70° et pour différentes gammes en énergie. On remarque qu'en prenant un échantillonnage fin en angle zénithal et en énergie des différences importantes apparaissent pour les distributions.

La prise en compte de ces effets dans l'analyse X_{eff} permet un calcul plus précis de l'estimateur et donc une identification des événements améliorée. L'inconvénient, est le nombre important de *PDFs* à calculer. Ainsi, 882 distributions sont obtenues correspondant à des expressions analytiques non triviales et très différentes selon les variables. Avoir des distributions non échantillonnées permet de conserver le gain apporté par la prise en compte des conditions d'observation. Pour générer les *PDFs* continues un outil automatique a été utilisé, *RooFit*. Cet outil permet la génération de *PDFs* sans supposer de forme analytique a priori (détails ci-après). Après génération, plusieurs aspects ont été vérifiés tels que la qualité de l'ajustement de la *PDF*, les évolutions avec les conditions d'observation et l'énergie... La figure 5.3 présente quelques résultats de cette méthode de génération.

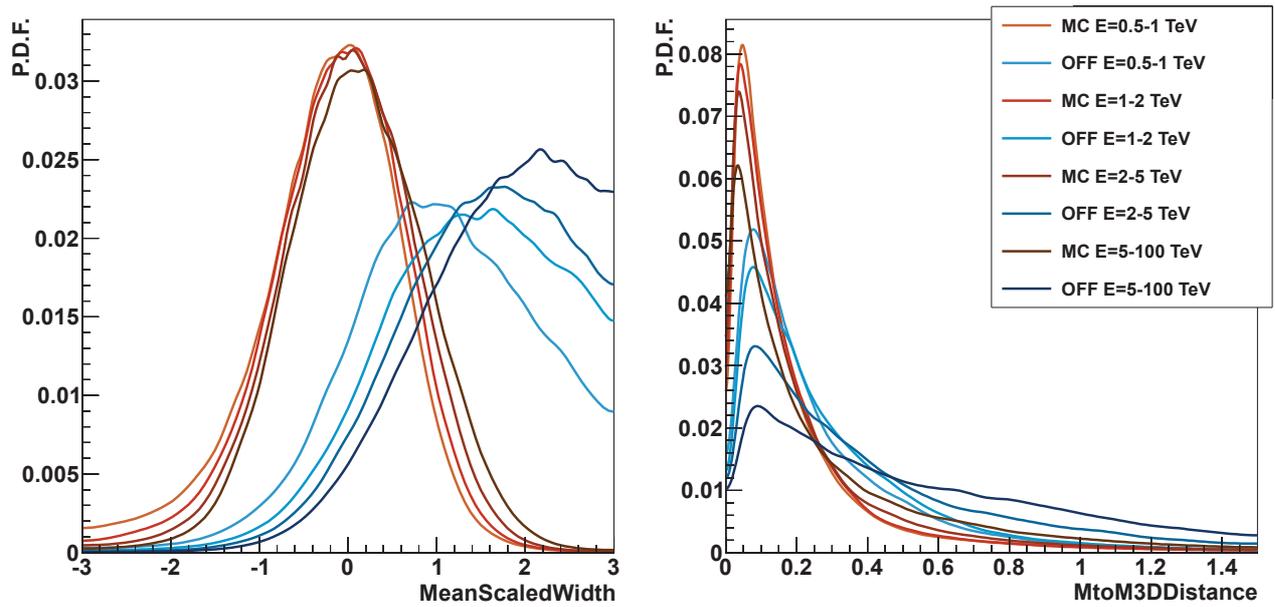


FIGURE 5.3 – *PDFs* de deux variables générées avec *RooFit*. *Gauche* : La *MeanScaledWidth* issue des paramètres Hillas. *Droite* : La différence entre la direction reconstruite par Model++ et Model3D. Les *PDFs* ont été produites par RooFit pour un angle zenithal entre 52° et 70° et pour les intervalles d'énergie indiqués dans la légende. Les *PDFs* rouges et bleues sont des simulations Monte Carlo et des données réelles de fond respectivement.

RooFit

RooFit est un outil disponible dans le logiciel ROOT. Son développement a été motivé par la nécessité de calculer plus efficacement les *PDFs* sur des données non échantillonnées. Il intègre la possibilité de calculer et d'ajuster sur les données des *PDFs* non paramétriques. Pour cela, une gaussienne est définie à la position de chaque évènement avec une intégrale de $1/N$ où N est le nombre d'évènements. La *PDF* totale correspond ainsi à la somme normalisée des *PDFs*. De plus, une méthode adaptative est appliquée : la largeur de la gaussienne associée à chaque évènement varie selon la densité d'évènements autour de la valeur mesurée. Cela permet de limiter les fluctuations statistiques lors de l'utilisation d'un faible nombre d'évènements [59]. La valeur de la *PDF* peut donc se calculer en tout point sans avoir supposé de forme analytique à priori.

Un exemple de comparaison entre les *PDFs*, calculées par *RooFit*, de simulations Monte Carlo et de données est montré en figure 5.4.

5.2.4 Détermination des pré-coupures

Un jeu de pré-coupures est appliqué dans les données de H.E.S.S.. Cette sélection, établie à partir de simulations Monte Carlo et vérifiée sur les données, a pour but d'exclure les évènements dont la reconstruction est problématique. Les évènements ainsi rejetés correspondent en très grosse majorité à des évènements de fond. Cette version de X_{eff} utilise la méthode de reconstruction Model des évènements. Le même jeu de pré-coupure que Model++ a donc été choisi :

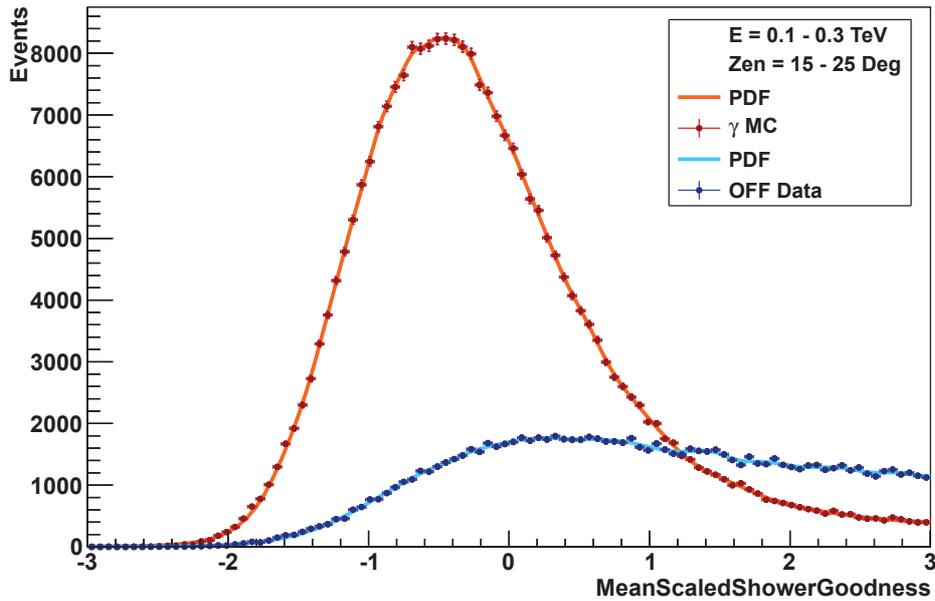


FIGURE 5.4 – Comparaison entre les *PDFs* de la *MeanScaledShowerGoodness*, calculées par *RooFit*, pour des simulations Monte Carlo (points rouges) et des données (bleus) pour une énergie entre 100 et 300 GeV et pour un angle zénithal entre 15° et 25° .

- *Nominal distance* : $< 2.0^\circ$
- *Minimum Charge* : 60 pe
- *NSBLikelihood* : < -1
- *PrimaryDepth* : $[-1; 4]$

La *Nominal distance* correspond à la distance entre le centre de la caméra et l'image de la gerbe. Si cette dernière est proche du bord, une grande partie de la gerbe est coupée et l'ajustement du modèle devient imprécis. Une charge (en pe) trop faible dans la caméra correspond à des images noyées dans le bruit de fond de ciel. Conserver ces événements expose l'analyse à des systématiques importantes en particulier dans les champs de vues riches en étoiles brillantes. La coupure sur le *NSBLikelihood* permet de rejeter une fraction importante des événements dûs au NSB. La *PrimaryDepth* correspond à la profondeur (en unité de longueur de radiation) de première interaction de la particule primaire. Ce paramètre est issu de l'ajustement du modèle de gerbe, et normalisé par rapport aux γ . Il doit donc être proche de 1 pour les rayons γ .

Le deuxième jeu de pré-coupures est propre à X_{eff} puisqu'il s'agit des variables dont les *PDFs* entrent dans l'estimateur. Les coupures correspondent aux domaines où les *PDFs* pour les γ sont différentes de 0. Ainsi :

- *MeanScaledVariable* : $[-3; 3]$
- $\Delta\theta_i$: $[0^\circ; 1.5^\circ]$

Les coupures sur les $\Delta\theta$ ont été relâchées comparé à la précédente version de X_{eff} . En effet, une coupure à 0.5° entraînait une faible perte d'efficacité γ . L'introduction des $\Delta\theta$ en tant que *PDFs* discriminantes dans l'estimateur permet de prendre en compte ces événements et de leur

donner une chance d'être conservée si les autres variables sont dans un domaine très favorable pour les γ .

5.2.5 Efficacités simulées

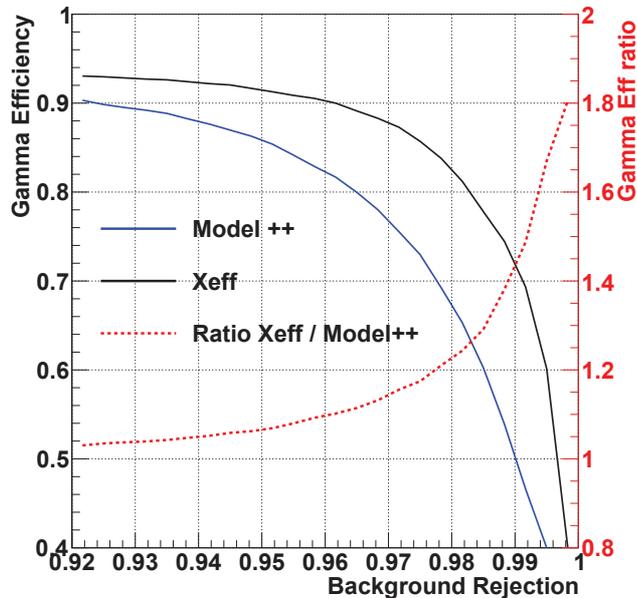


FIGURE 5.5 – Les courbes bleues et noires montrent l’efficacité γ de Model++ et X_{eff} respectivement, pour un angle zénithal entre 15° et 25° , une gamme d’énergie entre 2 et 5 TeV et une efficacité muon à 100%. Le ratio de l’efficacité entre les deux analyses ($X_{\text{eff}} / \text{Model++}$) est indiqué en rouge avec son échelle de valeur à droite.

Un bon moyen de comparer l’efficacité de deux analyses est de calculer le ratio des efficacités γ en fonction de la réjection du fond. La figure 5.5 montre les efficacités de la nouvelle version de X_{eff} (courbe noire) et de Model++ (bleue) pour un angle zénithal entre 15° et 25° , une énergie entre 2 et 5 TeV, un offset de 0° et un angle azimutal de 180° . Pour toute valeur de réjection du fond, X_{eff} affiche un taux de γ supérieur à Model++. Ce constat est visible également pour tous les autres points de l’espace des phases de calcul des *PDFs*. Ainsi dans l’exemple de la figure 5.5, $\sim 10\%$ de γ en plus peuvent être attendus pour un taux de réjection du fond de $\sim 95\%$. L’analyse Model++ est la plus robuste parmi toutes celles introduites dans X_{eff} et celle-ci se base sur Model++ pour la reconstruction des événements, donc lorsque les conditions de prise de données dégradent les analyses, par exemple à grand offset $\sim 2.5^\circ$ ou à très faible énergie, il est logique que les performances de X_{eff} deviennent comparables à Model++.

5.2.6 Détermination des coupures de sélection

Lorsqu’un événement a passé les pré-coupures décrites ci-dessus, l’estimateur X_{eff} entre en jeu pour discriminer les hadrons des rayons γ . Pour cela une coupure est déterminée sur cette

variable et seuls les évènements qui satisfont cette condition sont conservés dans la suite de l'analyse. Cette coupure doit donc être optimisée pour avoir l'analyse la plus efficace possible.

D'après la définition de X_{eff} (équations 5.1) η est un estimateur de pureté du signal. Il peut prendre une valeur entre 0 et 1 pour des échantillons de données sans hadrons et sans γ respectivement.

Pour éviter d'avoir une analyse différente pour chaque source analysée, quatre valeurs de η ont été choisies dans cette version de X_{eff} . Ces choix se basent sur la luminosité attendue de la source. Cela permet donc d'avoir quatre analyses, définies a priori, suivant le type de source que l'on souhaite analyser. La valeur de η étant fixée, il reste à déterminer la valeur de X_{eff} que doivent satisfaire les évènements pour être conservés. Pour déterminer cette valeur, il a été choisi que la coupure sur X_{eff} doit être fixe, pour plus de simplicité pour l'utilisateur, ainsi que pour un meilleur contrôle des effets des coupures. Il a ensuite été décidé que l'analyse X_{eff} doit avoir au moins la même efficacité γ que Model++ et cela pour un maximum de valeur en angle zénital et en énergie. Ainsi une valeur maximale de 0.3 pour la variable X_{eff} satisfait ces choix. Cette valeur est fixe pour toutes les valeurs du paramètre η . Ce dernier permet ainsi de faire varier l'efficacité de la coupure et ainsi d'appliquer une réjection du fond plus ou moins forte selon les besoins de l'analyse. En effet, pour les sources faibles, la recherche de significativité du signal est primordiale, donc une réjection importante est souhaitée. Pour les sources brillantes une statistique importante de rayons γ est utile pour, par exemple, une détermination précise des caractéristiques spectrales ou bien morphologiques ou encore les études de variabilités temporelles. Le tableau 5.1 résume les jeux de coupures de la nouvelle version de l'analyse X_{eff} en fonction de la luminosité de la source étudiée.

TABLE 5.1 – Résumé des coupures appliquées dans la nouvelle analyse X_{eff} en fonction de la luminosité de la source.

Luminosité	$\Phi(1\text{TeV}).10^{-12}$ $\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{TeV}^{-1}$	η	X_{eff}
Très brillante	> 10	0.1	< 0.3
Brillante	1 ... 10	0.2	< 0.3
Moyenne	0.5 ... 1	0.4	< 0.3
Faible	< 0.5	0.7	< 0.3

5.2.7 Efficacités γ - hadron

Les efficacités γ ont été estimées à partir des simulations Monte Carlo. Les coupures appliquées sont celles définies dans les sections précédentes. Elles ont été calculées avec le même échantillonnage en angle zénithal et en énergie que celui pour le calcul des *PDFs* (voir section 5.2.3). La figure 5.6 (gauche et milieu) présente les efficacités γ de la coupure sur la nouvelle variable X_{eff} , pour un offset de 0° , un azimut de 180° , et pour deux valeurs de η .

L'efficacité γ , pour $\eta = 0.1$ est $>85\%$ pour la plupart des échantillon en zénith/énergie. Habituellement, l'efficacité γ pour les analyses standards de H.E.S.S. est de l'ordre de 70% . La

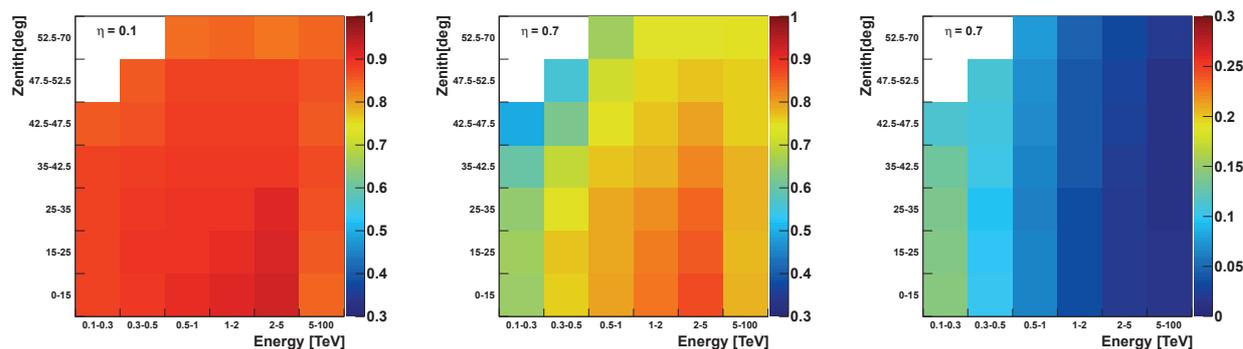


FIGURE 5.6 – *Gauche et milieu* : Efficacité γ de l'analyse X_{eff} après application des pré-coupures, pour $\eta = 0.1$ et $\eta = 0.7$ respectivement. *Droite* : Contamination du fond dans les mêmes conditions pour $\eta = 0.7$.

coupure avec $\eta = 0.7$ est plus stricte, son efficacité est $>60\%$ dans la plupart des échantillons, ce qui est comparable avec une analyse standard de H.E.S.S..

La figure 5.6 (droite) montre la contamination du fond pour les mêmes coupures avec $\eta = 0.7$. Cette étude a été réalisée à partir de données réelles prises dans des régions du ciel sans source de rayons γ . La réjection du fond est très importante, $>96\%$. Associée à une efficacité γ élevée, cette réjection confère à la nouvelle analyse X_{eff} un fort pouvoir de découverte de nouvelle source de rayons γ .

5.2.8 Surfaces effectives

La surface effective (aussi appelée acceptance) est une estimation de l'efficacité de l'analyse. Elle représente la taille virtuelle d'un détecteur parfait (i.e. qui détecterait 100% du signal). Cette grandeur tient compte de toutes les étapes de la chaîne d'analyse considérée : des capacités matérielles de l'instrument jusqu'aux efficacités de coupures présentées plus haut. Dans le cas de H.E.S.S., cette valeur virtuelle est bien plus grande que la surface totale des miroirs des télescopes, des gerbes atmosphériques arrivant à une distance de plusieurs centaines de mètres de l'instrument peut être correctement reconstruit et conservées pour l'analyse. Ainsi comparer la surface effective entre deux analyses permet de comparer l'analyse dans sa globalité, en considérant la puissance de la reconstruction, l'efficacité γ des pré-coupures ainsi que de la coupure finale. Les surfaces effectives de X_{eff} sont présentées dans la figure 5.7. Une comparaison avec Model++ est superposée pour estimer le gain apporté par X_{eff} . Les surfaces effectives de X_{eff} sont présentées pour trois valeurs d'angles zénithaux : 0° , 30° et 50° de gauche à droite, à 0° d'offset, ainsi que pour deux valeurs de η .

Cette version de X_{eff} utilise la reconstruction de Model++. La proximité et la similarité de forme des courbes d'acceptance entre ces deux analyses n'est donc pas surprenante. L'analyse X_{eff} apporte un gain significatif sur une large gamme en énergie. Ce gain peut atteindre 10% pour les faibles angles zénithaux autour du TeV. On remarque le comportement attendu de l'analyse en fonction de la valeur de η . En effet la coupure avec une grande valeur de η montre une efficacité γ plus faible ce qui se traduit par une acceptance plus faible à toutes les énergies.

Malgré une coupure à $\eta = 0.7$, X_{eff} présente une acceptation γ plus importante que Model++ dans une large bande en angles zénithaux et en énergies. A faible énergie, l'analyse Model++ surpasse largement les autres analyses introduite dans X_{eff} . Cela explique le rapprochement des acceptances des deux analyses. X_{eff} avec $\eta = 0.7$ devient même moins efficace que Model++ proche du seuil en énergie de l'expérience. Cependant, il faut considérer également la réjection du fond, qui est supérieure pour X_{eff} , et qui fournira des résultats compétitifs.

Bien que l'analyse Model++ surpasse les autres analyses, grâce notamment à des améliorations régulières, l'analyse X_{eff} offre une efficacité aux γ supérieure dans la plupart des conditions d'observation de H.E.S.S. ainsi que sur quasiment toute la gamme en énergie de l'expérience.

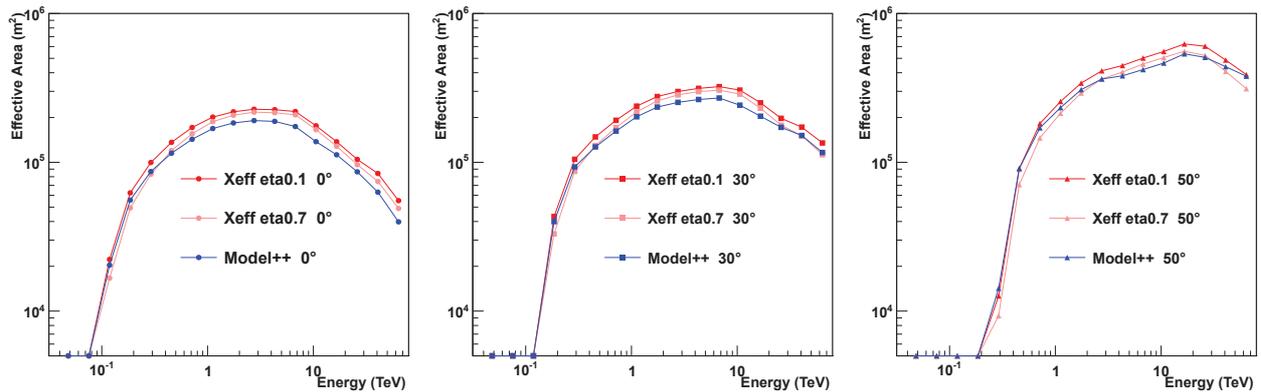


FIGURE 5.7 – Surfaces effectives de l'analyse X_{eff} pour $\eta = 0.1$ and 0.7 (rouge et rose respectivement) et Model++ (bleu) pour trois angles zenithaux (de gauche à droite : 0° , 30° et 50°).

5.3 Etude systématique de sources de référence

5.3.1 Comparaison entre données et simulations Monte Carlo

Les données disponibles dans H.E.S.S. sont toujours contaminées, dans une certaine mesure, par les hadrons. Cependant en 2006, H.E.S.S. a observé une éruption γ en provenance d'un NAG [13]. Cet épisode éruptif a permis d'enregistrer une quantité de rayons γ très importante en l'espace de quelques heures. Cet échantillon est le lot de données le plus pur à l'heure actuelle dans H.E.S.S..

Pour comparer les données prises en conditions réelles avec les simulations et ainsi valider les études Monte Carlo montrées plus haut, les données de l'éruption de PKS 2155–304 de 2006 ont été analysées. Les trois runs correspondant à l'émission la plus intense de PKS 2155–304 ont été sélectionnés (de 2006-07-28 00 :34 :46 à 2006-07-28 02 :05 :32). Ils ont été analysés avec la nouvelle version de X_{eff} présentée plus haut, une valeur de $\eta = 0.1$ a été choisie étant donné la contamination de fond très faible attendue. Pour comparer ces données, des spectres de rayons γ simulés ont été analysés avec la même valeur de η . Les spectres ont été simulés dans les mêmes conditions d'angles zénithaux, de décalage de pointé et d'efficacités optiques que les données. Pour avoir suffisamment de statistiques les spectres avec un angle azimutal

de 0° et 180° et avec des indices entre 3.2 et 3.6 ont été utilisés (un indice de ~ 3.4 a été mesuré par des analyses précédentes [13]). La figure 5.8 présente les résultats de cette analyse. L'extrême pureté de cet échantillon de données est visible au travers du rapport signal sur bruit $S/B > 200$. La distribution de la variable X_{eff} pour tous les événements est montrée dans la figure du bas. La distribution en rouge est celle des événements ON-OFF et est comparée à la distribution des événements simulés (points). L'accord entre les simulations et les données est très bon. Les légères différences peuvent s'expliquer par des fluctuations statistiques et des biais dus à la sélection de simulations Monte Carlo.

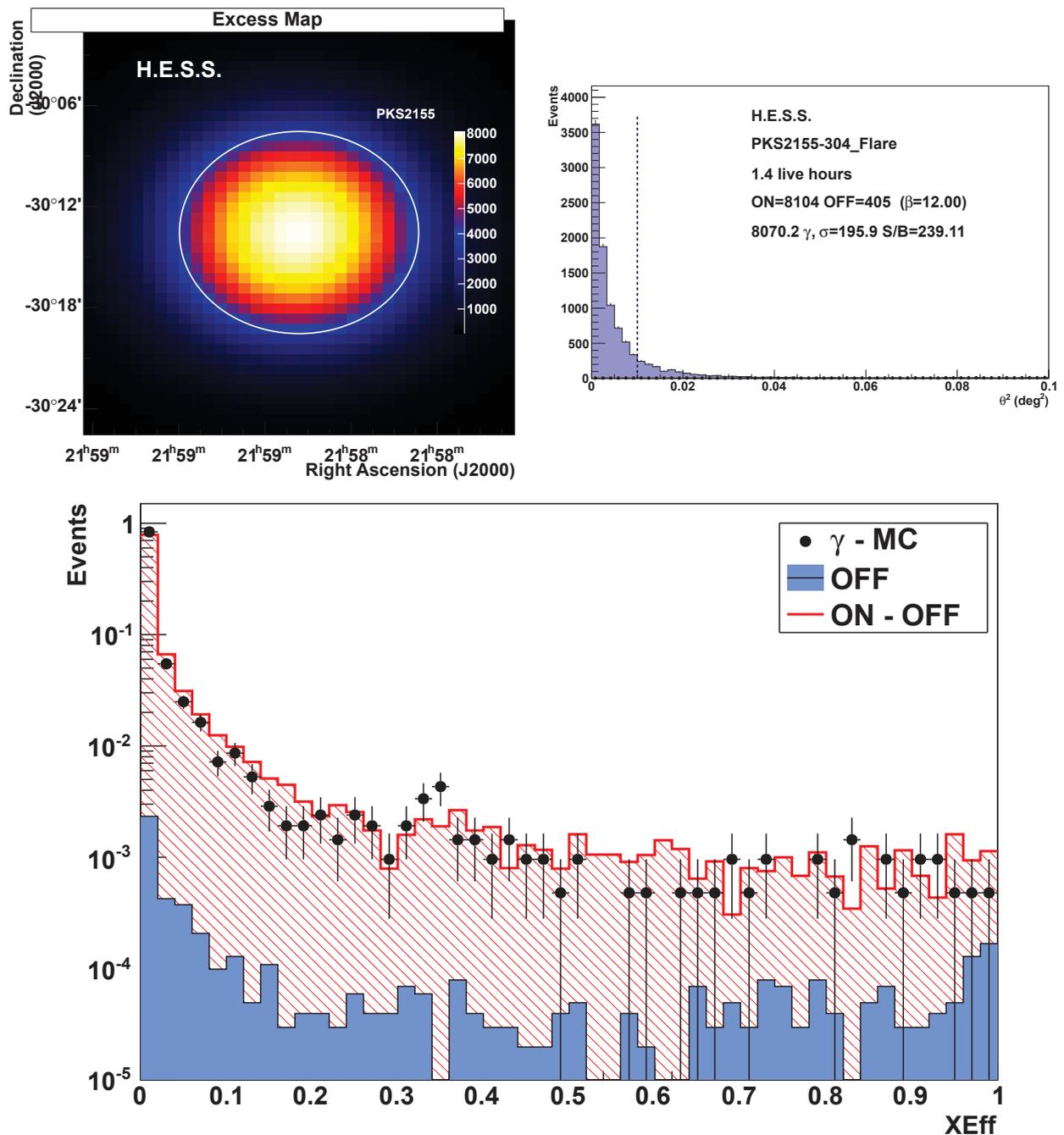


FIGURE 5.8 – *Haut - Gauche* : Carte d'excès de l'analyse x_{eff} des observations de l'éruption de PKS 2155–304. Le cercle blanc représente la région ON. *Haut - Droite* : Distribution spatiale des évènements échantillonnés en anneaux concentriques par rapport à la position testée. La barre verticale en pointillés indique la position de la coupure appliquée par la définition de la région ON. Le niveau de fond est indiqué par des points noirs. Les résultats de l'analyse sont montrés sur la figure. *Bas* : Distributions normalisées de la variable X_{eff} . L'histogramme rouge a été obtenu pour les trois observations de l'éruption de PKS 2155–304 desquelles le fond a été retranché. Les points noirs sont les simulations Monte Carlo dans les mêmes conditions. L'histogramme bleu a été obtenu avec les évènements dans les régions OFF.

5.3.2 Comparaisons avec les résultats de Model++ sur des sources de référence

Les simulations prédisent un gain significatif de l'analyse X_{eff} comparé aux analyses standard et en particulier à Model++. Pour quantifier ce gain dans les conditions réelles, l'analyse X_{eff} a été utilisée sur un jeu de sources représentatives des diverses conditions d'observations de H.E.S.S.. Des sources représentatives de la gamme d'objets observés par H.E.S.S. ont été choisies : sources galactiques/extragalactiques, avec un spectre mou/dur etc... Les résultats de ces analyses sont présentés dans la figure 5.9. Les triangles bleus et les carrés rouges sont respectivement les rapports ($X_{\text{eff}}/\text{Model}++$) de l'excès de rayons γ et de sa significativité (normalisée par la racine carré du temps d'observation). Les sources ont été classées sur l'axe des abscisses par catégorie de luminosité (correspondant à différentes valeurs de η), mais sans distinction à l'intérieur d'une même catégorie. Comme attendu, pour les sources faibles ($\eta = 0.4 - 0.7$) X_{eff} permet un gain de significativité de $\sim 7\%$ à $\sim 20\%$. Ceci est le fruit de la très bonne réjection du fond puisque le nombre de rayons γ à la fin de l'analyse est comparable à celui de Model++. En revanche, pour les sources brillantes la coupure de X_{eff} offre un nombre plus important de rayons γ de $\sim 10\%$ à $\sim 17\%$. Les différences d'une source à une autre peuvent s'expliquer par les différentes conditions d'observation.

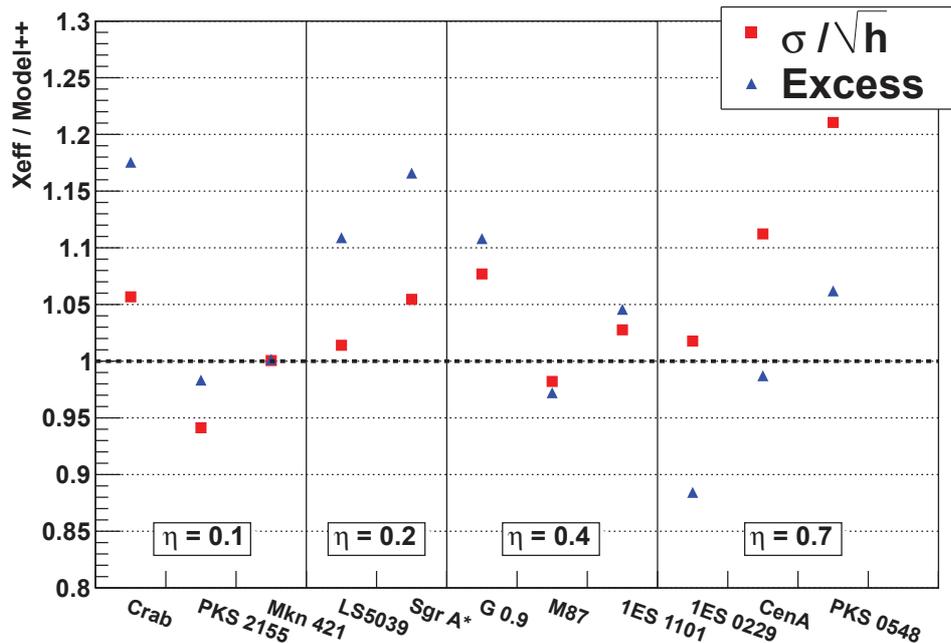


FIGURE 5.9 – Résumé des performances de X_{eff} . Les carrés rouges et les triangles bleus sont les ratios ($X_{\text{eff}}/\text{Model}++$) de la significativité du signal (normalisée par la racine du temps d'observation) et l'excès de rayons γ respectivement pour 11 sources de références.

5.3.3 Comparaisons spectrales

L'analyse X_{eff} permet d'obtenir une meilleure réjection du fond et/ou une efficacité γ plus importante. Les effets de la sélection des événements sur le spectre en énergie reconstruit des

sources a été étudié. Une analyse spectrale des sources étudiées dans la section 5.3.2 est présentée dans cette section. Un spectre en forme de loi de puissance a été supposé pour chaque source :

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

Où Φ_0 est la normalisation à $E_0 = 1 \text{ TeV}$ en $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{TeV}^{-1}$. La figure 5.10 montre l'indice du spectre obtenu en fonction de la normalisation de ce dernier pour chaque source. Les points rouges et bleus sont les résultats de X_{eff} et Model++ respectivement. Les barres d'erreurs représentent les incertitudes statistiques, X_{eff} utilise Model++ comme reconstruction des évènements, les incertitudes sont donc corrélées et montrées pour information. Les résultats entre les deux analyses sont en bon accord et aucun biais particulier n'est introduit par X_{eff} .

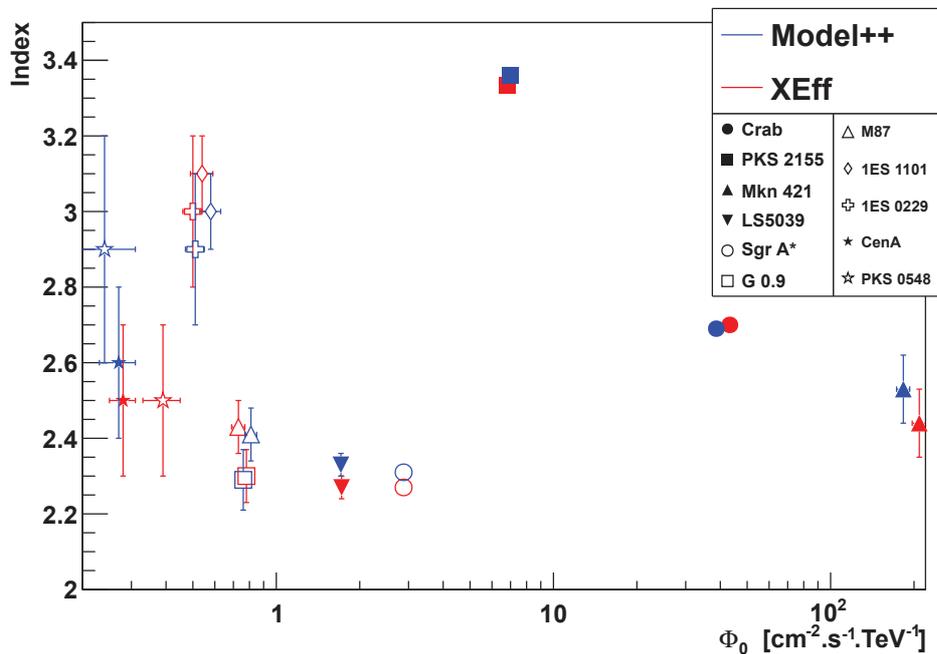


FIGURE 5.10 – Indice et normalisation spectrale obtenus pour les mêmes sources que celles de la figure 5.9. Les points représentent les résultats de l'analyse X_{eff} et Model++ respectivement.

La comparaison de ces analyses avec les résultats publiés de ces sources qui utilisent des analyses différentes (Hillas, Model3D ...) ainsi que des jeux de données et des calibrations différentes, donnent des résultats comparables. D'autres formes spectrales plus complexes (utilisées pour bien caractériser certaines sources) donnent également des résultats comparables entre Model++ et X_{eff} .

La nouvelle version de X_{eff} nécessite un choix à priori, pour la valeur de η . Ce choix se base sur la volonté d'appliquer une coupure stricte afin de rejeter un maximum de fond au risque de perdre une faible fraction de rayons γ , ou bien d'appliquer une coupure plus molle afin de conserver un maximum de statistiques. Une étude de l'effet du choix de cette coupure sur la reconstruction spectrale est donc nécessaire. Le tableau 5.2 présente les paramètres spectraux obtenus avec chaque valeur de η pour trois sources de luminosité différente. Aucun

signe systématique de biais ou de corrélation entre les spectres ajustés et la valeur de η n'est visible. L'efficacité de la coupure de X_{eff} peut donc être choisie selon le but de l'analyse sans crainte d'introduire des erreurs systématiques sur les résultats.

TABLE 5.2 – Résultats de l'analyse X_{eff} pour trois sources avec une luminosité différente. Pour chaque analyse, la valeur du paramètre η a été modifiée. Les résultats de l'analyse publiée sont indiqués quand disponibles. N_γ : Nombre de rayons γ ; N_σ : Significativité du signal ; Γ : Indice spectral reconstruit ; $\Phi(1 \text{ TeV})$: Normalisation spectrale à 1 TeV.

Source	Analyse	η	N_γ	N_σ	Γ	$\Phi(1\text{TeV}).10^{-12}$ $cm^{-2}.s^{-1}.TeV^{-1}$
LS 5039	Xeff	0.1	3445	57.1	2.27 ± 0.03	1.74 ± 0.04
	Xeff	0.2	3360	57.8	2.27 ± 0.03	1.72 ± 0.04
	Xeff	0.4	3237	58.9	2.27 ± 0.03	1.70 ± 0.04
	Xeff	0.7	2991	59.8	2.25 ± 0.03	1.69 ± 0.04
G0.9+0.1	Xeff	0.1	607	18.4	2.34 ± 0.07	0.79 ± 0.05
	Xeff	0.2	563	17.9	2.30 ± 0.07	0.77 ± 0.05
	Xeff	0.4	533	18.2	2.30 ± 0.07	0.78 ± 0.05
	Xeff	0.7	469	18.3	2.26 ± 0.07	0.75 ± 0.05
	Pub	-	-	-	2.4 ± 0.1	-
Cen A	Xeff	0.1	410	8.6	2.6 ± 0.2	0.26 ± 0.03
	Xeff	0.2	427	9.4	2.7 ± 0.2	0.26 ± 0.03
	Xeff	0.4	414	9.9	2.7 ± 0.2	0.26 ± 0.03
	Xeff	0.7	385	10.9	2.5 ± 0.2	0.28 ± 0.03
	Pub	-	-	-	2.7 ± 0.5	0.25 ± 0.05

Chaque analyse entrant dans X_{eff} ont fait l'objet d'études détaillées et d'amélioration au sein de la collaboration pour comprendre et corriger un maximum d'effets systématiques dus à des conditions non optimales. En particulier, l'analyse Model, utilisée comme reconstruction dans cette version de X_{eff} , montre une robustesse remarquable face à toutes les conditions possibles d'observation dans H.E.S.S.. Cependant, il est nécessaire de comprendre comment se comporte l'analyse X_{eff} qui utilise toutes les reconstructions. Pour sonder les effets possibles de cette combinaison, une étude sur l'effet de l'angle zénithal est montré dans le tableau 5.3. Deux sources à grands angles zénithaux ($>60^\circ$ et $\sim 50^\circ$) ont été analysées avec X_{eff} (avec la valeur de η conseillée), et Model++. Ces deux sources ont une luminosité apparente différente pour tester deux cas extrêmes. Les résultats sont comparables entre les deux analyses. Mkn 421 est une source brillante, X_{eff} montre pour cet objet un gain de rayons γ d'environ 2%. Ce gain est plus faible que pour d'autres sources observées dans des conditions favorables. 1ES 0229+200 est une source faible, la significativité du signal obtenue avec X_{eff} est comparable à celle de Model++, de même pour le nombre de γ . Le gain apporté par l'analyse X_{eff} à grands angles zénithaux est réduit comparé aux conditions optimales. Cependant elle est aussi efficace que

Model++ en terme de nombre de rayons γ , de réjection du fond, et de reconstruction spectrale.

TABLE 5.3 – Comparaison des résultats de X_{eff} et Model++ pour deux sources, avec différents niveaux de luminosité, observées avec un grand angle zénithal. N_γ : Nombre de rayons γ ; N_σ : Significativité du signal; Γ : Indice spectral reconstruit; $\Phi(1 \text{ TeV})$: Normalisation spectrale à 1 TeV.

Source angle zénithal	Analyse	η	N_γ	N_σ	Γ	$\Phi(1\text{TeV}).10^{-12}$ $cm^{-2}.s^{-1}.TeV^{-1}$
Mkn 421 >60°	Model ++	-	7875	182	2.53 ± 0.09	183 ± 10
	Xeff	0.1	8058	181	2.44 ± 0.09	209 ± 12
	Pub	-	-	-	2.1 ± 0.1	-
1ES 0229+200 ~50°	Model ++	-	605	16.9	2.9 ± 0.2	0.51 ± 0.04
	Xeff	0.4	598	16.5	3.0 ± 0.1	0.51 ± 0.04
	Xeff	0.7	535	17.2	3.0 ± 0.1	0.49 ± 0.04

Une étude semblable a été réalisée pour tester l'effet du décalage de pointé (offset). Deux sources observées à grand offset ($\sim 2^\circ$) ont été analysées avec X_{eff} et Model++. Le tableau 5.4 résume les résultats obtenus. De façon similaire à l'étude précédente l'analyse X_{eff} montre des résultats comparables à Model++. Le gain de X_{eff} est réduit à cause de la perte de performance des analyses entrant dans la combinaison des variables. Mais aucun effet important n'est constaté, ce qui montre la robustesse de cette version.

5.3.4 Comparaisons Morphologiques

Etude de la PSF

La nouvelle version de X_{eff} consiste notamment en l'ajout de $\Delta\theta$ dans la combinaison de variables. Prendre en compte la différence dans les directions reconstruites des trois méthodes d'analyse permet, en plus d'éliminer plus efficacement les évènements de fond, de rejeter certains évènements γ mal reconstruits. Une amélioration de la fonction d'étalement de source ponctuelle (Point Spread Function - PSF par la suite) de l'analyse a été observée. Une meilleure performance des analyses morphologiques des sources est donc attendue.

Pour quantifier cette amélioration, une étude portant sur 13 AGNs a été réalisée. Les AGNs, étant donné leur distance, sont les sources (parmi toutes celles étudiées dans H.E.S.S.) présentant une extension suffisamment faible pour être considérée comme ponctuelle. Le choix des AGNs a été fait en s'inspirant d'une étude précédente réalisée au sein de la collaboration pour étudier la morphologie des sources analysées par Model++. Les résultats de cette étude serviront de point de comparaison à l'étude de la PSF de X_{eff} . Les sources ont été étudiées avec des conditions d'observation différentes.

Pour étudier la PSF de X_{eff} , les AGNs ont été étudiés avec le jeu de coupures décrit en section 5.2.6. La distribution spatiale des évènements simulés, correspondant aux conditions

TABLE 5.4 – Comparaison des résultats de X_{eff} et Model++ pour deux sources, avec différents niveaux de luminosité, observées avec un grand décalage de pointé. N_γ : Nombre de rayons γ ; N_σ : Significativité du signal; Γ : Indice spectral reconstruit; $\Phi(1 \text{ TeV})$: Normalisation spectrale à 1 TeV.

Source Décalage	Analyse	η	N_γ	N_σ	Γ	$\Phi(1\text{TeV}).10^{-12}$ $\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{TeV}^{-1}$
Crab $\sim 2^\circ$	Model ++	-	544	51.9	2.83 ± 0.07	40 ± 2
	Xeff	0.1	786	63.4	2.81 ± 0.07	51 ± 3
	Xeff	0.2	746	62.6	2.82 ± 0.07	51 ± 3
	Xeff	0.4	686	61.1	2.81 ± 0.07	51 ± 3
	Xeff	0.7	561	56.4	2.67 ± 0.09	45 ± 3
1ES 1312-423 $\sim 2^\circ$	Model ++	-	303	8.8	3.2 ± 0.3	0.22 ± 0.04
	Xeff	0.1	288	7.3	3.0 ± 0.3	0.21 ± 0.04
	Xeff	0.2	297	8.0	3.0 ± 0.3	0.22 ± 0.04
	Xeff	0.4	281	8.4	2.7 ± 0.2	0.25 ± 0.03
	Xeff	0.7	249	8.8	2.8 ± 0.2	0.25 ± 0.03
	Pub	-	-	-	2.85 ± 0.47	0.19 ± 0.58

d’observation, est calculée. Les rayons R_{68} et R_{99} , correspondant à 68% et 99% du flux intégré de la source (à partir du centre de la région ON), sont extraits de cette distribution spatiale. La figure 5.11 présente les résultats des R_{68} et R_{99} des 13 AGNs étudiés. Les noms des sources sont indiqués sur la figure. Un gain constant de $\sim 5\%$ et $\sim 10\%$ pour R_{68} et R_{99} respectivement sont obtenus grâce à l’analyse X_{eff} comparé aux résultats de Model++.

Etude de la déconvolution de sources ponctuelles

Une étude précédente dans la collaboration H.E.S.S. a montré que les simulations analysées par les chaînes de reconstruction introduites dans X_{eff} , en particulier Model++, ne reproduisent pas correctement la morphologie de sources ponctuelles. Ainsi une extension systématique apparaît lors de l’étude de sources supposées ponctuelles. Une note interne à la collaboration, détaille ces résultats¹. La cause de cet effet systématique est probablement un désaccord entre la PSF obtenue par simulation et celle réelle obtenue dans les observations. L’amélioration de la PSF obtenue par X_{eff} , visible par la réduction significative et systématique des R_{68} et R_{99} de sources ponctuelles, a un impact attendu sur l’extraction des morphologies des objets.

L’étude précédente a été reproduite avec l’analyse X_{eff} . Pour cela la même liste de sources ponctuelles a été choisie (source extragalactique), avec la même liste d’observations pour éviter tout changement de PSF dû à des conditions d’observations différentes. Une analyse spectrale a ensuite été réalisée puis une PSF a été simulée pour chaque source. Pour mesurer l’exten-

1. <https://hess-confluence.desy.de/confluence/display/HESS/HESS+PSF+and+Morphology++ParisAnalysis+AGN+PSF+analysis>

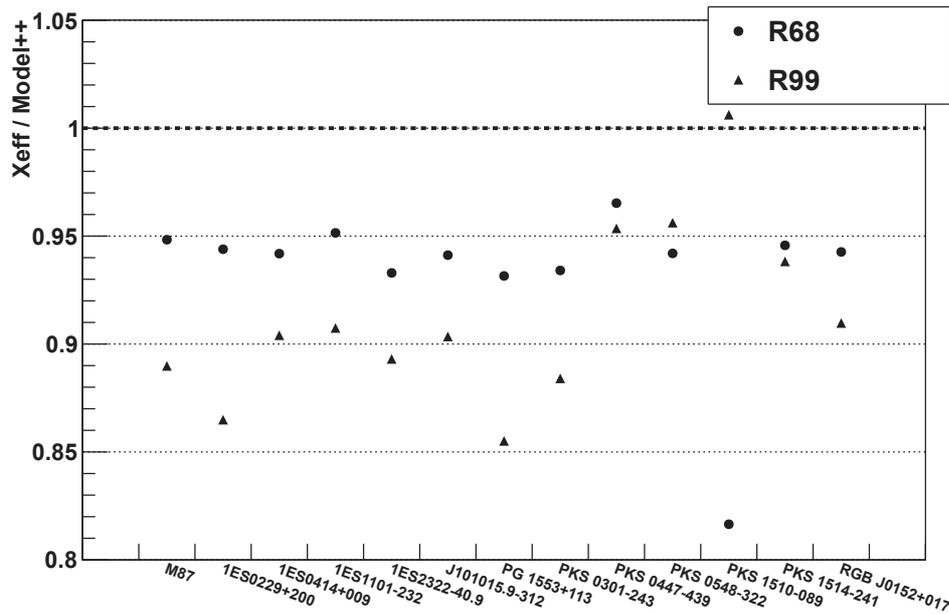


FIGURE 5.11 – Ratio ($X_{\text{eff}}/\text{Model++}$) des rayons R_{68} et R_{99} pour un jeu de 13 AGNs. Les points et triangles représente les rayons de confinement à 68% et 99% respectivement.

sion spatiale des sources, un modèle morphologique de gaussienne à deux dimensions a été utilisé, convolué à la PSF, puis ajusté sur les données. La valeur de l’extension gaussienne de chaque source est reportée en rouge sur la figure 5.12. Les barres d’erreurs correspondent aux incertitudes statistiques. Les résultats obtenus avec Model++ sont ajoutés en bleu pour comparaison. Un ajustement d’une constante sur les deux analyses est réalisé pour en déduire une valeur moyenne. On trouve une extension gaussienne pour X_{eff} de $0.019 \pm 0.001^\circ$ et de $0.022 \pm 0.001^\circ$ pour Model++. Une réduction systématique de $\sim 14\%$ d’extension gaussienne de source ponctuelle est donc observée avec la nouvelle version de X_{eff} .

L’ajout des $\Delta\theta$ dans le calcul de l’estimateur de discrimination permet d’améliorer sensiblement les résultats morphologiques bien que la direction reconstruite des évènements soit basée sur Model++.

Etude de la position reconstruite de sources ponctuelles

Dans H.E.S.S., les performances de reconstruction spatiale des évènements dépendent des performances de l’analyse utilisée, ainsi que des considérations matérielles telles que la précision de pointé des télescopes. X_{eff} améliore sensiblement la PSF de l’instrument et permet ainsi d’obtenir une extension résiduelle de sources ponctuelles plus faible. La figure 5.13 compare la position (en rouge) de la gaussienne ajustée (voir la sous-section précédente pour plus de détails) avec la position des sources extragalactiques mesurée en onde radio (Simbad). Les résultats obtenus avec Model++ sont aussi indiqués. La précision des analyses est équivalente, et une erreur systématique de $0.005^\circ \pm 0.001^\circ$ est observée. Cette erreur est dominée par les incertitudes systématiques de précision de pointé. Une erreur systématique de $20'' = 0.005^\circ$ est habituellement estimée pour la précision de pointé des télescopes. La position reconstruite des sources

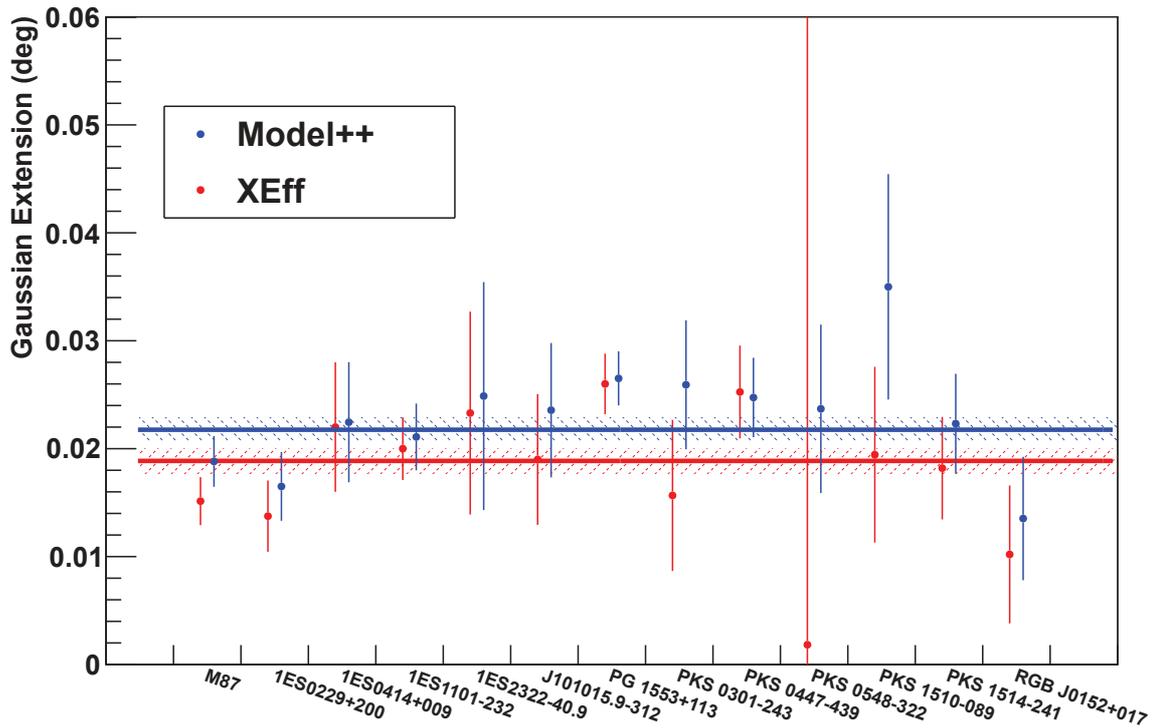


FIGURE 5.12 – Extensions gaussiennes ajustées sur les mêmes sources que la figure 5.11. Model++ et X_{eff} sont montrés en bleu et rouge respectivement. Une constante est ajustée sur les points pour estimer la valeur de l’extension systématique pour les deux analyses. Les lignes représentent le meilleur ajustement et les erreurs à 1σ sont indiquées.

par X_{eff} est donc comme pour les autres analyses dominée par les erreurs systématiques. Mais la meilleure PSF de l’analyse ainsi que le meilleur accord entre la PSF simulée et celle obtenue dans les observations, permet des analyses morphologiques plus précises. Ainsi la distinction entre deux émetteurs de rayons γ proches spatialement sera plus aisée et ainsi l’extraction du signal de chaque source sera possible. De même, l’extraction du signal d’une source enfouie dans une émission diffuse sera simplifiée par la PSF plus « piquée » de X_{eff} .

5.4 Implémentation de l’analyse

La nouvelle version de X_{eff} , a été implémentée dans le logiciel d’analyse commun à la Collaboration H.E.S.S.. Une documentation détaillée, résumant les performances de l’analyse ainsi qu’un tutoriel d’utilisation a été créé dans une page privée². L’outil d’interface graphique pour utilisateur a été modifié en conséquence pour permettre une utilisation pérenne de l’analyse par tout membre de la collaboration.

2. <https://hess-confluence.desy.de/confluence/display/HESS/XEff+analysis>

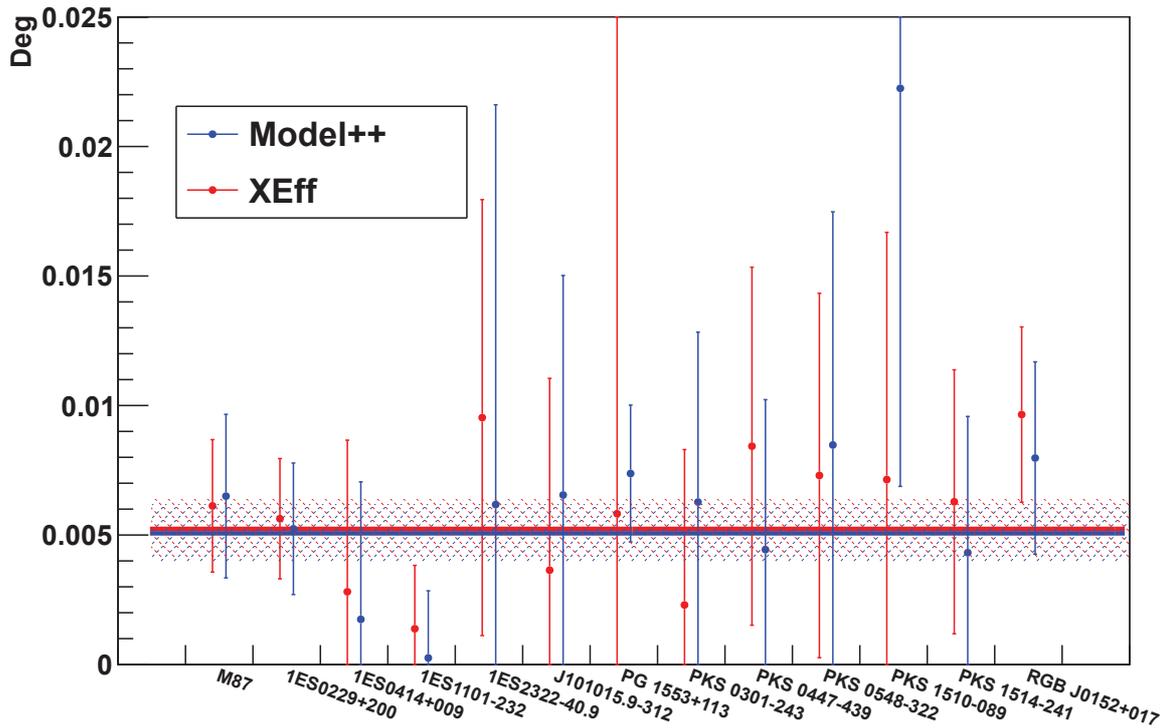


FIGURE 5.13 – Distance angulaire entre la position ajustée aux données et la position des sources étudiées pour l’analyse X_{eff} en rouge et Model++ en bleu.

5.5 Perspectives d’amélioration

Raffinement de la production des *PDFs*

L’analyse X_{eff} a montré un gain significatif comparé à l’analyse Model++ par l’introduction de nouvelles variables et par le calcul des *PDFs* de ces variables en fonction de certains paramètres. Un entraînement plus fin permettrait de prendre en compte d’autres effets instrumentaux et ainsi améliorer les performances générales de l’analyse.

La multiplicité des événements (i.e. le nombre de télescopes ayant détecté cette gerbe) a une influence très importante dans la qualité des reconstructions. Ainsi la forme des distributions des variables introduites dans X_{eff} (par exemple les différences entre les directions reconstruites) doivent dépendre de manière significative de la multiplicité.

La distance de l’image de la gerbe par rapport au centre de la caméra (*Nominal Distance*) est un facteur important de dégradation des analyses. Déterminer les *PDFs* des variables en fonction de la position des gerbes dans les caméras est une piste d’amélioration de X_{eff} prometteuse, notamment pour les sources observées avec un décalage de pointé important.

Ces pistes d’amélioration se basent sur l’échantillonnage de calcul des *PDFs* plus fin. Cela nécessite d’avoir des simulations plus nombreuses afin de segmenter encore plus les échantillons de données simulées. Il en va de même pour les données afin de calculer les *PDFs* des hadrons. Pour ces derniers l’échantillonnage proposé en section 5.2.3 était déjà trop fin compte tenu des observations disponibles, et un compromis a été trouvé en fusionnant les angles azimutaux. Les

développements présentés ici n'ont donc pu être réalisés.

Nouvelles variables

Les améliorations les plus faciles à réaliser sont l'introduction de nouvelles variables discriminantes dans l'estimateur unique de X_{eff} . Cependant ces variables, pour offrir un gain dans l'analyse finale, doivent être le plus indépendantes possible des variables déjà introduites. De plus, elles doivent présenter un pouvoir de réjection intrinsèque. Une piste intéressante est l'introduction des Δ_E , différences entre les énergies reconstruites de chaque analyse. Cela, à l'image de l'introduction des $\Delta\theta$ permettrait d'améliorer la résolution en énergie ce qui est particulièrement intéressant pour certains sujets de recherche tels que la détection indirecte de matière noire.

H.E.S.S. II

La prochaine mise à jour de X_{eff} est, évidemment, de prendre en compte les données de H.E.S.S. II. L'analyse Model++ montre des performances remarquables dans l'analyse des données de H.E.S.S. II. De plus, le mode stéréoscopique du réseau offre des résultats très encourageants, notamment en ce qui concerne le seuil en énergie. Il y a donc un intérêt particulier à développer X_{eff} pour H.E.S.S. II. Cependant, cela ne sera possible que lorsque suffisamment d'observations OFF auront été réalisées, et lorsque les analyses «standard» seront suffisamment stables pour les combiner.

H.E.S.S. II peut également permettre l'ajout de nouvelles variables dans l'estimateur X_{eff} . En effet, l'évolution du signal en fonction du temps, reçu par chaque pixel du cinquième télescope pendant la fenêtre d'enregistrement d'un évènement, est conservée. La Collaboration travaille à utiliser cette information afin d'améliorer la discrimination entre hadrons et rayons γ en particulier à basse énergie. Une fois qu'une variable stable sera développée, le gain de son introduction dans X_{eff} sera évident.

Résumé du chapitre

Ce chapitre présente les performances de la nouvelle version de l'analyse X_{eff} . Cette version prend en compte les changements suivants :

- Utilisation de Model++ comme chaîne de reconstruction des évènements
- Mise à jour des analyses entrant dans le calcul de X_{eff}
- Introduction des variables $\Delta\theta$ comme *PDFs* discriminantes dans X_{eff}
- Calcul des *PDFs* en fonction des conditions d'observation ainsi que de l'énergie des évènements. Les *PDFs* des 882 distributions ainsi produites ont été calculées avec l'outil *RooFit*.
- Détermination de plusieurs jeux de coupures pour ajuster la puissance de réjection du fond désirée.

Les performances de cette analyse ont fait l'objet d'études détaillées. Des comparaisons avec l'analyse la plus performante utilisée dans H.E.S.S. (Model++) ont été réalisées. Les points importants de ces études sont les suivants :

- La comparaison de l'analyse entre les simulations Monte Carlo et les données de l'éruption de PKS 2155–304 montre des distributions très similaires.
- Augmentation de la significativité pour les sources faibles (jusqu'à $\sim 20\%$), et de la statistique de rayons γ pour les sources brillantes (jusqu'à $\sim 17\%$).
- L'influence du choix de la réjection du fond sur les paramètres spectraux reconstruits a été estimée et aucun effet significatif n'a été observé.
- Les conditions d'observation défavorables, telles qu'un angle zénithal important ou un décalage de pointé proche du bord de champ vue, n'ont pas d'effet particulier sur l'analyse X_{eff} . Le gain apporté par X_{eff} est alors réduit, mais l'analyse reste compétitive.
- La PSF de l'analyse est améliorée, la taille de R_{68} et R_{99} est réduit de $\sim 5\%$ et $\sim 10\%$ respectivement comparé à Model++.
- La déconvolution de la PSF de sources ponctuelles induit une extension résiduelle réduite d'environ 14% avec X_{eff} comparé à Model++.

La nouvelle version de l'analyse X_{eff} présente donc des performances très intéressantes. Sa flexibilité dans le choix des coupures ainsi que la robustesse des résultats permet son utilisation pour toutes les analyses de H.E.S.S..

6

Les effets de la focalisation dans l'analyse des données

Sommaire

6.1	Simulations Monte Carlo	122
6.1.1	Impact de la focalisation sur les images de rayons γ	122
6.1.2	L'impact de la focalisation sur le taux de déclenchement γ	122
6.1.3	Introduction de la focalisation dans l'analyse des données	123
6.2	Comparaison Monte Carlo - Données	126
6.2.1	Comportement des variables discriminantes	126
6.2.2	Mise à jour des tables de redimensionnement	128
6.2.3	Surface effective de collection des rayons γ	128
6.3	Analyses de sources tests	130
6.3.1	Effets sur l'efficacité et la distribution spatiale des évènements	130
6.3.2	Effets spectraux	131
6.4	Proposition d'une focalisation optimisée	133
6.4.1	Effets de la focalisation sur les évènements de fond	133
6.4.2	Optimisation de la focalisation	135
6.5	Effets de la focalisation et des aberrations optiques	141

Un système de focalisation a été installé sur le support de la caméra du cinquième télescope du réseau H.E.S.S.. La distance entre la caméra et le miroir peut ainsi être ajustée afin de changer la focalisation du télescope. De plus, la monture différente de CT5 par rapport aux «petits» télescopes lui confère une profondeur de champ plus faible. La bonne détermination de la distance focalisée est donc cruciale pour obtenir les meilleures données possibles. Dans ce chapitre, les performances du système de focalisation sont présentées puis une comparaison entre les simulations Monte Carlo et les données est détaillée. Enfin, une proposition de nouvelle configuration de la position de la caméra est suggérée pour optimiser les performances de l'instrument.

6.1 Simulations Monte Carlo

Une étude précédente, réalisée au LAPP, a montré l'intérêt du système de focalisation en terme de taux de déclenchement et des performance de reconstruction [120]. L'analyse Hillas, seule disponible à cette période, a été utilisée. L'analyse Model, maintenant disponible, nous permet de quantifier et d'optimiser les effets fins de la focalisation avec précision.

6.1.1 Impact de la focalisation sur les images de rayons γ

La position variable de la caméra a été implémentée dans le logiciel de simulation de l'instrument de H.E.S.S.. Les simulations Monte Carlo montrent que la position de la caméra affecte la forme des images en changeant la quantité de photons Tcherenkov par pixel dans la caméra de CT5. Les figures 6.1 et 6.2 montrent les images de rayons γ simulés à 50 et 500 GeV respectivement et observés au zénith. L'impact de la focalisation est visible par un étalement des images plus important pour les focalisations à 5 km et à l'infini comparées à celles obtenues avec une focalisation à 10 et 15 km. Ces dernières valeurs sont typiquement ce qui est attendu pour l'altitude de développement des gerbes de rayons γ .

6.1.2 L'impact de la focalisation sur le taux de déclenchement γ

Le travail présenté ici se concentre principalement sur les basses énergies. L'intérêt du système de focalisation est primordial au niveau du seuil en énergie. De plus, à haute énergie la multiplicité des images réduit son impact dans les chaînes de reconstruction. Ainsi les résultats jusqu'à 800 GeV sont présentés dans la suite. La faible statistique des simulations Monte Carlo à basses énergies empêche de caractériser correctement l'impact du système de focalisation en dessous de 50 GeV. Une évolution douce des performances en dessous de 50 GeV est attendue. Les résultats sont obtenus pour deux angles zénithaux : 0° où le système de focalisation a un impact important et 50° correspondant approximativement aux observations de la nébuleuse de Crabe par H.E.S.S..

Les figures 6.3 et 6.4 montrent l'évolution du taux de déclenchement, pour deux angles zénithaux, en fonction de l'altitude focalisée pour différentes énergies. Une augmentation significative du taux de déclenchement est visible pour les deux angles zénithaux. Le maximum est mesuré à ~ 12.5 km au zénith et à ~ 15 km à 50° . Le gain apporté par le système de focalisation, comparé à l'infini, est $\sim 8\%$ pour les rayons γ de 50 GeV au zénith et $\sim 5\%$ pour

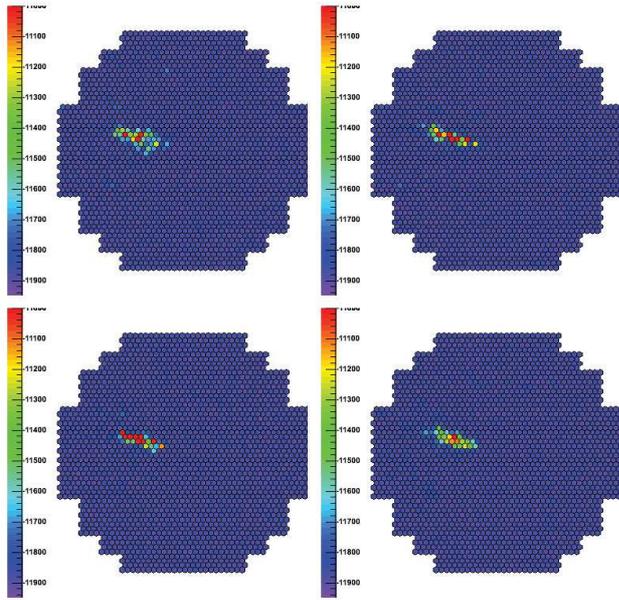


FIGURE 6.1 – Comparaison d'un évènement γ simulé à 50 GeV pour différentes valeurs de focalisation. Le télescope focalise à 5 km en haut à gauche, à 10 km en haut à droite, à 15 km en bas à gauche et à l'infini en bas à droite.

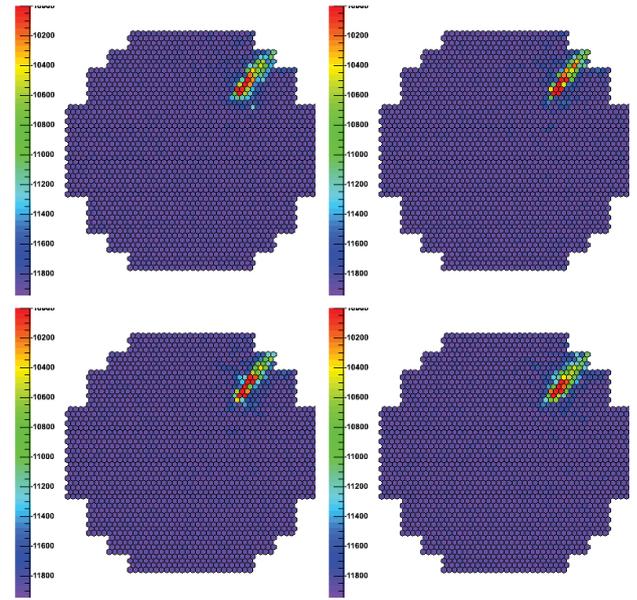


FIGURE 6.2 – Comparaison d'un évènement γ simulé à 500 GeV pour différentes valeurs de focalisation. Le télescope focalise à 5 km en haut à gauche, à 10 km en haut à droite, à 15 km en bas à gauche et à l'infini en bas à droite.

ceux de 125 GeV à 50° . L'évolution mesurée est attendue par la déformation des images vues en figures 6.1 et 6.2. Les images correctement focalisées ont les pixels de coeur de gerbe plus intensément illuminés, cela permet une augmentation de la probabilité du déclenchement de la caméra.

6.1.3 Introduction de la focalisation dans l'analyse des données

Depuis septembre 2012, les observations sont prises avec la position de la caméra fixée à 86.6 mm (indiquée «ComValue» dans la suite) de la distance focale du miroir. Cette position durant la phase de mise en service de l'instrument correspond à une focalisation à 15 km de distance. Cette décision se base sur des études antérieures (par exemple [105]). Durant les premières observations de H.E.S.S. II, la position de la caméra est fixe. Etant donné la profondeur de champ limitée, la focalisation de CT5 dépend de l'angle zénithal. La première partie du travail présenté ici est de comprendre et de prendre en compte ces effets dans l'analyse mono télescope la plus performante : Model mono.

L'analyse Model consiste en la comparaison pixel par pixel de l'image obtenue avec un modèle semi-analytique de gerbe de rayon γ . Elle est ainsi très sensible à la forme des images des rayons γ . La focalisation induit un floutage plus ou moins important des images dans la caméra. Son impact sur les performances de l'analyse a plusieurs conséquences.

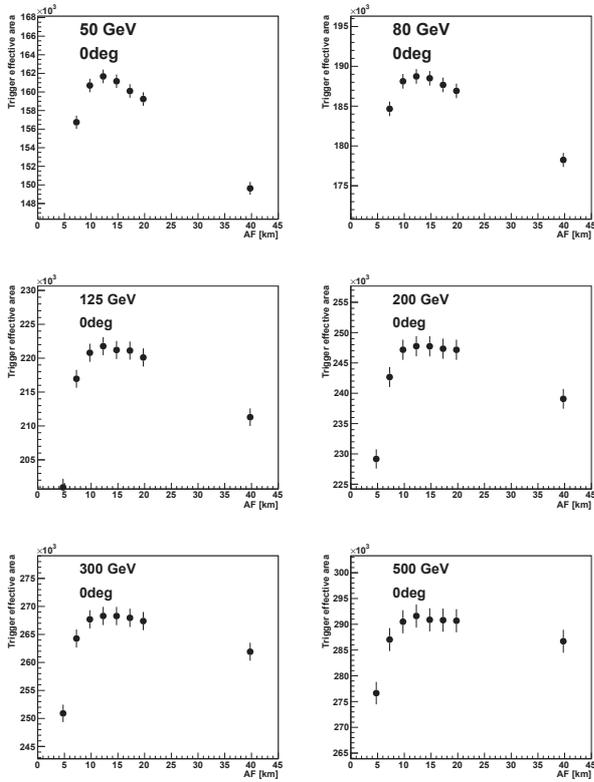


FIGURE 6.3 – Taux de déclenchement de rayons γ simulés au zénith en fonction de l'altitude focalisée et pour différentes énergies.

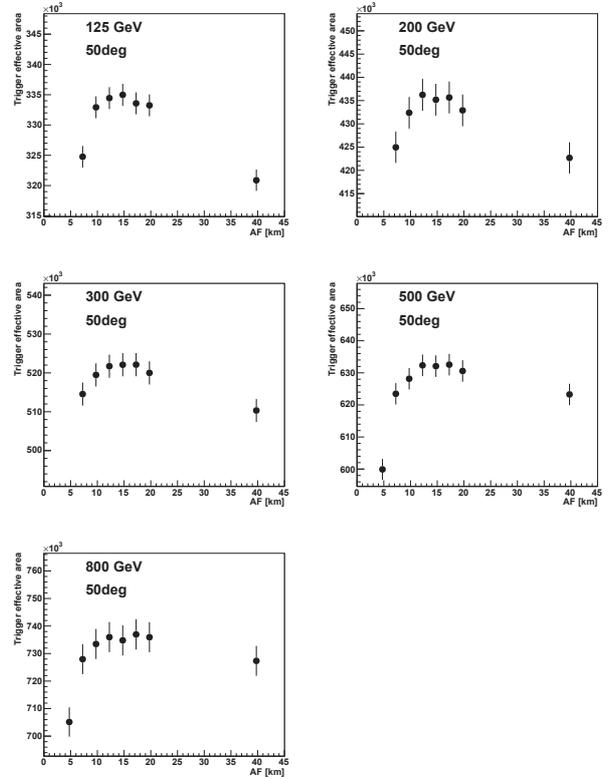


FIGURE 6.4 – Identique à 6.3 mais pour un angle zénithal de 50° .

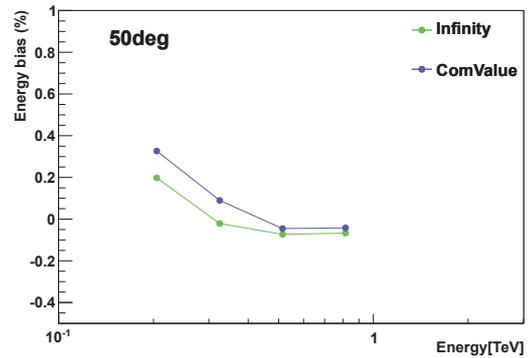
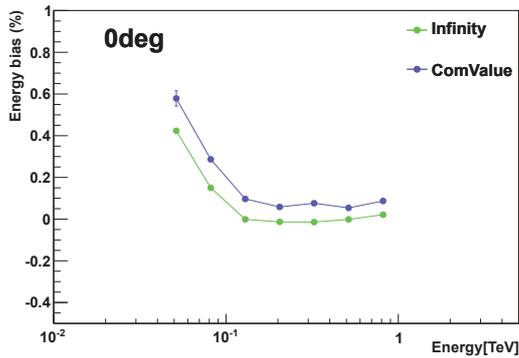


FIGURE 6.5 – Evolution du biais en énergie en fonction de l'énergie obtenue à partir de simulations Monte Carlo focalisées à l'infini en vert et à 15 km de distance en bleu. Le cadre de gauche correspond à des simulations au zénith et celui de droite à 50° .

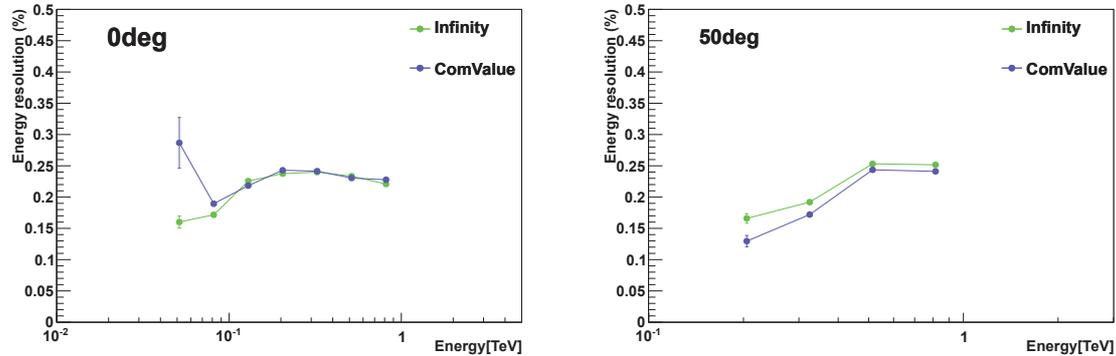


FIGURE 6.6 – Evolution de la résolution en énergie en fonction de l’énergie obtenue à partir de simulations Monte Carlo focalisées à l’infini en vert et à 15 km de distance en bleu. Le cadre de gauche correspond à des simulations au zénith et celui de droite à 50°.

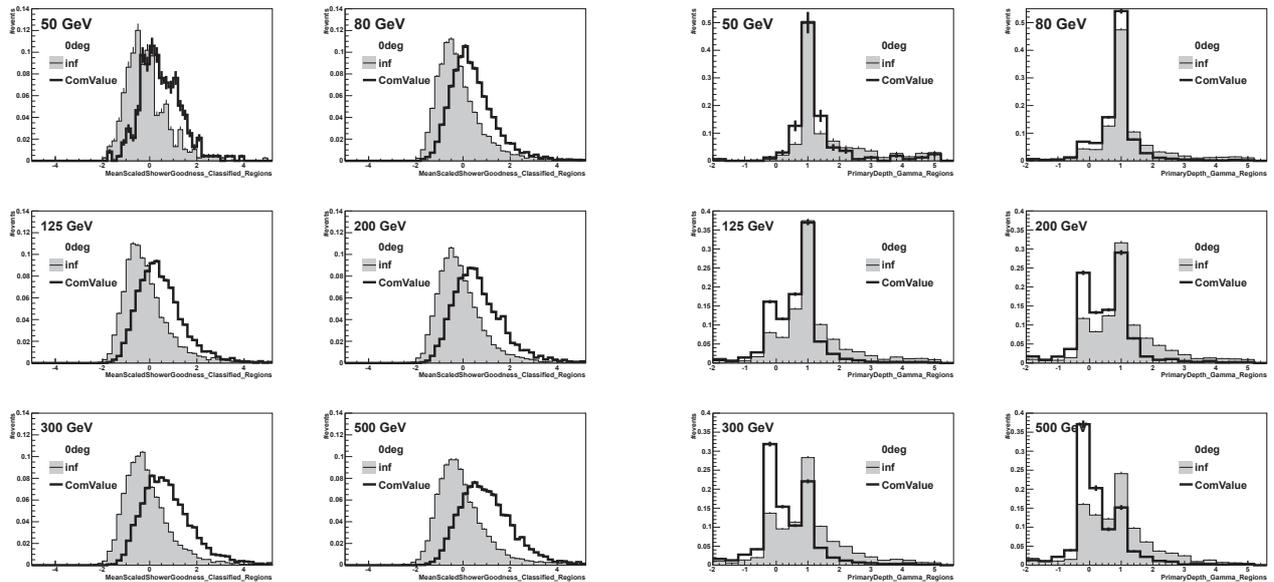


FIGURE 6.7 – Comparaison de la distribution de la *MeanScaledShowerGoodness* obtenue par simulations Monte Carlo (au zénith) focalisées à l’infini (histogramme remplis) et à 15 km de distance (noir). Les cadres correspondent à différentes énergies.

FIGURE 6.8 – Comparaison de la distribution de la *PrimaryDepth* obtenue par simulations Monte Carlo (au zénith) focalisées à l’infini (histogramme remplis) et à 15 km de distance (noir). Les cadres correspondent à différentes énergies.

- Les modèles d'image de gerbes sont produits sans hypothèse de focalisation (profondeur de champ infinie), une image plus piquée va guider l'ajustement vers un modèle de plus haute énergie. Les figures 6.5 et 6.6 montrent le biais et la résolution en énergie de l'analyse Model mono pour une focalisation à l'infini (vert) et à 15 km de distance (bleu). Un biais systématique supplémentaire est introduit par la focalisation à 15 km. Ce biais n'était pas pris en compte dans l'analyse des données et a un impact important dans la reconstruction spectrale. Environ $\sim 10\%$ de biais en énergie est introduit à 125 GeV au zénith, et augmente à basse énergie. Le même comportement apparaît à plus grand angle zénithal mais avec une amplitude réduite (voir figure 6.5). La résolution en énergie n'est pas significativement affectée par la focalisation.
- La modification de la forme de l'image du rayon γ produit un résultat différent de la valeur du test de vraisemblance entre le modèle ajusté et l'image floutée. Cela influence le comportement de la principale variable discriminante de l'analyse Model (*MeanScaledShowerGoodness* - par la suite *MSSG*) qui rend compte de la compatibilité entre le modèle et l'image. La figure 6.7 montre la distribution de cette variable avec une focalisation à l'infini (gris plein), et à 15 km de distance (noir). Un décalage important et un élargissement avec l'énergie sont observés et doivent être corrigés. La coupure appliquée sur cette variable (variable centrée et réduite par définition) est optimisée en supposant un centrage et une largeur correcte, i.e avec une moyenne égale à 0 et une largeur caractéristique de 1. Cette coupure (< 0.9) appliquée sur la distribution décalée induit une efficacité réduite de l'analyse Model. De nouvelles tables de redimensionnement doivent être générées avec la bonne valeur de focalisation dans les simulations. Ainsi, la distribution de la *MSSG* correspondra aux attentes, et la surface effective de l'analyse augmentera en conséquence.
- D'autres variables discriminantes telles que la *PrimaryDepth* sont de bonnes sondes du pouvoir de reconstruction de rayons γ de l'analyse Model. La figure 6.8 montre la distribution de cette variable. A basses énergies, les images focalisées sont plus piquées et ainsi produisent une distribution plus étroite autour de 1 (comme attendu pour les rayons γ) révélant un pouvoir de reconstruction de rayons γ amélioré.
- Des variables de contrôle telles que la *MeanScaledBackgroundGoodness* (non montrées ici) affichent des distributions attendues, les effets du système de focalisation sont donc bien compris.

6.2 Comparaison Monte Carlo - Données

6.2.1 Comportement des variables discriminantes

La section précédente montre les effets de la modification des images des rayons γ , due à la focalisation, sur la reconstruction Model. Les prédictions des simulations Monte Carlo ont été comparées aux données. PKS 2155–304 a été choisi notamment pour le temps d'exposition important dont a bénéficié cette source. De plus, son flux relativement fort de rayons γ fournit un jeu de données ON-OFF important et par conséquent un lot de rayons γ avec un faible taux

de contamination. Les observations choisies correspondent à une liste établie par la collaboration spécialement pour cette source¹. Elle contient 90 sessions d'observation de bonne qualité. L'analyse Model mono a été utilisée avec le jeu de coupure «safer cuts» (voir section 3.5).

Les simulations les plus proches des données ont été choisies pour la comparaison. Un spectre de rayons γ avec un décalage de pointé de 0.5° , au zénith et un azimut de 180° a été analysé avec le même jeu de coupures que les données.

La figure 6.9 compare la distribution de la $MSSG$ obtenue sur les données de PKS 2155–304 et les simulations Monte Carlo. Les distributions des simulations correspondent à une focalisation à l'infini (gauche) et à 15 km de distance (droite). Cette dernière décrit très bien les données. Le décalage vu dans les données confirme les effets de la focalisation observés dans les simulations et détaillés dans la section précédente.

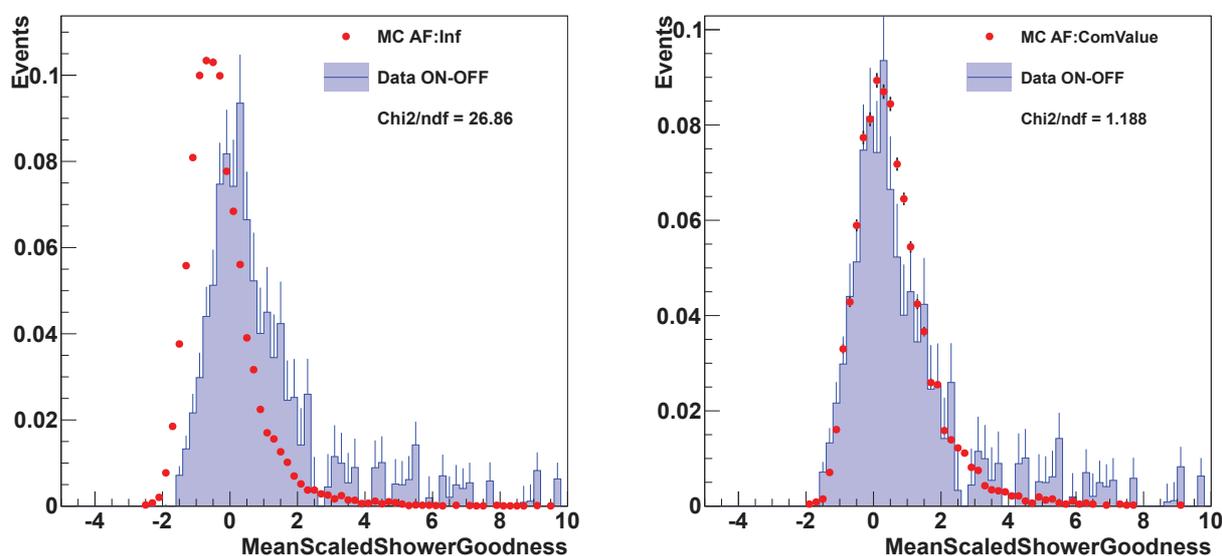


FIGURE 6.9 – Comparaisons entre les simulations Monte Carlo d'un spectre de rayons γ (points rouges) et les données prises en direction de PKS 2155–304 (histogramme bleu). *Gauche* : Spectre de rayons γ simulé d'indice 2.4 avec une focalisation à l'infini. *Droite* : Spectre de rayons γ simulé d'indice 3.0 avec une focalisation à 15 km de distance.

La figure 6.10 compare les distributions des variables discriminantes *DirectionError* (gauche) et *PrimaryDepth* (droite) de rayons γ (focalisés à 15 km de distance) et les données ON-OFF de PKS 2155–304. Les distributions prédites coïncident très bien avec les données.

Le très bon accord entre les simulations Monte Carlo avec une focalisation à 15 km et les données avec l'analyse Model mono, démontre que les effets de l'autofocus sont compris et peuvent être pris en compte.

1. <https://hess-confluence.desy.de/confluence/pages/viewpage.action?pageId=6393747>

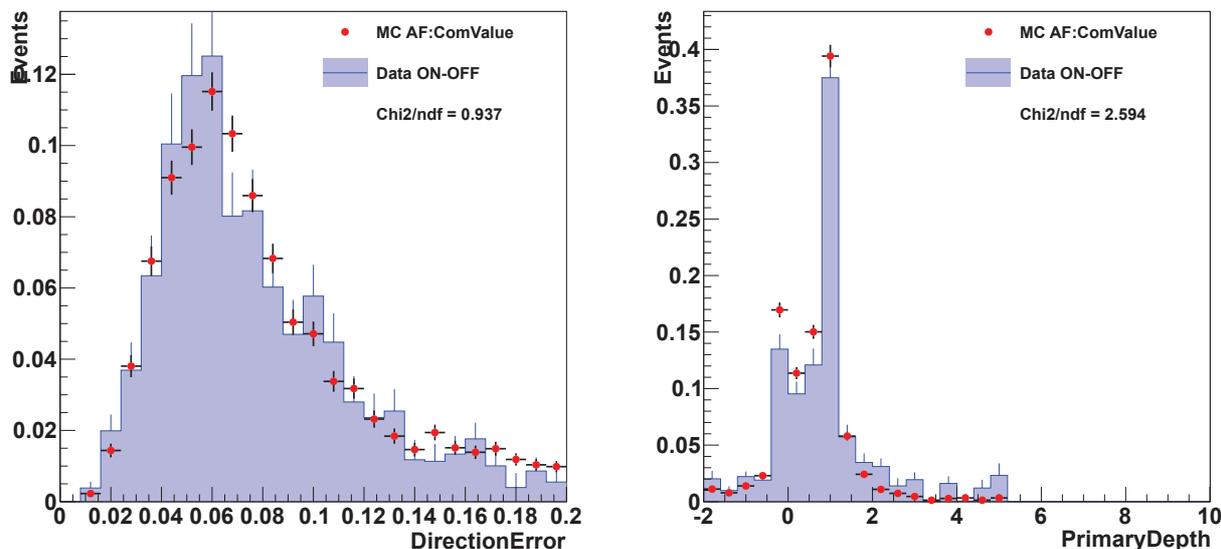


FIGURE 6.10 – Comparaison entre les simulations Monte Carlo d’un spectre de rayons γ d’indice $\Gamma=3.0$ (points rouges) et les données prises en direction de PKS 2155–304 (histogramme bleu).

6.2.2 Mise à jour des tables de redimensionnement

La figure 6.9 montre le décalage de la distribution de la *MSSG* dans les données dû à la focalisation. Ce décalage est problématique puisqu’il induit une perte d’efficacité γ pour une valeur de coupure donnée. Le centrage et la largeur de la *MSSG* sont donc très importants pour l’optimisation des performances de l’analyse Model. De nouvelles tables de redimensionnement des variables discriminantes de l’analyse Model ont été générées avec la focalisation utilisée durant la prise de données.

La figure 6.11 montre la distribution de *MSSG* redimensionnée par les nouvelles tables. Les simulations Monte Carlo et les données coïncident très bien et les deux ont une moyenne proche de 0 et une largeur proche de 1. Ainsi l’analyse Model corrige les effets de la focalisation. Les variables ont le comportement attendu et sont très bien décrites par les simulations. De nouvelles réponses instrumentales (par la suite *IRFs* pour Instrument Response Functions) peuvent être établies pour rendre compte des performances réelles.

6.2.3 Surface effective de collection des rayons γ

Le système de focalisation affecte fortement, en changeant les formes des images, chaque étape de l’analyse des données de H.E.S.S.. Les *IRFs* dépendent ainsi beaucoup de la focalisation de l’instrument. De nouvelles *IRFs* ont été produites, en prenant la valeur de focalisation de 15 km de distance, afin de mieux décrire les performances de l’instrument. Ces nouvelles surfaces effectives ont été calculées, en utilisant les tables de redimensionnement adaptées plus haut, pour toutes les configurations d’observation de H.E.S.S..

La figure 6.12 montre les surfaces effectives de l’analyse Model mono «safer cuts» avec une

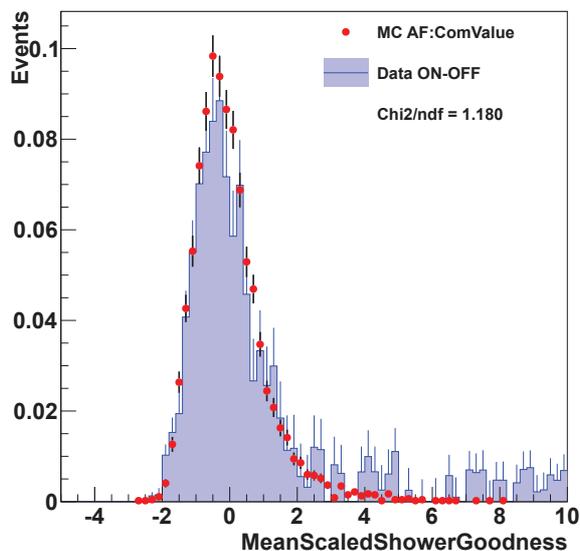


FIGURE 6.11 – Comparaison entre les simulations Monte Carlo d’un spectre de rayons γ ($\Gamma=3.0$) et les données prises en direction de PKS 2155–304, en utilisant les tables supposant la focalisation à 15 km de distance.

focalisation à l’infini (bleu) et à 15 km (rouge). La figure 6.13 montre le rapport des deux. A basse énergie, l’accroissement de la surface effective est très significatif. Un facteur 9 est atteint autour de 50 GeV, ce gain n’est pas uniquement dû au taux de déclenchement, seulement +8% d’évènements sont observés à 50 GeV (voir section 6.1.2). La reconstruction des rayons γ de faible énergie est donc améliorée de façon importante par la focalisation.

La surface effective est réduite d’un facteur ~ 2 aux énergies >10 TeV. Dans cette gamme d’énergie, les gerbes se développent plus profondément dans l’atmosphère. Il en résulte que l’image de chaque partie de la gerbe se voit floutée différemment à cause de la profondeur de champ limitée. Cependant, Model suppose que cette profondeur de champ est infinie, donc que chaque partie de la gerbe est parfaitement focalisée. Un floutage est ensuite appliqué afin de prendre en compte les effets de PSF de chaque petite facette du miroir. Il en résulte que la variation du floutage (entre deux points différents de la gerbe) est approximativement équivalent à ce qui est attendu pour une gerbe observée avec une focalisation à l’infini. La procédure d’ajustement de l’analyse Model converge ainsi vers de mauvais templates ce qui provoque le rejet de certains évènements. Lorsque l’image de la gerbe est coupée, à cause du champ de vue limité de CT5, ce qui arrive plus fréquemment à hautes énergies, cet effet est amplifié. Cependant, cette perte peut être corrigée en introduisant le floutage de l’autofocus dans la procédure d’ajustement des templates. Cette amélioration est en cours de développement, une amélioration significative des performances aux hautes énergies est attendue. La stéréoscopie qui intervient à haute énergie corrige cette perte d’efficacité.

Les nouvelles *IRFs* décrivant correctement l’instrument ont été mises à disposition de la collaboration. Toutes les analyses qui ont suivi cette étude tiennent compte de la focalisation dans chaque étape de l’analyse.

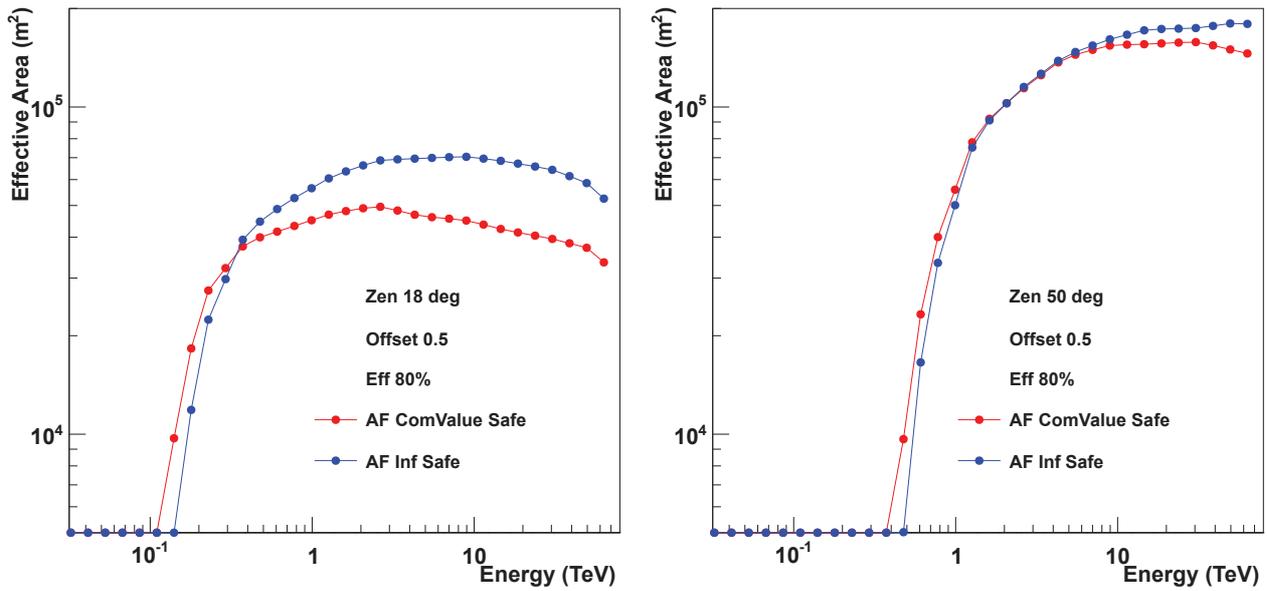


FIGURE 6.12 – Comparaisons des surfaces effectives de rayons γ focalisées à l'infini (bleu) et à 15 km de distance (rouge). Le cadre de gauche correspond à des simulations à 18° d'angle zénithal et 50° pour celui de droite.

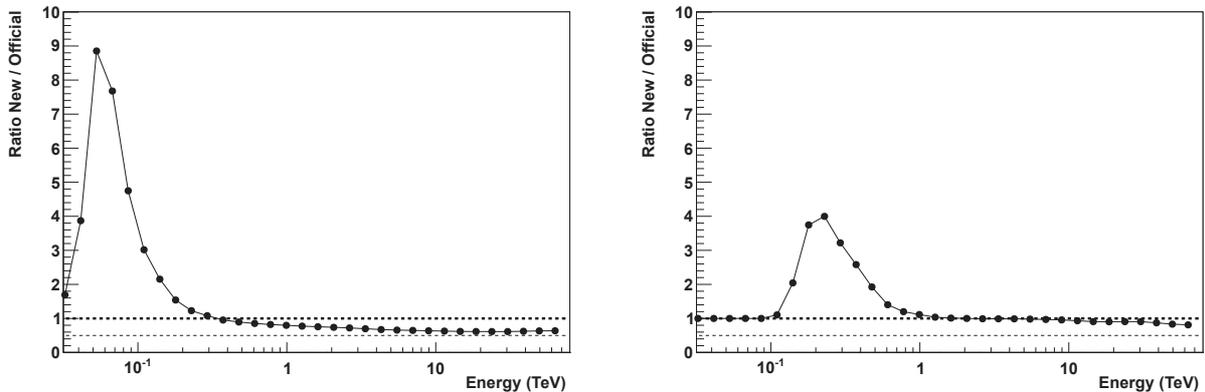


FIGURE 6.13 – Rapport des surfaces effectives de rayons γ focalisées à l'infini et à 15 km de distance montrées en figure 6.12. Le cadre de gauche correspond à des simulations à 18° d'angle zénithal et 50° pour celui de droite.

6.3 Analyses de sources tests

6.3.1 Effets sur l'efficacité et la distribution spatiale des évènements

L'impact des nouvelles tables et nouvelles *IRFs* sur l'analyse est détaillée dans la suite. PKS 2155–304 et PG 1553+113 ont été choisies comme sources de référence. Les résultats ont été obtenus avec l'analyse Model mono «safer cuts». La version des DST utilisée est la dernière version disponible à l'époque de cette étude : Prod4. Les observations utilisées correspondent

aux premiers résultats présentés en conférence d'été 2014 [60].

Le tableau 6.1 résume les résultats des analyses obtenus avec deux jeux de tables de redimensionnement, l'un supposant une focalisation à l'infini et l'autre à 15 km de distance. Dans ce dernier la *MSSG* est correctement redimensionnée (voir section 6.2.2), induisant une augmentation attendue du nombre d'évènements ON et OFF.

L'excès de rayons γ est augmenté pour les deux sources d'environ 16%, la significativité de ce signal est également augmentée. La distribution spatiale des évènements est comparable dans les deux cas. Ainsi aucun motif particulier n'apparaît dans le champ de vue, symptôme d'effets systématiques non contrôlés.

TABLE 6.1 – Résumé des résultats des analyses sur deux sources de référence avec deux jeux de tables de redimensionnement. Les deux colonnes de droite représentent la distribution spatiale de significativité.

Source	Focalisation	ON	OFF	rayon γ	σ	S/B	Moyenne de σ	Ecart-type de σ
PKS 2155–304	Infini	18111	97190	3877	29.0	0.3	0.001	1.21
	15 km dist.	22848	125021	4509	29.8	0.2	0.029	1.25
PG 1553+113	Infini	9198	33495	2499	26.1	0.4	0.003	0.92
	15 km dist.	11173	41407	2891	27.3	0.3	0.002	0.93

6.3.2 Effets spectraux

L'introduction du système de focalisation dans les simulations permet une meilleure connaissance des instruments et la production de nouvelles *IRFs*. Les figures 6.14 et 6.15 montrent les spectres de PKS 2155–304 et PG 1553+113 obtenus avec deux jeux d'*IRFs*, l'un supposant une focalisation à l'infini (bleu) et l'autre à 15 km de distance (rouge). Les spectres de chaque source sont comparables en indices et normalisations. Cependant, une réduction significative des seuils en énergies est visible dans les deux cas : $\sim 26\%$ pour PKS 2155–304 et $\sim 10\%$ pour PG 1553+113.

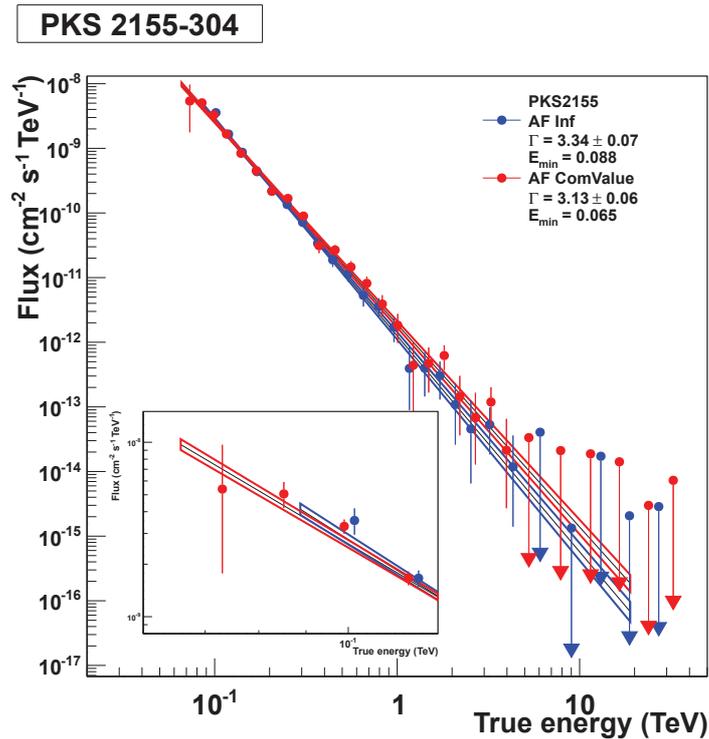


FIGURE 6.14 – Comparaison entre les spectres reconstruits de PKS 2155–304 en utilisant les *IRFs* avec une focalisation à l’infini (bleu) et à 15 km de distance (rouge). Les paramètres spectraux sont indiqués sur la figure.

Résumé intermédiaire

Les sections précédentes ont montré que la mise en place du système de focalisation a des effets importants sur les données de H.E.S.S. II. L’analyse des simulations Monte Carlo a montré que les images étaient, comme attendu, plus piquées lors d’une focalisation à 15 km de distance. Cela entraîne un biais en énergie systématique, ainsi qu’une modification des distributions des variables discriminantes. Ces effets ont été pris en compte dans de nouvelles simulations décrivant correctement CT5 ainsi que les conditions d’observation. De nouvelles tables de redimensionnement des variables ainsi que de nouvelles *IRFs* ont été produites. Les nouvelles tables de redimensionnement permettent d’obtenir les bonnes distributions des variables, présentant un très bon accord entre les simulations et les données, mais également d’augmenter l’efficacité de l’analyse d’environ $\sim 16\%$. Aussi, un gain de surface effective d’un facteur ~ 9 à 50 GeV est obtenu grâce à la focalisation. Cela entraîne une baisse du seuil en énergie de $\sim 26\%$ pour l’analyse de PKS 2155–304.

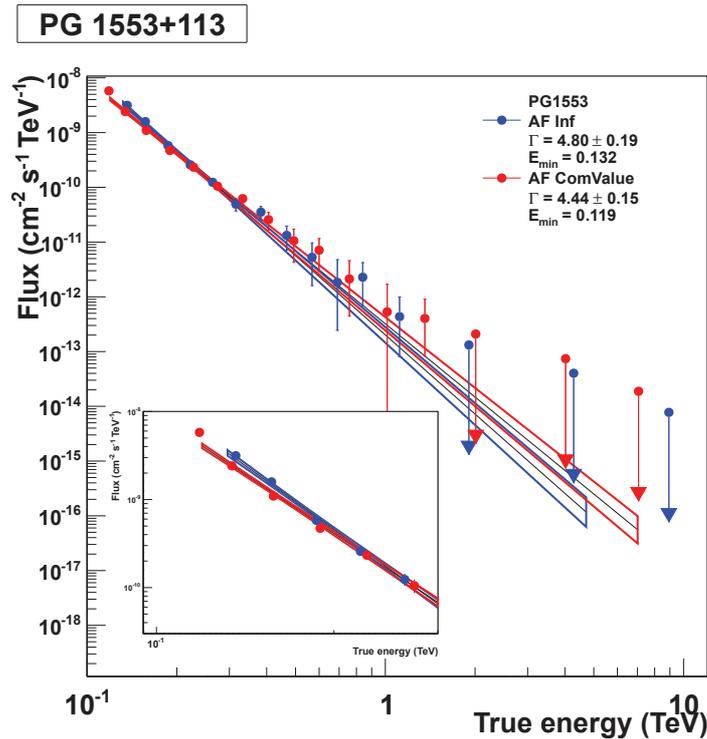


FIGURE 6.15 – Comparaison entre les spectres reconstruits de PG 1553+113 en utilisant les *IRFs* avec une focalisation à l’infini (bleu) et à 15 km de distance (rouge). Les paramètres spectraux sont indiqués sur la figure.

6.4 Proposition d'une focalisation optimisée

6.4.1 Effets de la focalisation sur les évènements de fond

Les sections précédentes ont montré les effets de la focalisation sur la reconstruction des rayons γ . Des effets similaires sont attendus sur les évènements de fond dus aux rayons cosmiques. Ainsi la focalisation peut jouer un rôle dans la réjection du fond.

Pour évaluer l'influence de la focalisation sur les distributions de fond, deux séries d'observation ont été prises en avril 2014. Les observations ont été prises en faisant varier la focalisation d'une observation à l'autre mais avec une position du télescope fixe pour maintenir le même angle zénithal durant toute la prise de données. Le champ de vue choisi est dépourvu de sources de rayons γ connues.

Le numéro d'observation et l'altitude focalisée correspondante sont résumés dans le tableau 6.2. Les observations ont été prises avec seulement CT5. La position et le champ de vue des observations sont montrés dans la figure 6.16. Les sources détectées au TeV, du catalogue «TeVcat» sont représentées par les points rouges [177]. Les observations utilisées pour la détermination des distributions de fond à différentes focalisations sont a priori exemptes de rayons γ . Les évènements enregistrés correspondent au fond dû aux rayons cosmiques.

Dans la suite, la focalisation sera exprimée en altitude et non plus en distance par rapport au télescope. Cette grandeur est plus pratique puisqu'elle correspond au premier ordre à la

position réelle des gerbes dans l'atmosphère.

TABLE 6.2 – Résumé des observations menées à différentes focalisations.

Date	Angle zénithal	Numéro	Altitude focalisée
26/04/2014	0°	93181	7.5 km
		93186	10 km
		93188	12.5 km
		93190	15 km
		93192	17.5 km
		93194	20 km
		93184	Infini
27/04/2014	50°	93231	5.5 km
		93232	7.5 km
		93218	10 km
		93220	12.5 km
		93223	15 km
		93225	17.5 km
		93227	20 km
		93229	Infini

Le premier effet du système de focalisation sur les données est la variation du taux de déclenchement. La figure 6.17 montre l'évolution du taux de déclenchement en fonction de l'altitude focalisée. Pour comparaison, le taux de déclenchement enregistré au zénith, dans les mêmes conditions mais à des périodes différentes est aussi indiqué. L'évolution en fonction de l'altitude focalisée est douce et reproductible. Les variations, pour une même focalisation, entre différentes périodes d'acquisition s'expliquent par la qualité de l'atmosphère. On observe que le taux de déclenchement varie de quelques pourcents en fonction de la qualité de transparence de l'air. Ces variations de taux de déclenchement apparaissent entre deux périodes de l'année (avril et octobre) mais aussi, avec le même ordre de grandeur, entre deux nuits consécutives. La figure 6.18 montre l'évolution relative du taux de déclenchement par rapport à une focalisation à l'infini. Le gain maximal enregistré au zénith est de $\sim 25\%$ et $\sim 17\%$ à 50° . Ces variations, au cours d'une même nuit, sont plus importantes et ne peuvent être associées à des variations atmosphériques. Elles sont dues à la focalisation des images augmentant la probabilité de détection des gerbes atmosphériques. Les fluctuations de qualité de l'air sont intégrées dans les erreurs systématiques appliquées en fin d'analyse.

L'évolution du taux de déclenchement est similaire au zénith et à 50° d'angle zénithal, et comparable à ce qui est observé pour les rayons γ dans les simulations Monte Carlo. Cependant, pour le fond, le maximum semble se situer à plus basse altitude autour de 7.5 km. Les gerbes de hadrons se développant en moyenne plus profondément dans l'atmosphère, ce décalage du maximum semble raisonnable. Les caractéristiques instrumentales ne permettent pas d'atteindre 5.5 km au zénith et ainsi évaluer la position du pic de taux de déclenchement telle qu'on l'observe

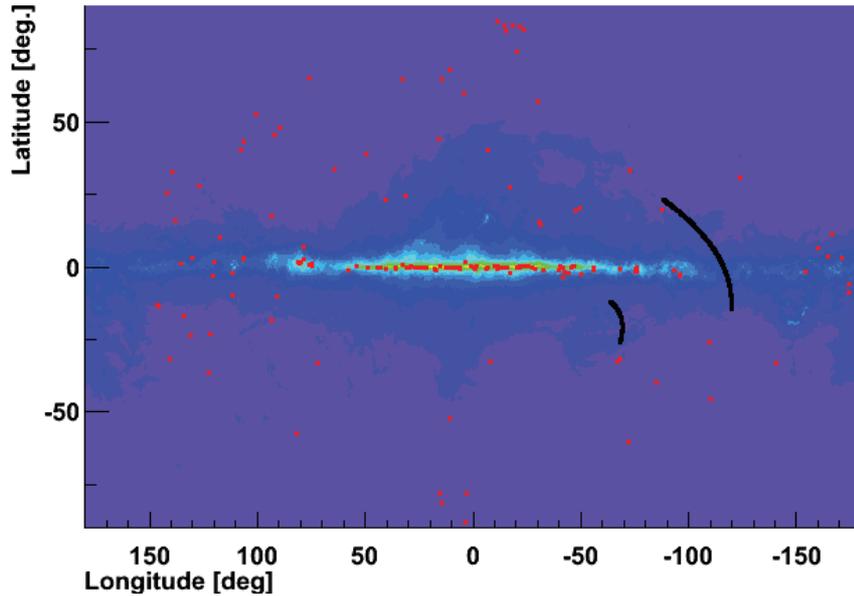


FIGURE 6.16 – Carte du rayonnement γ observé par *Fermi*-LAT dans des unités arbitraires. Les cercles noirs représentent la position et le champ de vue dans le ciel des observations décrites dans le tableau 6.2. Les points rouges correspondent aux sources détectées au TeV tous instruments confondus [177].

à 50° . La différence de la position du maximum de taux de déclenchement du fond et des rayons γ permet d'espérer une position optimale de la focalisation pour avoir le meilleur compromis entre réjection du fond et efficacité γ .

6.4.2 Optimisation de la focalisation

Afin d'évaluer l'intérêt de la focalisation dans la réjection du fond, les observations décrites dans le tableau 6.2 ont été analysées. Des simulations de rayons γ ont été produites avec les mêmes conditions d'observation (focalisation, angle zénithal, efficacité optique ...). Les données et les simulations ont été analysées avec l'analyse Model mono version *Prod4*.

Dans la section 6.2.1, le décalage et l'élargissement dus à la focalisation notamment de la *MSSG* ont été observés. Dans la section suivante il a été montré que le floutage des images pouvait être pris en compte correctement et les distributions des variables ainsi obtenues avaient les formes attendues. Les tables utilisées dans ce processus sont calculées à partir de spectres de rayons γ . Le coût en temps de calcul afin de générer toutes les simulations, nécessaires pour chaque valeur de focalisation et d'angles zénithaux, est trop important. Le redimensionnement des variables a donc été fait pendant l'analyse à partir des distributions des simulations Monte Carlo. Ce même redimensionnement est aussi appliqué sur les distributions des événements de fond obtenues dans les données et correspondant aux mêmes conditions d'observation.

Les analyses de H.E.S.S. II sont en cours d'évolution et d'optimisation. Afin de s'affranchir des erreurs systématiques des analyses encore mal comprises, les coupures «safer cuts» ont été

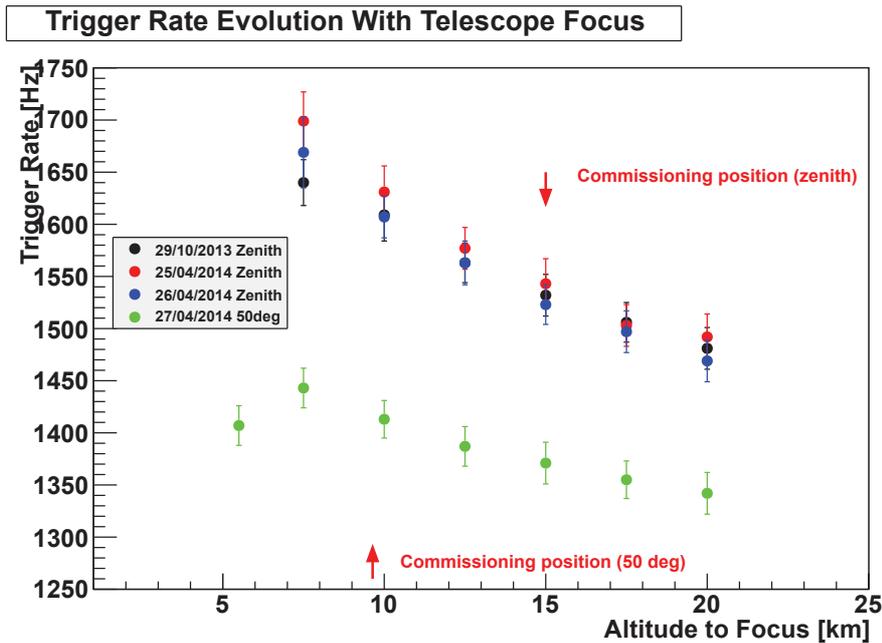


FIGURE 6.17 – Evolution du taux de déclenchement de CT5 en mode mono télescope en fonction de l'altitude focalisée. Les points noirs, bleus et rouges correspondent à des acquisitions réalisées au zénith durant 3 jours différents (indiqués dans la légende). Les points verts correspondent à une acquisition à 50° d'angle zénithal.

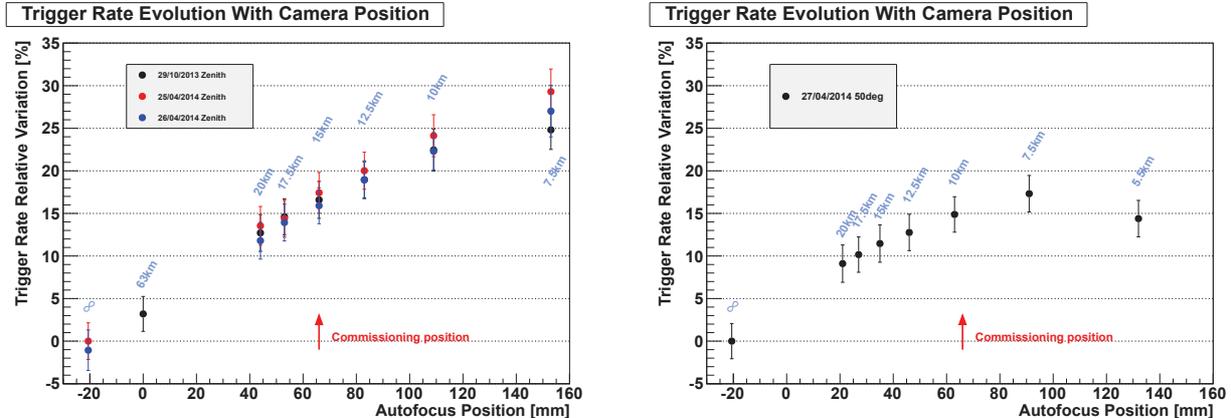


FIGURE 6.18 – Evolution relative du taux de déclenchement par rapport à une focalisation à l'infini en fonction de la position de la caméra. L'altitude focalisée est indiquée pour chaque valeur de position de la caméra. La flèche rouge indique la position de la caméra lors de la prise de données actuellement. *Gauche* : au zénith. *Droite* : à 50° .

appliquées. Cela permet de s'assurer une bonne qualité d'analyse afin d'évaluer les effets de la focalisation dans les résultats.

Afin de comparer les données et les Monte Carlo avec la même acceptance, les événements avec la même distance au centre de la caméra ont été sélectionnés. Ainsi les événements avec $0.25^\circ < \theta < 0.75^\circ$ pour les données ont été conservés et des simulations avec un décalage de

pointé de 0.5° ont été utilisées.

La section 6.2.3 détaille l'influence de la focalisation sur les *IRFs* de CT5. Les surfaces effectives de chaque observation ont été calculées pour différentes énergies :

$$Eff_{Area} = \frac{N_{ON}}{N_{simu}} A_{simu}$$

Où A_{simu} est la surface sur laquelle les pieds de gerbes sont tirés aléatoirement, N_{simu} est le nombre d'évènements simulés, ces deux paramètres dépendent de l'énergie, et N_{ON} est le nombre d'évènements en fin d'analyse.

Les énergies simulées sont : 50, 80, 125, 200, 300, 500, 800 GeV. La borne inférieure est due au manque de statistique, et la borne supérieure a été choisie pour étudier les évènements mono télescope.

Un spectre en loi de puissance avec une normalisation à 1 TeV arbitraire et d'indice $\Gamma = 3$ a été choisi. Le nombre attendu de rayons γ est estimé de deux façons :

- Pour quantifier l'effet de la focalisation à basse énergie, le nombre d'évènements attendus à 80 GeV et 200 GeV, pour un angle zénithal de 0° et 50° respectivement, est calculé à partir de l'acceptance calculée précédemment à cette énergie.
- Pour voir l'effet sur un spectre, le nombre total d'évènements entre 80 et 500 GeV (125 et 800 GeV) au zénith (à 50°), sommés à chaque énergie fixe.

La figure 6.19 montre le nombre de rayons γ obtenus en fin d'analyse en fonction de l'altitude focalisée et normalisé par celui obtenu à la focalisation actuelle. Cette dernière a été déterminée lors de la phase de mise en service de l'instrument à 15 km de distance. La position de la caméra est fixe, donc l'altitude focalisée dépend de l'angle zénithal (voir figure 6.18 et 6.18). Les points rouges correspondent à la gamme d'énergie intégrée et les noirs à l'énergie fixe décrite au dessus, à gauche au zénith et à droite à 50° . Un gain de $\sim 6\%$ de rayons γ au zénith à 80 GeV est obtenu avec une focalisation à 12.5 km. A 50° la focalisation ne permet pas de gagner en sensibilité γ . Les effets sur la gamme en énergie sont plus faibles, montrant que l'intérêt de l'optimisation de la focalisation réside à basse énergie. Cela peut être intéressant pour certains types d'analyse cherchant à baisser au maximum le seuil en énergie, comme la recherche d'émission pulsée des pulsars par exemple.

Les observations de fond ont été analysées avec les mêmes coupures que les simulations. La figure 6.20 montre le nombre de rayons γ obtenu à partir des simulations en fonction du nombre d'évènements OFF observé pour chaque focalisation. Le point rouge correspond à la focalisation actuelle. Une focalisation à 12.5 km au zénith permet à la fois un gain du nombre de rayons γ et également une baisse du nombre d'évènements OFF. Cette position permettrait d'augmenter de quelques pourcents le nombre de rayons γ (entre 80 et 500 GeV) et de baisser de $\sim 7\%$ le nombre d'évènements OFF en fin d'analyse. Ces résultats sont obtenus au zénith.

La même étude à 80 GeV montre le même gain sur les évènements OFF ($\sim 7\%$) mais avec une sensibilité γ accrue de $\sim 6\%$ à l'altitude focalisée de 12.5 km. La même analyse a été réalisée à 50° . La focalisation a peu d'influence entre 12.5 et 20 km à cet angle zénithal. Un léger changement de l'altitude focalisée a un impact significatif uniquement proche du zénith.

L'évolution du taux de déclenchement du OFF au zénith augmente avec la baisse de l'altitude focalisée. Hors à 7.5 km, le nombre d'évènements OFF est inférieur de $\sim 15\%$ par rapport à

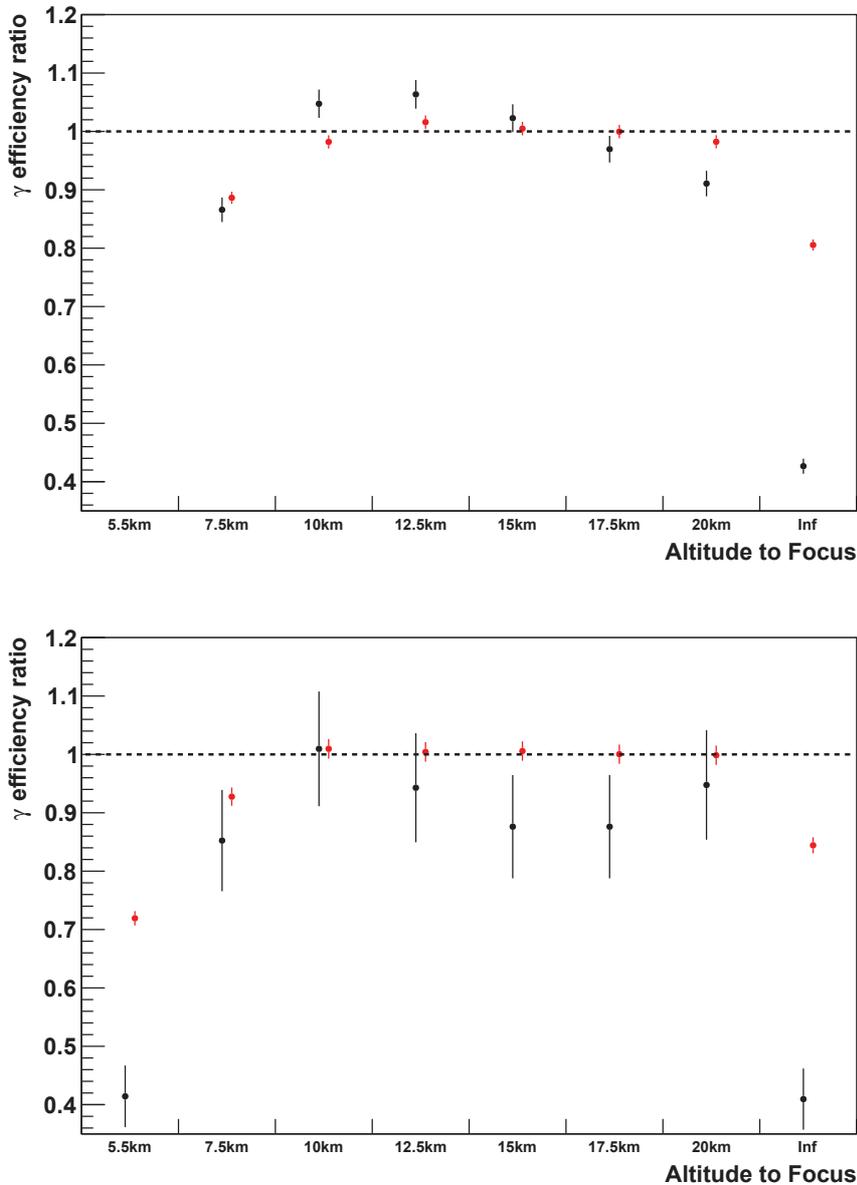


FIGURE 6.19 – Efficacité γ normalisée par l'efficacité à la focalisation actuelle en fonction de l'altitude focalisée. Les points noirs sont pour une énergie fixe et les points rouges pour une gamme d'énergies. *Haut* : Simulations réalisées au zénith (points noirs : $E=80$ GeV ; points rouges : $E=80-500$ GeV). *Bas* : Simulations réalisées à 50° d'angle zénithal (points noirs : $E=200$ GeV ; points rouges : $E=125-500$ GeV).

12.5 km. Cela montre que la meilleure focalisation des images permet de révéler des structures permettant de les distinguer des événements γ et de les rejeter durant l'analyse. Cet effet est visible aussi à basse énergie. La conséquence est que malgré le plus faible nombre de rayons γ la significativité du signal est augmentée. Cela peut être intéressant pour la détection de sources.

Une focalisation à une altitude de 12.5 km est donc proposée pour tous les angles zénithaux.

Elle permettrait d'augmenter le nombre de rayons γ en fin d'analyse et de baisser le niveau de fond, augmentant ainsi sensiblement la sensibilité de l'instrument.

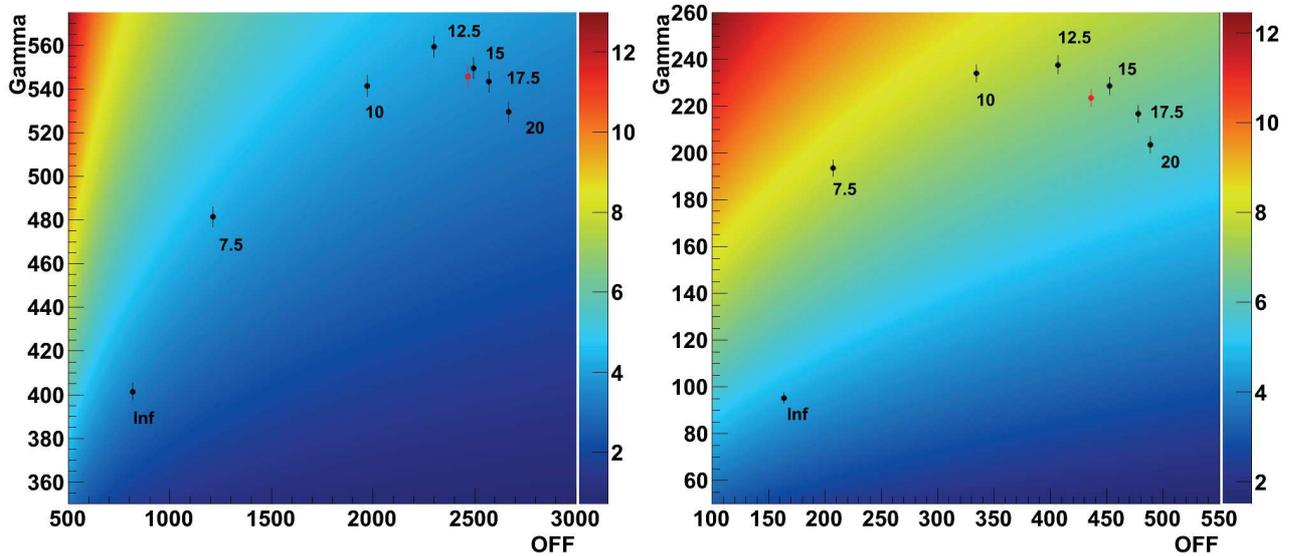


FIGURE 6.20 – Nombre de rayons γ en fonction du nombre d'évènements OFF obtenu dans les données. La valeur de la focalisation est indiquée pour chaque point. L'échelle de couleur correspond à la significativité du signal (en supposant $\alpha=1$). Les simulations Monte Carlo et les observations ont été réalisées au zénith. Le point rouge correspond à la focalisation actuelle. *Gauche* : Les évènements ont été intégrés entre 80 et 500 GeV. *Droite* : Les évènements correspondent à une énergie de 80 GeV.

Une étude de la résolution angulaire de l'analyse en fonction de la focalisation est réalisée aux deux angles zénithaux. La figure 6.21 montre la résolution angulaire pour chaque énergie et altitude focalisée. La résolution est normalisée par la valeur obtenue à la focalisation actuelle. Entre 10 et 15 km, la résolution angulaire varie très peu. La nouvelle focalisation n'aura aucun effet sur la reconstruction directionnelle des rayons γ . La focalisation à l'infini entraîne au zénith un floutage important des images qui introduit une erreur directionnelle non négligeable. Le même effet est constaté avec une focalisation à très basse altitude à 50° .

L'altitude optimisée est 12.5 km pour tous les angles zénithaux. La figure 6.22 montre l'altitude focalisée en fonction de l'angle zénithal. La courbe en pointillés montre l'altitude focalisée actuelle et la courbe pleine celle proposée.

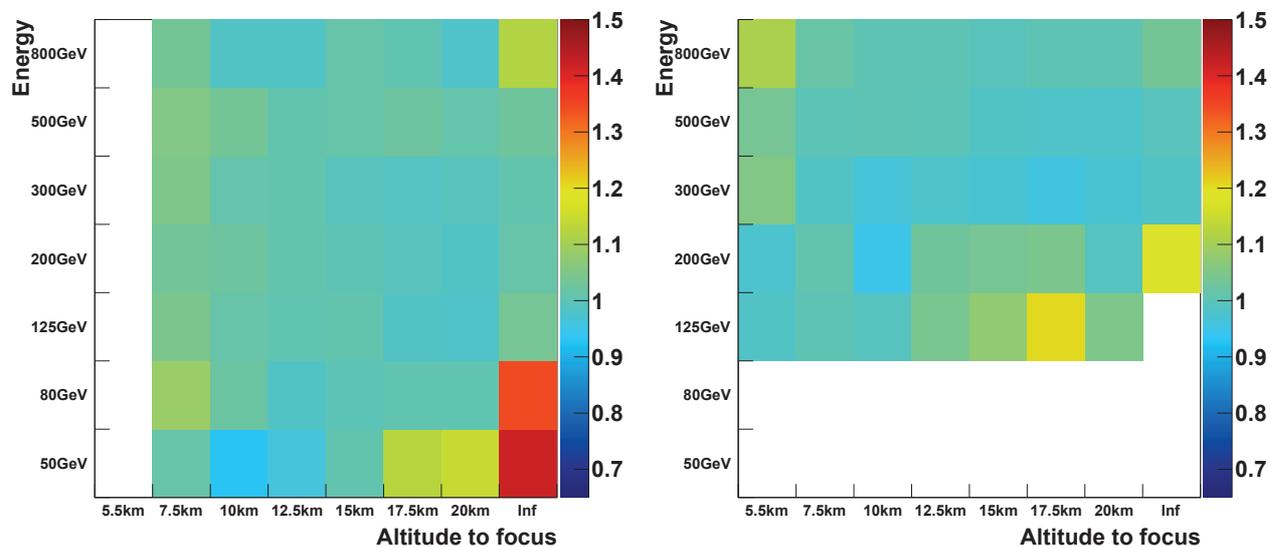


FIGURE 6.21 – Résolution angulaire de simulations Monte Carlo entre 50 et 800 GeV, normalisée par la valeur obtenue à la focalisation ComValue, en fonction de l'altitude focalisée et de l'énergie. *Gauche* : au zénith. *Droite* : à 50°.

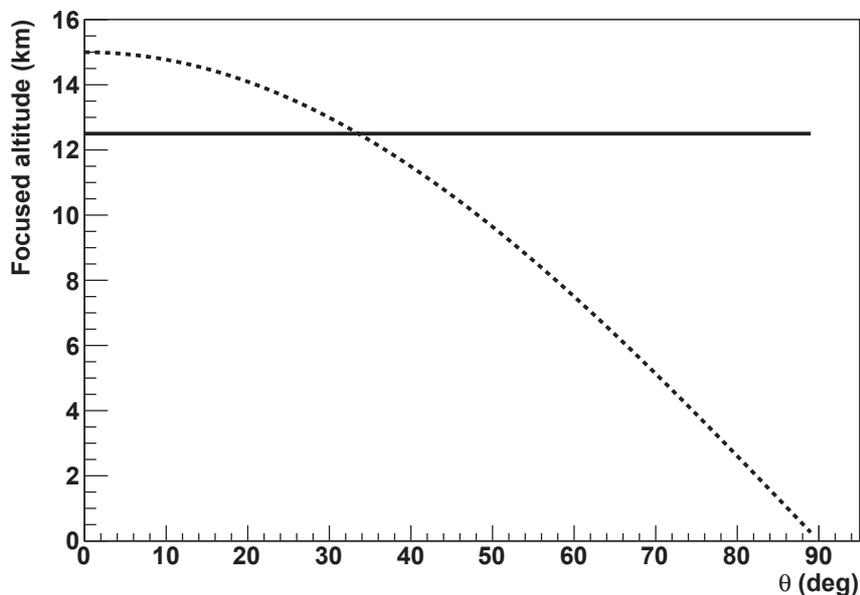


FIGURE 6.22 – Altitude focalisée en fonction de l'angle zénithal. La courbe en pointillés correspond à la focalisation actuelle, celle en trait plein est l'altitude optimisée proposée.

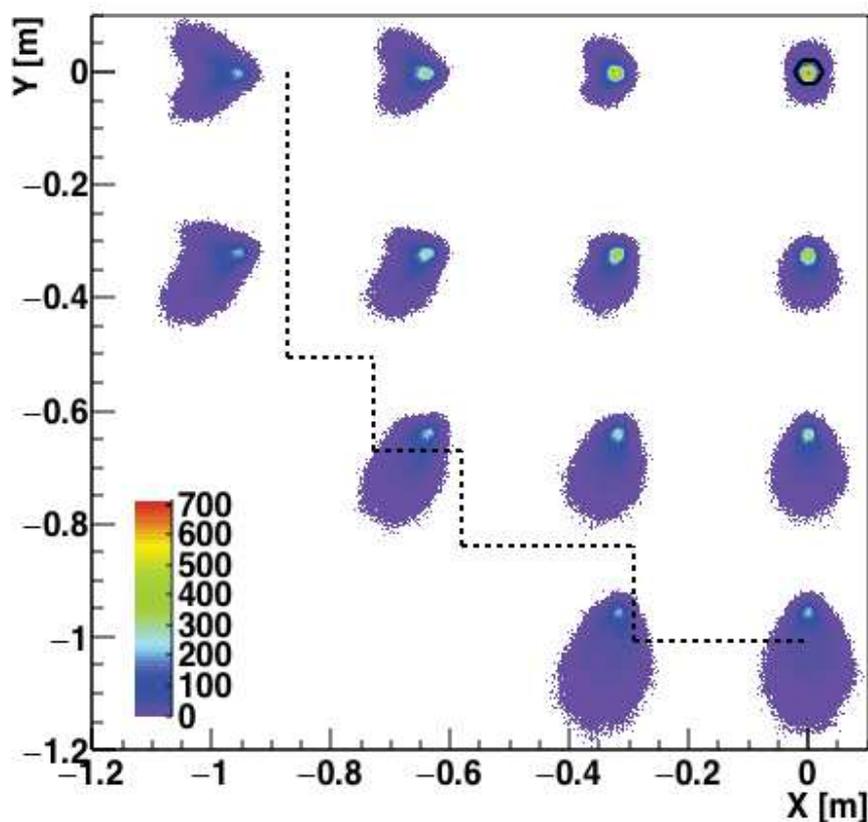


FIGURE 6.23 – Fonction d'étalement d'une source ponctuelle (PSF) de la surface réfléchissante de CT5 pour différents décalages hors axes. Les limites de la caméra sont indiquées en ligne pointillée. La taille d'un pixel de la caméra est montrée par l'hexagone sur l'axe optique. L'axe de rotation de la surface réfléchissante est le long de la direction X.

6.5 Effets de la focalisation et des aberrations optiques

Une piste d'amélioration de l'analyse semi-analytique est de prendre en compte les effets de la focalisation directement dans la procédure d'ajustement des modèles. Pour cela, la distance d'émission des photons Tcherenkov par rapport au télescope durant le développement de la gerbe doit être pris en compte proprement. Malheureusement la focalisation n'est pas le seul effet perturbant la forme de l'image arrivant sur la caméra. La surface réfléchissante du télescope crée des aberrations optiques déformant l'image. Cet effet est particulièrement important à grand décalage de pointé correspondant au bord de la caméra. Ces deux effets sont liés entre eux et ne peuvent être traités séparément.

Ces aberrations sont plus importantes pour H.E.S.S. II dû au choix de construction de la surface réfléchissante. Le montage Davis-Cotton des petits télescopes permet de réduire ces aberrations. Pour H.E.S.S. II, qui a une monture parabolique, leur prise en compte est inévitable.

Une simulation des optiques de CT5 a été développée pour tester l'impact de la position du

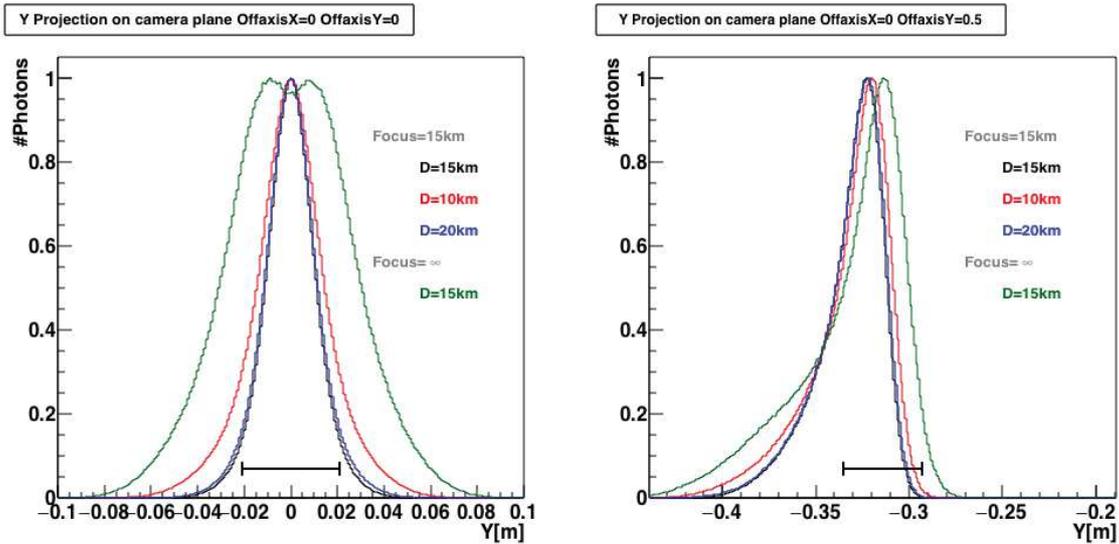


FIGURE 6.24 – Projection de la PSF pour différents angles hors axe. *Gauche* : sur l'axe, *Droite* : 0.5° . La courbe verte est obtenue en focalisant à l'infini une source ponctuelle située à 15 km de distance. Les courbes noire, rouge et bleue sont obtenues en focalisant à 15 km une source ponctuelle située à 15 km, 10 km et 20 km de distance respectivement. La largeur d'un pixel est indiquée par la ligne noire horizontale.

système de focalisation et de sa relation avec les aberrations optiques produites par la surface réfléchissante. Une surface segmentée avec les mêmes caractéristiques que les miroirs de CT5 a été simulée. Elle comprend la PSF intrinsèque de chaque miroir, correspondant à un rayon à 80% de 0.33 mrad comme observé en utilisant des étoiles brillantes. La figure 6.23 montre la PSF de la surface réfléchissante pour un décalage hors axe variant de 0° à 1.5° par pas de 0.5° sur les deux axes. La PSF intrinsèque des miroirs est visible dans le coin en haut à droite par la tâche sur l'axe. Sur l'axe optique la largeur de la tâche est due à la PSF intrinsèque de chaque miroir combinée à leur disposition. Les miroirs ont une courbure sphérique sur une monture parabolique. Lorsque le décalage hors axe est important les aberrations dues à la monture parabolique apparaissent et dominent l'élargissement de la PSF. L'asymétrie entre les directions X et Y lors d'un décalage hors axe est due à la forme rectangulaire de la surface réfléchissante (voir figure 2.12).

Les figures 6.24 et 6.25 montrent la projection le long de l'axe Y de la PSF simulée sur l'axe optique et pour des décalages hors axe de 0.5° , 1° et 1.5° . Sur l'axe optique, les effets de la focalisation sont visibles. Une focalisation à l'infini (courbe verte) élargit significativement la largeur de la PSF d'une source ponctuelle à 15 km de distance comparé à une focalisation à 15 km (courbe noire). Cet élargissement explique la modification des images des événements de gerbes simulées à différentes focalisations (cf. figures 6.1 et 6.2). La surface réfléchissante, de par sa forme asymétrique, a une profondeur de champ asymétrique. Cet effet est visible en faisant varier la distance d'une source ponctuelle avec une focalisation à 15 km. Il y a très peu de variation de la PSF d'une source à 20 km (courbe bleue) alors qu'elle est plus large pour une source à 10 km (courbe rouge). Toutefois, ces variations sont faibles comparées à la largeur intrinsèque de la PSF des miroirs. Une variation de la focalisation de quelques kilomètres autour de la

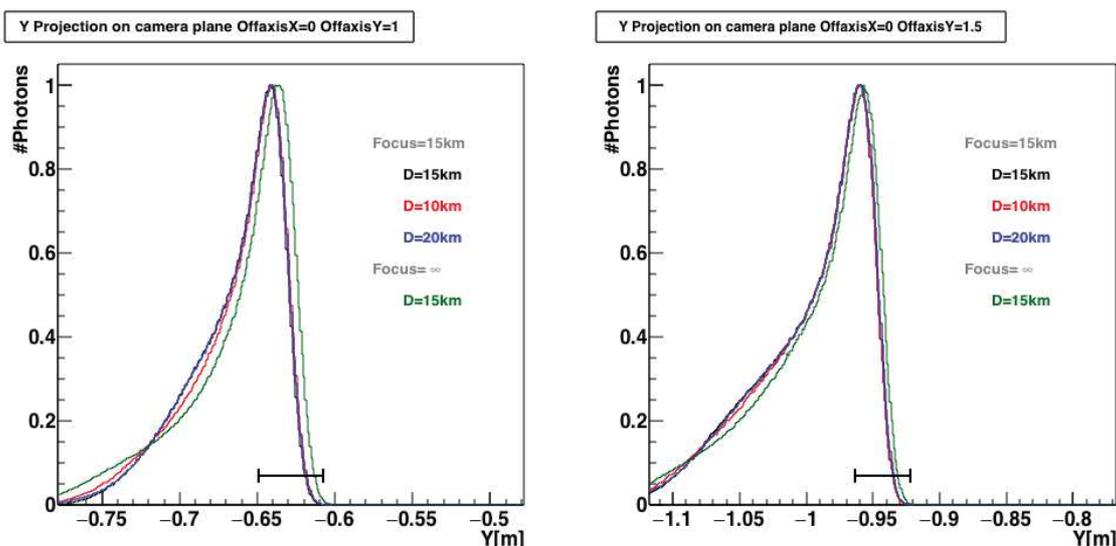


FIGURE 6.25 – Projection de la PSF pour différents angles hors axe. *Gauche* : 1° , *Droite* : 1.5° . La courbe verte est obtenue en focalisant à l’infini une source ponctuelle située à 15 km de distance. Les courbes noire, rouge et bleue sont obtenues en focalisant à 15 km une source ponctuelle située à 15 km, 10 km et 20 km de distance respectivement. La largeur d’un pixel est indiquée par la ligne noire horizontale.

distance de la source a peu d’influence sur le résultat final et permet d’expliquer l’évolution relativement stable du taux de déclenchement de rayons γ autour de la valeur maximale en fonction de l’altitude focalisée, vue en section 6.1.2.

Lors d’un décalage hors axe, les aberrations optiques se manifestent par l’asymétrie de la projection de la PSF autour du maximum. L’impact de la focalisation est visible par le décalage de ce maximum. La modification de la forme de la PSF par la focalisation n’apparaît qu’à petit décalage hors axes. Lorsqu’il est trop important les aberrations optiques dominent les effets de la profondeur de champ finie.

Cette domination des aberrations optiques sur la forme de la PSF ne peut être négligée dans l’amélioration de l’analyse Model. Pour le moment, la génération des modèles d’images se base sur une focalisation parfaite (profondeur de champ infinie). Inclure la focalisation dans la génération des modèles implique d’appliquer un floutage dépendant de la distance d’émission de la lumière par rapport à la distance focalisée. Les figures 6.24 et 6.25 montrent que dans un intervalle de quelques kilomètres la focalisation ne génère pas de floutage en plus des aberrations optiques. L’implémentation de la focalisation dans l’analyse semi analytique sans prendre en compte les aberrations optiques est peu judicieux. La création de modèles d’images de gerbes de rayons γ correspondant au plus proche des données ne peut se faire qu’en prenant en compte à la fois la focalisation et les aberrations optiques.

Résumé du chapitre

Ce chapitre étudie les effets du système de focalisation du cinquième télescope sur les données de H.E.S.S..

L'étude de simulations Monte Carlo a révélé que :

- Le taux de déclenchement des rayons γ est augmenté de $\sim 8\%$ à 50 GeV au zénith.
- Un biais en énergie systématique est introduit, $\sim 10\%$ à 50 GeV. Ce biais est dû au désaccord entre le modèle et l'image réelle. La résolution en énergie est globalement similaire.
- Les variables discriminantes subissent d'importantes modifications entraînant une perte d'efficacité de l'analyse.
- Le décalage de la *MSSG* est visible dans les données observées avec une focalisation à une distance de 15 km.

Ces effets ont été pris en compte par la production de simulations avec la focalisation réelle de l'instrument :

- L'accord entre les données et les simulations Monte Carlo est très bon et la forme des distributions correspond à celle attendue.
- La surface effective est considérablement modifiée. Un gain d'un facteur 9 est observé à 50 GeV à 18° d'angle zénithal.

Deux sources tests ont été analysées en tenant compte de cette nouvelle description de l'instrument dans les simulations :

- Le redimensionnement des variables entraîne une augmentation du nombre de rayons γ de 16% en fin d'analyse.
- La reconstruction spectrale est comparable, et le seuil en énergie est réduit de $\sim 26\%$ pour PKS 2155–304.

L'analyse des données prises à différentes focalisations et leurs comparaisons avec les simulations ont montré que :

- La valeur maximale du taux de déclenchement du fond en fonction de l'altitude focalisée est légèrement décalée par rapport à celle des rayons γ (~ 7.5 km pour le fond contre $\sim 12.5 - 15$ km pour les rayons γ).
- La focalisation actuelle est une valeur raisonnable mais peut être optimisée.
- L'altitude optimale est 12.5 km pour tous les angles zénithaux. Elle permet, au zénith, d'augmenter de $\sim 6\%$ le nombre de rayons γ et de baisser de 7% le nombre d'événements OFF en fin d'analyse.

La prise en compte des aberrations optiques de la surface réfléchissante de CT5 est nécessaire pour l'amélioration de la reconstruction des événements. Une variation de quelques kilomètres de l'altitude focalisée engendre peu de variations de la PSF comparée à l'étalement de celle-ci due aux aberrations, en particulier à grand angle hors axe. La prise en compte à la fois de la focalisation et des aberrations optiques dans l'analyse Model est requise.

Troisième partie

Etude du rayonnement γ de vestiges de supernova

7

L'intérêt des vestiges de supernova en interaction

Sommaire

7.1	Les vestiges de supernova isolés	148
7.1.1	Le cas historique de RX J1713.7–3946	148
7.1.2	Généralisation de l'émission γ des coquilles?	149
7.2	Les vestiges de supernova en interaction	150
7.2.1	Les traceurs de la densité du milieu	150
7.2.2	Les traceurs d'interaction	151
7.2.3	Estimation de la distance des associations	154
7.3	De telles associations vues en rayons γ	154
7.3.1	Une forme spectrale différente?	155
7.3.2	La signature des hadrons accélérés	156
7.3.3	Des questions en suspens	157
7.4	Les analyses présentées dans les chapitres suivants	158

7.1 Les vestiges de supernova isolés

L'expérience H.E.S.S. a détecté de nombreuses sources dans le plan galactique. Ces sources sont d'origines diverses. Parmi elles, les vestiges de supernova sont les candidats privilégiés pour expliquer le flux de rayons cosmiques observé sur Terre jusqu'à $\sim 10^{15}$ eV. La morphologie des vestiges s'apparente à une coquille lorsqu'ils se développent dans un milieu relativement homogène et peu dense. Plusieurs vestiges en forme de coquille ont été observés par H.E.S.S. et l'efficacité d'accélération de rayons cosmiques par ces objets a été étudiée.

7.1.1 Le cas historique de RX J1713.7–3946

RX J1713.7–3946 est un cas particulier puisque la morphologie de coquille est également observée au TeV [20]. La figure 7.1 (à gauche) montre la carte de rayons γ observés par H.E.S.S. de ce vestige [94]. La topologie correspond à l'émission d'une coquille avec une émission intense sur les bords et moindre au centre du vestige. L'émission détectée n'est pas symétrique et une émission plus forte au nord ouest suggère que le vestige se trouve dans un milieu avec un gradient de densité et/ou d'intensité du champ magnétique. L'âge et la distance de ce vestige font l'objet de discussions mais les observations en rayons X et l'association avec des textes Chinois relatant une «étoile invitée» nommée 393 AD [178]-[79], concordent sur un âge de ~ 1600 ans et une distance de ~ 1 kpc.

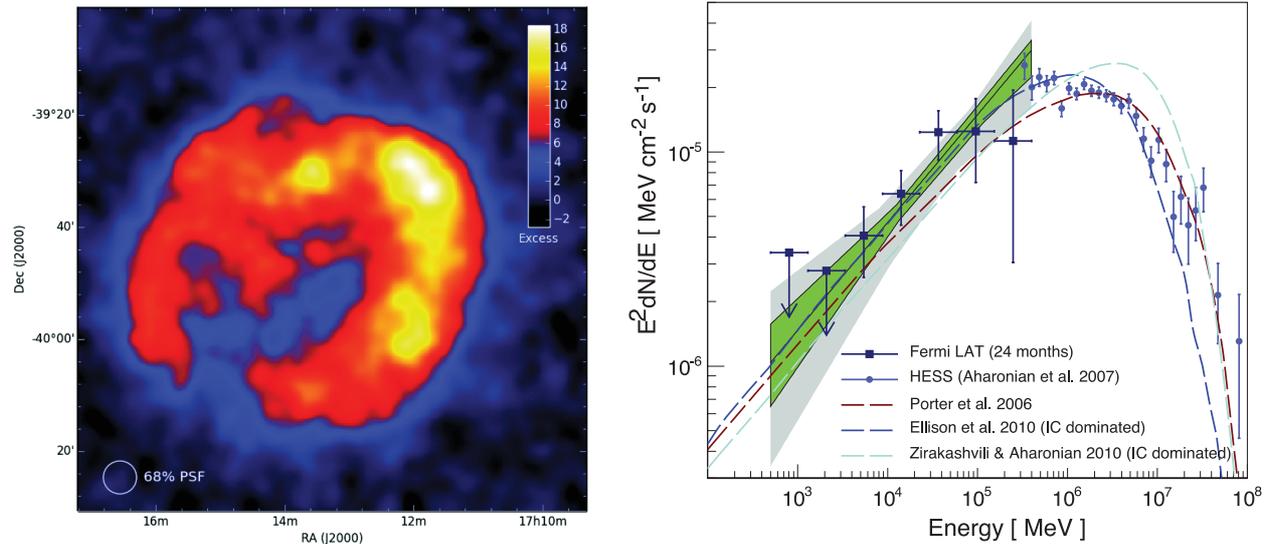


FIGURE 7.1 – *Gauche* : Carte d'excès de rayons γ observés par H.E.S.S. et lissée par la PSF [94]. La taille de la PSF est indiquée en bas à gauche. *Droite* : Distribution spectrale d'énergie de l'émission totale de RX J1713.7–3946 observée par H.E.S.S. et *Fermi*-LAT [2]. Les bandes vertes représentent respectivement les erreurs statistiques et systématiques de l'ajustement des données de *Fermi*-LAT en supposant une loi de puissance. Des modèles d'émission γ dominés par des processus leptoniques sont indiqués.

Le satellite *Fermi*-LAT a observé cette source, le flux au GeV est en bon accord avec celui à très haute énergie [2]. Le spectre obtenu par la sonde spatiale est $\Gamma_{HE} = 1.5 \pm 0.1$.

Un indice significativement plus mou a été observé par H.E.S.S., $\Gamma_{VHE} = 2.32 \pm 0.01$ [22]. Cette forme spectrale, associée à une forte émission non thermique en rayons X [163], est caractéristique d’une domination des processus leptoniques. En effet, l’émission inverse compton reproduit bien les données en rayons γ de *Fermi*-LAT et H.E.S.S. [2, 183]. La figure 7.1 (à droite) montre un exemple d’ajustement de modèle dominé par les processus leptonique. Les rayons γ semblent donc indiquer la présence d’une population d’électron accélérés au niveau de l’onde choc. L’absence de signature spectrale hadronique n’apporte cependant pas d’information sur l’efficacité d’accélération des hadrons, constituant dominant des rayons cosmiques.

7.1.2 Généralisation de l’émission γ des coquilles ?

RX J1713.7–3946 n’est pas le seul vestige de supernova avec une morphologie sphérique et dont une émission coïncidente a été détectée au TeV. Plusieurs autres candidats ont été observés et d’autres coquilles ont été mises en évidence au TeV par H.E.S.S., par exemple Vela Junior (aussi appelées RX J0852.0–4622) [23]. Pour d’autres vestiges comme SN 1006, l’émission au TeV n’est pas corrélée à l’intégralité de la coquille [14].

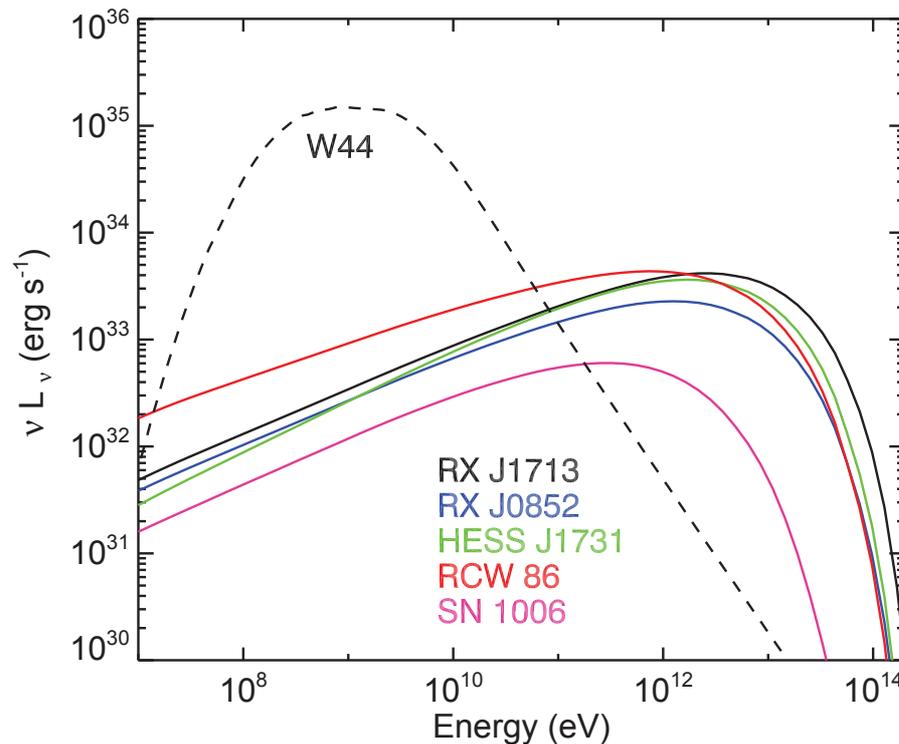


FIGURE 7.2 – Modélisation du rayonnement γ des vestiges de supernova en forme de coquille (lignes continues). La modélisation du rayonnement γ de W44 est montrée pour comparaison (ligne en tirets). Cette figure est extraite de [8].

Néanmoins, une étude récente regroupant les données et interprétations des coquilles dont une émission au TeV a été détectée (RX J1713.7–3946, RX J0852.0–4622, RCW 86, SN 1006,

et HESS J1731–347) montre un comportement similaire pour ces objets [8]. La figure 7.2 montre la modélisation du rayonnement γ pour ces coquilles. Leur forme spectrale est très semblable aux différences de normalisation près. La modélisation du spectre de W44 (vestige en interaction avec un nuage moléculaire) est ajoutée pour comparaison, qui sera discuté dans les sections suivantes. Les vestiges de supernova qui se propagent dans un milieu peu dense et avec peu d’inhomogénéité développent une morphologie sphérique. Le rayonnement γ de ces objets est généralement dominé par des processus leptoniques. L’accélération des hadrons par ces vestiges est probable mais l’émission γ résultant des collisions des rayons cosmiques avec le milieu ambiant est trop faible pour en apporter la confirmation.

Des modèles plus complexes peuvent expliquer l’origine du rayonnement γ observé en provenance des coquilles, par des processus hadroniques comme pour le cas de RX J1713.7–3946 [84]. Ces modèles supposent l’existence d’agrégats de matières condensées disséminés dans un milieu de même densité que le milieu interstellaire. La forte densité dans ces régions entraîne une augmentation locale du champ magnétique ce qui induit une plus forte diffraction des rayons cosmiques. Ce phénomène est plus fort pour les rayons cosmiques de basse énergie, donc le spectre de hadron à l’intérieur ne suit plus une loi de puissance comme celle produite par l’accélération de l’onde de choc du vestige de supernova. La sous-représentation des rayons cosmiques de basse énergie produit un spectre dur dans le domaine du GeV et mou dans le domaine du TeV, similaire au spectre observé.

Les coquilles sont des candidats particulièrement intéressants pour sonder le lieu de l’accélération des particules mais offrent peu de contraintes sur la nature et donc l’efficacité d’accélération des rayons cosmiques par les vestiges de supernova.

7.2 Les vestiges de supernova en interaction

La recherche de signatures spectrales des processus hadroniques dans l’émission γ est à privilégier en direction des vestiges de supernova se développant dans des milieux plus denses. L’augmentation de la quantité de matière fournit les cibles nécessaires à la production de pions neutres et donc de rayons γ . Ce type d’environnement est commun dans la galaxie puisque $\sim 10\%$ de la masse de la galaxie est sous forme de gaz (principalement d’hydrogène) et près de la moitié de cette masse se trouve dans des nuages ayant une densité de ~ 10 à $\sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$ et des masses pouvant dépasser les $10^6 M_{\odot}$. De plus, les supernovae sont dues à l’explosion d’étoiles massives qui sont nées au sein de nuages moléculaires. L’association de vestiges de supernova avec des nuages moléculaires est donc un phénomène relativement fréquent.

7.2.1 Les traceurs de la densité du milieu

La détection des nuages de matière dense se fait au travers de l’émission de raies moléculaires. Ces raies sont émises par changement d’état vibrationnel, rotationnel ou atomique des molécules constituant le nuage. L’émission des raies vibrationnelles et atomiques se situe à des longueurs d’onde où l’atmosphère est opaque. Les raies rotationnelles sont donc le plus couramment utilisées. De plus, la molécule H_2 de par sa nature diatomique d’un même élément n’émet pas de raie rotationnelle [152]. D’autres traceurs sont donc utilisés pour sonder la répartition de la matière interstellaire.

La température dans les nuages est suffisamment faible pour avoir une concentration non négligeable de molécules constituées d'éléments plus complexes que l'hydrogène. Deux d'entre elles sont particulièrement intéressantes : CO et CS.

La raie du $^{12}\text{CO}(J=1\rightarrow 0)$ à 115.3 GHz (2.6 mm) est la plus couramment utilisée. La très forte corrélation de l'intensité de la raie CO avec la masse des nuages moléculaires est montrée en figure 7.3. Cette émission est donc un bon traceur de l'hydrogène moléculaire [152]. Le peuplement des niveaux rotationnels du CO se fait par les chocs avec la molécule H_2 principalement. La densité de cette dernière agit proportionnellement sur l'intensité de la raie de ^{12}CO . La raie $^{12}\text{CO}(J=1\rightarrow 0)$ est très intense et arrive rapidement à saturation. Le nuage moléculaire devient, au delà de $\sim 100\text{cm}^{-3}$, optiquement épais. Les transitions des niveaux supérieurs, $^{12}\text{CO}(J=2\rightarrow 1)$ à 230.5 GHz et $^{12}\text{CO}(J=3\rightarrow 2)$ à 345.8 GHz, permettent de sonder des régions plus denses jusqu'à $\sim 10^3$ et $\sim 10^4\text{cm}^{-3}$ respectivement. De plus dans certains cas, l'utilisation de la raie $^{13}\text{CO}(J=1\rightarrow 0)$ à 110.201 GHz ou $\text{C}^{18}\text{O}(J=1\rightarrow 0)$ à 109.78 GHz, dont les abondances sont plus faibles permettent d'éviter la saturation.

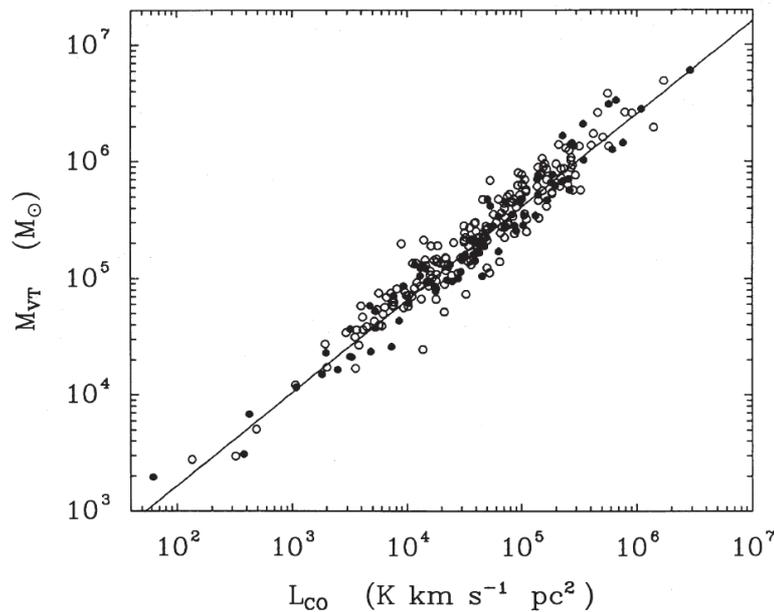


FIGURE 7.3 – Masse des nuages moléculaires déduite à partir du théorème du Viriel en fonction de l'intensité de la raie CO intégrée sur la surface du nuage. Cette figure est extraite de [152].

La raie de $^{12}\text{CS}(J=1\rightarrow 0)$ à 48.99 GHz permet également de sonder des densités supérieures à 10^3cm^{-3} . Les cartes de CS et de CO entrent notamment dans la production du modèle de fond γ diffus galactique utilisé pour l'analyse des données de *Fermi*-LAT.

7.2.2 Les traceurs d'interaction

Plusieurs traceurs permettent de s'assurer de l'interaction entre l'onde de choc du vestige et le nuage moléculaire. Les masers OH sont caractéristiques d'une telle interaction et cette émission a été observée en direction de toutes les sources étudiées dans cette thèse.

Les masers

L'occupation n_1 et n_2 de deux niveaux d'énergie E_1 et E_2 ($E_2 - E_1 = h\nu$) respectivement, d'une population d'atomes ou de molécules dépend de la température T du milieu, et des coefficients d'Einstein [152]. Le rapport de ces taux d'occupation suit la loi :

$$\frac{n_2 g_1}{n_1 g_2} = \exp\left(\frac{-h\nu}{kT}\right) < 1 \quad (7.1)$$

où g_1 et g_2 sont les poids statistiques des deux états. Cette relation est valable uniquement à l'équilibre thermodynamique. Dans ce cas, les populations satisfont la relation suivante :

$$\frac{n_1}{g_1} > \frac{n_2}{g_2} \quad (7.2)$$

Dans le cas où le milieu n'est pas à l'équilibre thermodynamique, et qu'un mécanisme induit le surpeuplement du niveau d'énergie E_2 ($> E_1$), la relation précédente s'inverse :

$$\frac{n_1}{g_1} < \frac{n_2}{g_2} \quad (7.3)$$

Ainsi, lorsque le pompage a lieu, l'émission de photon à la fréquence ν est amplifiée. Le coefficient d'absorption à cette fréquence devient négatif, ce qui correspond à une émission stimulée. On appelle ce phénomène maser pour «microwave amplification by stimulated emission of radiation».

Les règles de transitions du radical OH

La figure 7.4 montre les premiers niveaux rotationnels et vibrationnels du radical OH. Les doublets de la structure fine (+/-) et hyperfine (nombre quantique F) sont représentés sans respect de l'échelle d'énergie. D'après les règles de sélections dipolaires seules les transitions avec $\Delta F = \pm 1$ ou 0 sont autorisées.

Pour des raisons décrites ci-après seule la raie à 1720 MHz est considérée ici. Cette raie est émise par la transition du niveau ${}^2\Pi_{3/2}(J = 3/2)$ F=2 vers le fondamental. L'inversion de population de cette transition se fait par l'excitation du niveau fondamental ${}^2\Pi_{3/2}(J = 3/2)$ vers les niveaux rotationnels et vibrationnels supérieurs [75]. En effet le niveau ${}^2\Pi_{3/2}(J = 3/2)$ F=2 va se coupler avec tous les doublets du niveau ${}^2\Pi_{3/2}(J = 5/2)$ mais uniquement avec le niveau ${}^2\Pi_{1/2}(J = 1/2)$ F=1. En revanche le niveau ${}^2\Pi_{3/2}(J = 3/2)$ F=1 se couple avec les niveaux ${}^2\Pi_{3/2}(J = 5/2)$ F=2 et tous les doublets du niveau ${}^2\Pi_{1/2}(J = 1/2)$. De ce fait, pour que l'inversion de population à 1720 MHz soit importante, seul le niveau ${}^2\Pi_{3/2}(J = 5/2)$ doit être excité.

Les conditions d'inversion de population à 1720 MHz de la molécule OH

Plusieurs mécanismes à l'oeuvre dans le milieu interstellaire permettent l'excitation des niveaux présentés, le pompage collisionnel et le pompage radiatif.

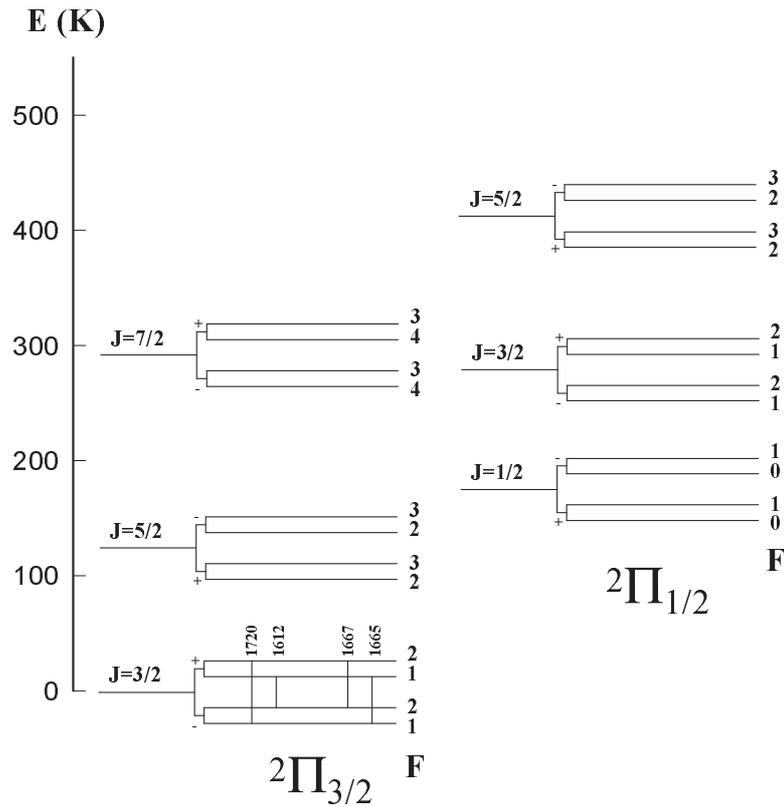


FIGURE 7.4 – Premiers niveaux d'énergie rotationnels et vibrationnels de la molécule OH. Les doublets de structure fine et hyperfine sont représentés sans respect de l'échelle en énergie. Les nombres écrits verticalement indiquent la fréquence en MHz de la transition. Cette figure est extraite de [132].

Le pompage radiatif ne peut se faire avec le niveau $2\Pi_{3/2}(J = 5/2)$. Le niveau $2\Pi_{1/2}$ est alors peuplé ce qui induit une réduction de l'inversion de population de la raie à 1720 MHz, comme expliqué au dessus. Seul un pompage collisionnel permet de peupler le niveau $2\Pi_{3/2}(J = 5/2)$ et, par cascade, inverser la population du fondamental et produire une émission stimulée à 1720 MHz.

Des calculs numériques ont montré que les conditions nécessaires pour un pompage collisionnel efficace sont typiques des ondes de chocs se propageant dans un milieu interstellaire dense [75, 132]. Les calculs les plus récents incluant les collisions du radical OH avec H_2 et les poussières, montrent que la densité de H_2 doit être comprise entre 10^4 et $5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ la température entre 50 et 125 K et la densité de colonne de OH $N_{OH} \sim 10^{16} - 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ pour que l'émission à 1720 MHz soit amplifiée. La suppression de l'inversion de population apparaît lorsque le milieu devient optiquement épais ($T > 150 \text{ K}$). Le taux de désexcitation collisionnelle entre alors en compétition avec le taux de désexcitation radiative du niveau $2\Pi_{3/2}(J = 5/2)$.

Les conditions de création de maser OH à 1720 MHz calculées numériquement ont été confirmées en direction de nombreux vestiges de supernova [82] en interaction avec des nuages moléculaires. Ces détections directes de maser OH associées à des mesures indépendantes de température et de densité valident les travaux numériques. Le maser OH est l'indicateur le plus

fiable de la propagation d'une onde de choc dans un nuage moléculaire [132].

L'émission stimulée nécessite une dispersion de vitesse du radical OH la plus faible possible. De ce fait, l'émission de maser OH sera plus probable lorsque l'onde de choc se propage perpendiculairement à la ligne de visée. De plus, la densité de colonne est plus importante lorsque l'on observe un bord de coquille de vestige de supernova. La position des maser OH se situera donc plus probablement sur les bords des vestiges de supernova. Le cas de G359.1-0.5, détaillé dans le chapitre 11, est un exemple typique de ce phénomène.

Bien que l'émission de maser OH soit caractéristique des chocs astrophysiques dans des milieux denses, il est important de noter que les conditions sur la température, la densité du milieu, la densité de colonne et l'orientation de l'observation sont très strictes. L'absence de maser OH n'est donc pas la preuve de l'absence de choc dans la région observée.

Quelques autres traceurs

Des mesures indépendantes permettent de confirmer la propagation d'une onde de choc dans un milieu par la présence de gaz choqué. Ces mesures se basent sur des raies moléculaires, dont le peuplement de niveaux impliquent des conditions de température et de densité typique de chocs interstellaires. Généralement ces raies sont difficiles à observer mais la multiplication des indicateurs permettent de s'assurer que l'onde de choc d'un vestige de supernova est bien physiquement en interaction avec le milieu dense.

7.2.3 Estimation de la distance des associations

L'estimation des distances des objets galactiques par rapport au système solaire est sujet à de nombreuses incertitudes. La méthode la plus couramment utilisée est celle reposant sur la vitesse radiale. Le décalage par effet Doppler des raies observées nous renseigne sur la vitesse relative du système par rapport à l'observateur. Un modèle de rotation de la galaxie permet, en supposant notre distance par rapport au centre de la galaxie, d'estimer la distance de l'objet étudié [56]. La distance de la Terre au centre de la galaxie a été réévaluée récemment à 7.62 ± 0.32 kpc, grâce à des mesures dans le proche infrarouge d'étoiles liées à la source SgrA* [74]. Le modèle de rotation de la galaxie n'est pas exact, en particulier dans les directions proches du centre de la galaxie où les orbites galactiques ne sont plus concentriques. Notamment, la découverte d'un bras spiral à 3 kpc du centre de la galaxie dans la direction opposée au système solaire [61] et de nouvelles mesures de la distribution de matière effectuée en 2012 [135] a conduit à la réévaluation de certains objets.

La figure 7.5 montre la vitesse radiale en fonction de la distance au système solaire dans le modèle de rotation de la galaxie [56]. En fonction de la direction d'observation, la vitesse radiale en fonction de la distance peut être dégénérée (figure de gauche). Des mesures d'absorption de bras spiraux connus de la galaxie peuvent permettre de lever cette dégénérescence.

7.3 De telles associations vues en rayons γ

L'avènement de l'astronomie γ de précision avec la génération actuelle de télescope Tchernikov au sol, et de l'instrument *Fermi*-LAT dans l'espace a conduit à la détection de plusieurs

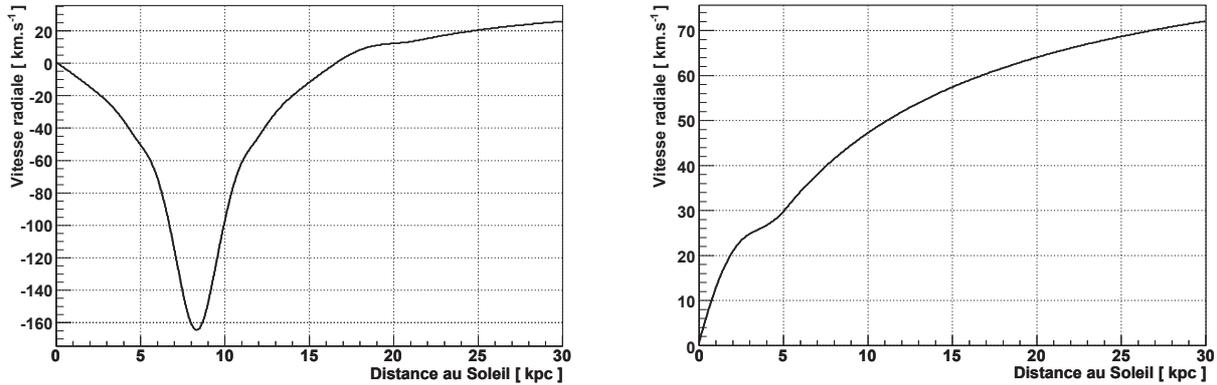


FIGURE 7.5 – Vitesse radiale en fonction de la distance au système solaire dans le modèle de rotation de la galaxie [56] pour deux directions d’observation proches du centre galactique à gauche ($l=348.5; b=0.1$), et dans une direction opposée à droite ($l=205.5, b=0.5$). Cette figure est extraite de [80].

candidats d’associations de vestiges de supernova avec des nuages moléculaires (SNR/MC).

L’utilisation des données de la sonde spatiale et des instruments au sol est primordiale pour bien caractériser le spectre γ afin d’en déduire la nature des particules accélérées et d’estimer l’efficacité de leur accélération par l’onde de choc.

7.3.1 Une forme spectrale différente ?

W28 Nord

Une association SNR/MC étudiée en détail est le cas de W28. Ce système est relativement proche de la Terre, $\sim 3\text{-}4$ kpc [88]. Son âge estimé à partir de mesures de rayons X, est évalué à $\sim 30\,000$ ans [109, 148]. Plusieurs nuages moléculaires ont été observés et sont potentiellement associés avec le vestige. Un maser OH a été détecté en coïncidence avec le nuage du nord [82]. Ce nuage est situé au bord de la coquille correspondant aux émissions X et radio les plus intenses. L’interaction entre le vestige et ce nuage est donc certaine.

Une émission au TeV a été détectée par H.E.S.S. en direction de ce système [18]. Quatre pics d’émission ont été observés en coïncidence avec la position des nuages. De plus une émission au GeV étendue a été détectée également par *Fermi*-LAT [95]. L’émission la plus brillante au GeV vient du nuage nord, siège de l’interaction. Le rapport s’inverse au TeV où les nuages qui n’interagissent pas sont plus brillants. Ce contraste peut s’expliquer par la diffusion des rayons cosmiques de très haute énergie [87]. Une mesure d’ionisation du milieu, à partir du rapport d’intensité de raie de HCO^+ et de DCO^+ , confirme la surabondance de rayons cosmiques au GeV dans le nuage du nord [175]. Ces rayons cosmiques seraient donc confinés par le choc.

Le spectre de rayons γ dans le nuage nord diffère des spectres des coquilles présentées plus haut. En effet, *Fermi*-LAT mesure une brisure spectrale à 1.0 ± 0.2 GeV. L’indice avant et après cette brisure est 2.09 ± 0.08 et 2.74 ± 0.06 respectivement. Le spectre mesuré par H.E.S.S. dans le domaine du TeV est de 2.66 ± 0.27 , compatible avec *Fermi*-LAT au delà de la brisure.

W49B

Un autre cas d'interaction SNR/MC détecté au GeV et au TeV est W49B. Cet objet montre de nombreux traceurs d'interactions [111, 187] indiquant que la supernova a explosé à l'intérieur du nuage moléculaire et que le vestige est enfoui dans cette région dense. La distance est encore sujette à discussion, une première estimation de ~ 8 kpc [146] a été revue, suggérant que le vestige se trouverait à la même distance que la région HII de son voisinage, W49A, à ~ 11.4 kpc [41]. Les dernières observations confirment cette mesure en l'évaluant à ~ 10 kpc [187]. Ce vestige de supernova est beaucoup plus jeune que W28 puisque son âge est estimé à ~ 4000 ans [107].

L'émission au GeV a été détectée par *Fermi*-LAT en 2010 [6] et par H.E.S.S. [43] l'année suivante. Les deux rayonnements proviennent de la même région. Une nouvelle fois, une brisure spectrale est observée dans la gamme d'énergie du GeV à $E_{break} = 4.8 \pm 1.6$ et dont les indices spectraux sont 2.18 ± 0.04 avant et 2.9 ± 0.2 après celle-ci. Le spectre des données de H.E.S.S. est bien ajusté par une loi de puissance d'indice 3.1 ± 0.3 .

D'autres candidats ambigus

L'explosion d'étoile massive engendre généralement un objet compact. Cet objet est potentiellement un émetteur de rayons γ par différents mécanismes (voir chapitre 1). La résolution angulaire des observatoires de rayons γ , spatiaux et terrestres, est encore limitée et l'identification de l'émission γ est rendue difficile par la présence de plusieurs émetteurs possibles. C'est le cas de plusieurs candidats d'interaction SNR/MC.

CTB 37A est un vestige de supernova proche de RX J1713.7–3946. Une émission au TeV coïncidente avec la présence de masers OH a été détectée par H.E.S.S. [16] L'émission au GeV a été détectée par *Fermi*-LAT [139] et ne permet pas de conclure sur la nature du rayonnement γ . Les données au GeV sont bien décrites par une parabole logarithmique ce qui suggère une variation spectrale avec l'énergie comme les candidats SNR/MC cités au dessus.

Un cas similaire, W41, est détecté dans les deux gammes en énergie [139, 100]. Cette émission est potentiellement associée à une nébuleuse à vent de pulsar ou à une interaction SNR/MC observée par l'émission de maser OH. Les deux spectres sont bien décrits individuellement par une loi de puissance dont les indices diffèrent de $\Delta\Gamma \sim 0.5$.

Enfin, Puppis A est un cas unique d'association SNR/MC. La morphologie de la source montre une forte interaction du vestige avec un nuage moléculaire [70]. *Fermi*-LAT a mesuré le rayonnement γ de cette source [139, 11] alors que les données de H.E.S.S. n'ont pas conduit à sa détection [93]. De plus l'extrapolation de la loi de puissance observée dans le domaine d'énergie du GeV est incompatible avec les limites supérieures déduites au TeV. Cela suggère qu'une brisure spectrale ou une coupure a lieu dans le spectre γ entre le domaine d'énergie de chaque instrument.

7.3.2 La signature des hadrons accélérés

Le spectre γ issu de l'interaction de vestige de supernova avec des nuages moléculaire est différent de celui des coquilles. Dans ces objets le rayonnement au GeV est plutôt dur d'indice 1.5-1.9 et avec un spectre au TeV de ~ 2.3 [8]. Pour le cas des associations SNR/MC détectées,

le rayonnement au GeV est important avec un indice spectral de ~ 2 - 2.2 , celui au TeV est beaucoup plus mou ~ 2.8 - 3 . La forte émission au GeV est difficilement explicable par le mécanisme compton inverse. En revanche le rayonnement bremsstrahlung d'une population de leptons, ou de désintégration de pions neutres peuvent reproduire les données dans la plupart des cas.

Cependant en 2013, la Collaboration *Fermi*-LAT a publié la première détection de signatures spectrales hadroniques, dans le spectre γ de deux associations SNR/MC. La figure 7.6 montre les spectres γ de IC443 à gauche et de W44 à droite. Les ajustements des données avec des modèles leptoniques d'émission bremsstrahlung et hadroniques montrent, à basse énergie, que l'interprétation hadronique est significativement favorisée. La distribution de rayons cosmiques qui permet un bon ajustement des données est une loi de puissance brisée. La cassure spectrale (du rayonnement γ) se situe à ~ 2 GeV pour W44 et ~ 20 GeV pour IC 443. Le spectre avant ces cassures est de 2.36 ± 0.05 et 2.36 ± 0.02 respectivement, et de 3.5 ± 0.3 et 3.1 ± 0.1 après. Pour le cas de IC 443 le spectre à haute énergie est confirmé par MAGIC [26] et VERITAS [7].

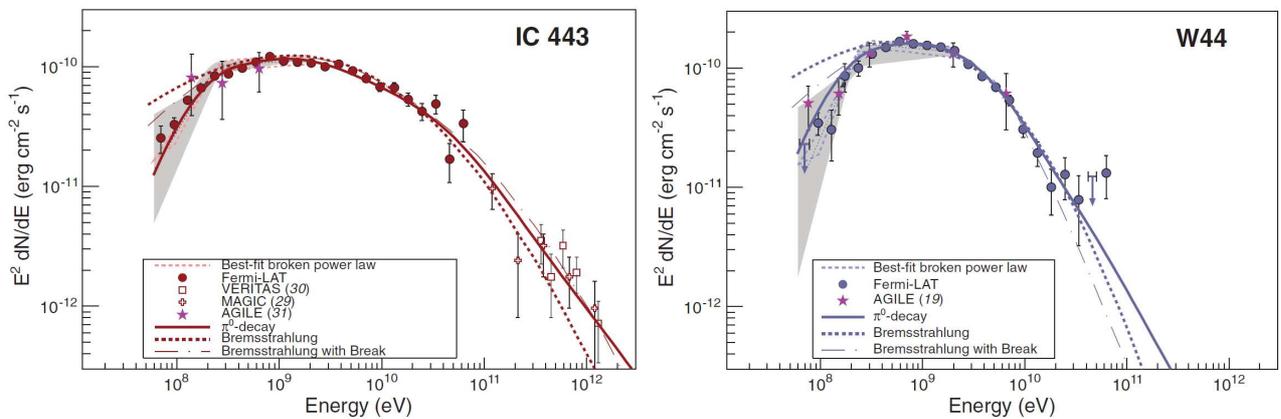


FIGURE 7.6 – Spectre γ de deux vestiges de supernova en interaction avec des nuages moléculaires. Le meilleur ajustement est réalisé par un modèle d'émission de désintégration de pions neutres produits par une population de rayons cosmiques dans le nuage. La distribution de ces hadrons suit une loi de puissance brisée. *Gauche* : Spectre de IC 443. *Droite* : Spectre de W44. Ces figures sont extraites de [12].

C'est la première signature hadronique en provenance de vestige de supernova jamais détectée. Cette étape importante dans la compréhension de l'accélération des rayons cosmiques par les vestiges de supernova, pose toutefois de nouvelles questions.

7.3.3 Des questions en suspens

Les quelques associations SNR/MC détectées en rayons γ présentent des similarités spectrales. La présence d'une brisure spectrale à une énergie de quelques GeV est observée, mais cette brisure se situe à plus haute énergie (~ 20 GeV) pour IC 443. Cela semble indiquer que la position du changement d'indice spectral dépend de certaines caractéristiques du système. L'âge du vestige ne semble pas être le paramètre déterminant puisque W44 et IC 443 ont approximativement le même âge et la position de la brisure pour W44 est semblable à W49B et W28 jeune et plus ancien vestige respectivement.

La durée de l'interaction entre l'onde de choc et le nuage ainsi que la quantité de matière balayée sont probablement des paramètres plus pertinents bien que plus difficiles à estimer. La détection de nouvelles associations au GeV et au TeV est donc nécessaire pour confirmer le caractère systématique de la présence d'une cassure spectrale et pour étudier une possible dépendance de sa position avec les paramètres du système.

Le spectre à très haute énergie est plutôt mou et n'est pas ce qui est attendu des mécanismes d'accélération des rayons cosmiques par les ondes de choc. C'est est probablement dû à l'échappement des rayons cosmiques du vestige. Il est attendu que cet échappement soit plus efficace plus l'énergie est élevée. L'étude de l'évolution de l'indice spectrale au TeV avec l'âge du vestige et/ou la position de la cassure spectrale nous renseignera sur l'évolution de l'efficacité d'accélération des vestiges de supernova ainsi que de diffusion des rayons cosmiques loin du choc.

Le spectre au TeV dans tous ces vestiges est très bien décrit par des lois de puissance et aucune coupure ou fléchissement du spectre n'ont été détectés. Cela est peut être dû à la faible statistique étant donné l'indice spectrale dans ce domaine. L'observation de l'énergie maximale d'accélération des rayons cosmiques dans ces objets, dont la nature hadronique du rayonnement γ a été observée, est cruciale pour expliquer le spectre des rayons cosmiques jusqu'au genou et au delà.

7.4 Les analyses présentées dans les chapitres suivants

La réponse à ces questions nécessite donc de nouvelles détections d'association SNR/MC au GeV et au TeV. Les chapitres suivants décrivent l'analyse de plusieurs candidats d'association SNR/MC.

Les quatre chapitres suivants présentent les analyses du rayonnement γ de quatre candidats d'interaction SNR/MC : G349.7+0.2, W51, la nébuleuse de la Tornade, et HESS J1745–303. Le point commun entre ces objets est la présence de nombreux traceurs d'interaction entre un vestige de supernova et un nuage moléculaire. Le cas de la Tornade est différent puisqu'un scénario alternatif permettrait d'expliquer les observations de la radio jusqu'aux rayons X. G349.7+0.2 est un vestige de supernova en interaction qui n'avait jamais été détecté au TeV. W51 et HESS J1745–303 sont des sources déjà détectées par H.E.S.S., une nouvelle analyse des données de H.E.S.S. permet de mieux comprendre l'origine du rayonnement et de l'associer à des contre-parties.

Ce qu'il faut retenir

- Les nuages moléculaires sont observés par les raies moléculaires, principalement de CO. La densité de ces milieux peut aller jusqu'à 10^6 cm^{-3} .
- L'interaction entre un nuage moléculaire est observable grâce à différents traceurs. L'émission de maser OH à 1720 MHz est un très bon indicateur de la présence d'un choc dans un milieu de densité $\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$.
- Le rayonnement γ des vestiges de supernova isolés ne permet pas de conclure sur la nature des particules accélérées. Cependant une domination des processus leptoniques est favorisée. Un comportement spectral similaire entre toutes les coquilles détectées au TeV semble se dessiner.
- Le spectre en provenance de vestige de supernova en interaction avec des nuages moléculaires ne correspond pas à ceux des SNRs isolés.
- Des signatures spectrales de processus d'émission hadronique ont été détectées dans deux associations SNR/MC, W44 et IC 443.
- Quelques associations SNR/MC ont été observées au GeV et au TeV. Elles présentent un spectre relativement similaire avec un flux brillant au GeV dont le spectre est plutôt dur, alors que l'indice spectral au TeV est plus mou.
- De nouvelles détections d'associations de SNR/MC au GeV et au TeV sont nécessaires pour dégager des comportements similaires entre les différents systèmes et sonder l'évolution des paramètres spectraux avec les caractéristiques physiques des vestiges.

8

G349.7+0.2 : un nouveau cas d'émission γ hadronique ?

Sommaire

8.1	Contexte astrophysique	162
8.1.1	Propriétés de G349.7+0.2 et de son voisinage	162
8.1.2	Traceurs d'interactions	163
8.1.3	Observations du rayonnement X	164
8.1.4	Observations <i>Fermi</i> -LAT	166
8.2	Analyse du rayonnement γ	168
8.2.1	Analyse des données H.E.S.S.	168
8.2.2	Analyse des données <i>Fermi</i> -LAT	174
8.3	Interprétation	181
8.3.1	Scénario leptonique	183
8.3.2	Scénario hadronique	185
8.3.3	Perspectives	187

G349.7+0.2 est un vestige de supernova très bien étudié dans une large gamme de longueurs d'ondes, permettant une analyse précise des processus astrophysiques en cours dans cette région. Dans ce chapitre, une présentation des caractéristiques de cet objet (observations en radio et en rayons X) précède la description détaillée des nouveaux résultats obtenus avec *Fermi*-LAT et de la découverte de la source par H.E.S.S.. Une interprétation du rayonnement non thermique est proposée dans la dernière section de ce chapitre.

8.1 Contexte astrophysique

8.1.1 Propriétés de G349.7+0.2 et de son voisinage

La figure 8.1 montre l'émission du continuum radio de G349.7+0.2 à 1.4 GHz [69]. Son flux dans cette gamme d'énergie est parmi les plus importants des vestiges de supernovae de la galaxie [160]. Sa morphologie est approximativement sphérique, d'une relative petite taille angulaire de $\sim 2.5' \times 2'$ [90]. L'émission renforcée dans la partie est du vestige suggère que la coquille se propage dans un milieu inhomogène avec un gradient de densité formant un angle de vue de $\sim 45^\circ$ avec l'observateur. L'émission CO, traçant la présence d'un nuage moléculaire, coïncide avec le vestige. La taille de ce nuage est estimée à ~ 7 pc de longueur, sa masse à $\sim 10^4 M_\odot$, pour une densité de $\sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ [69].

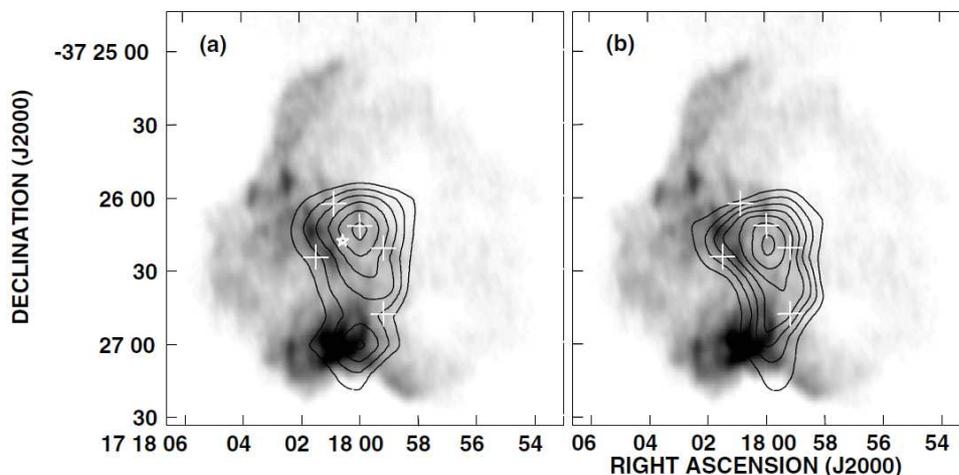


FIGURE 8.1 – a) Image du continuum centimétrique (échelle de gris) compilée à partir de données d'archives du VLA (18 et 20 cm) [39]. Les contours noirs représentent l'émission $^{12}\text{CO}(J=2\rightarrow 1)$ à 40, 55, 70, 85, 100 et 115 K km. s^{-1} . L'étoile représente la source infrarouge ponctuelle IRAS J17146-3723. Les croix blanches montrent la position des masers OH à 1720 MHz. b) Même image mais avec les contours $^{12}\text{CO}(J=3\rightarrow 2)$ à 60, 80, 100, 120, 140, 160 et 180 K km. s^{-1} . Ces cartes sont extraites de [69].

L'étude de la répartition de la matière dans la région autour de G349.7+0.2 a mené à la découverte d'une «coquille moléculaire» [147] dont le nuage révélé par l'émission CO ferait partie. Cette ceinture est visible sur la figure 8.2 qui est la même région que la figure 8.1 avec

un plus grand champ de vue. Cette distribution de matière suggère que G349.7+0.2 se trouve en périphérie d'un vestige de supernova qui aurait explosé il y a $\sim 10^6$ ans.

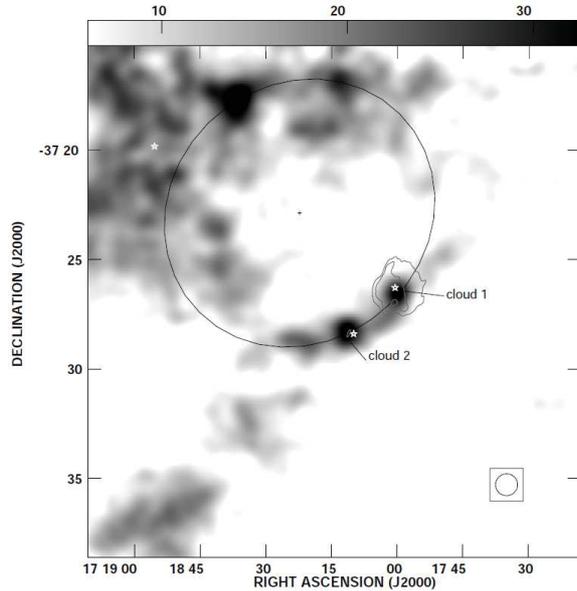


FIGURE 8.2 – Emission CO intégrée entre +14.5 et 20.5 km.s^{-1} [147]. L'échelle de gris est en K km.s^{-1} . Une ellipse ajustée sur les pics d'émission CO est indiquée sur la carte. Les contours en gris indiquent l'émission du continuum de G349.7+0.2. Les étoiles correspondent à trois sources IRAS probablement associées à des régions de formation d'étoiles. Cette carte est extraite de [147].

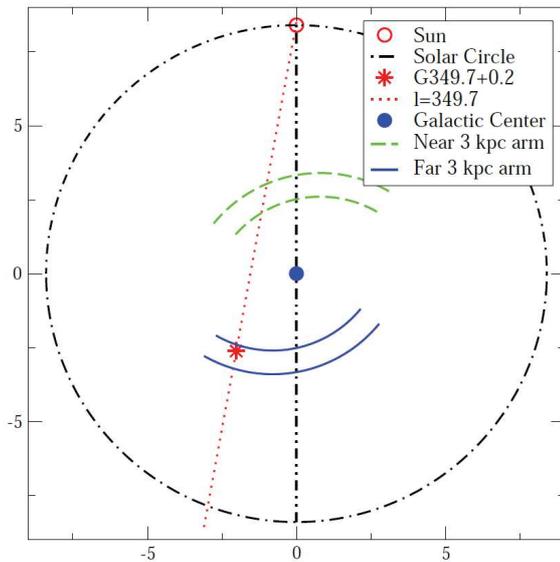


FIGURE 8.3 – Représentation de la position de G349.7+0.2 par rapport à la Terre. Ce schéma est extrait de [168].

8.1.2 Traceurs d'interactions

L'interaction entre G349.7+0.2 et un nuage moléculaire a été montrée dès 1996 [82]. Cinq masers OH à 1720 MHz ont été détectés en direction du vestige. Les positions des pics de ces émissions stimulées sont représentées par les croix sur la figure 8.1. Les masers montrent une très bonne corrélation spatiale avec les régions les plus denses en matière du nuage. Des masers à 1665 MHz corrélés aux premiers ont également été observés [125].

D'autres indications viennent étayer le scénario de l'interaction entre l'onde de choc et le nuage moléculaire. La température des poussières du nuage mesurée à $T_{\text{poussiere}} = 37\text{K}$ résulte probablement d'un chauffage de cette composante par l'onde de choc [69]. Le ratio d'intensité des raies de CO de niveaux supérieurs observées dans le nuage excèdent la valeur attendue et observée dans les nuages isolés (par exemple $R_{3-2/2-1} \sim 1.5$ au lieu de 0.5) [69]. Des raies moléculaires choquées émises par plusieurs espèces ont été observées en coïncidence avec le vestige et le nuage et montrent une bonne corrélation avec les masers OH [125].

La détection de ces raies a permis de déduire la vitesse radiale du système ($\sim +16 \text{ km. s}^{-1}$) et de caractériser sa distance à $\sim 22 \text{ kpc}$ [82] à partir de modèles de rotation de la galaxie. Des mesures d'absorption HI étaient en accord avec cette estimation [82].

Cependant, des analyses plus fines à partir de simulations numériques appliquées aux données ont permis d'améliorer la compréhension de la rotation du gaz proche du centre galactique [61]. De plus, en 2008, un bras spiral de gaz situé à une distance de $\sim 3 \text{ kpc}$ du centre galactique a été observé par de nouvelles mesures CO [61, 149] et confirmé par le balayage à très haute résolution angulaire de la raie HI à 21 cm du centre galactique réalisé par ATCA en 2012 [135]. Ces nouvelles mesures de la distribution et de la cinétique du gaz galactique ont conduit à une nouvelle estimation de la distance de G349.7+0.2 à $\sim 11.5 \text{ kpc}$ [168] en 2014. La même année, une étude indépendante, basée sur l'absorption observée dans les données du satellite Suzaku, propose une distance de $12 \pm 5 \text{ kpc}$ [182]. La figure 8.3 schématise la position de G349.7+0.2 par rapport à la Terre. La distance de 11.5 kpc sera utilisée pour la suite de l'étude.

L'âge du vestige a été réévalué suite à la mise à jour de l'estimation de sa distance. La taille angulaire de la coquille implique un rayon de $R = 3.3 \text{ pc}$. La vitesse de l'onde de choc $\sim 710 \text{ km. s}^{-1}$, déduite des modèles d'émission X, permet d'estimer l'âge de G349.7+0.2 à ~ 1800 ans [168]. Cette estimation sera utilisée par la suite. Ces paramètres suggèrent que le vestige est probablement encore dans la phase d'évolution de Sedov.

Une mesure du champ magnétique dans le nuage choqué a été réalisée en utilisant l'effet Zeeman sur les raies amplifiées de la molécule OH à 1720 MHz [39]. La raie la plus intense a permis d'obtenir une mesure ($>3\sigma$) de $\sim 0.35 \text{ mG}$. Cette valeur est probablement extrême et une intensité moyenne plus faible est attendue dans tout le vestige.

L'analyse de l'absorption de la densité de colonne totale, en accord avec les observations en rayons X (décrites ci-après), suggère que la plus grande partie du nuage se trouve derrière G349.7+0.2 dans la direction de la ligne de visée [69]. De plus, des asymétries des raies $^{12}\text{CO}(J=2\rightarrow 1)$ et $^{12}\text{CO}(J=3\rightarrow 2)$ autour de $+16 \text{ km. s}^{-1}$ ont été mesurées. Ces raies ont une forme de gaussienne au centre du vestige et les asymétries grandissent avec la distance au centre. Cependant une asymétrie rouge est observée dans la partie est du vestige tandis qu'elle est bleue dans la partie ouest [69]. Cela peut s'expliquer par une segmentation du nuage due à l'expansion de l'onde de choc. Des petites grappes de matière sont poussées vers nous dans la partie ouest, et loin de nous dans la partie est.

8.1.3 Observations du rayonnement X

L'émission de rayons X a été détectée par *Chandra* en 2002 [123]. Un total de 56 ks a été consacré à l'étude de G349.7+0.2. La carte 8.4 montre l'émission de rayons X en provenance du vestige. Les contours radio obtenus avec ATCA à 18 cm de [125] sont superposés au flux X. Une excellente corrélation entre le flux X et radio est observée. La corrélation spatiale est excellente, confirmant l'hypothèse d'un angle de vue de $\sim 45^\circ$ de l'observateur par rapport au gradient de densité dans lequel se propage le vestige.

Une analyse spectrale des données de l'instrument ACIS a été réalisée entre 0.5 et 10 keV [123] et montrée en figure 8.4. La conclusion de cette étude est que le rayonnement X observé est très bien décrit par un modèle de plasma thermique. Deux composantes de ce

plasma sont nécessaires pour reproduire les caractéristiques spectrales observées sur tout le vestige. Une composante molle avec une température de 0.8 keV correspondrait à la matière balayée par l'onde de choc. La deuxième composante plus chaude avec une température de 1.4 keV complète le modèle et est associée aux éjectas de la supernova. Cette association est liée à la surabondance de Si et potentiellement de S, par rapport à l'abondance solaire, nécessaire à un bon ajustement des données .

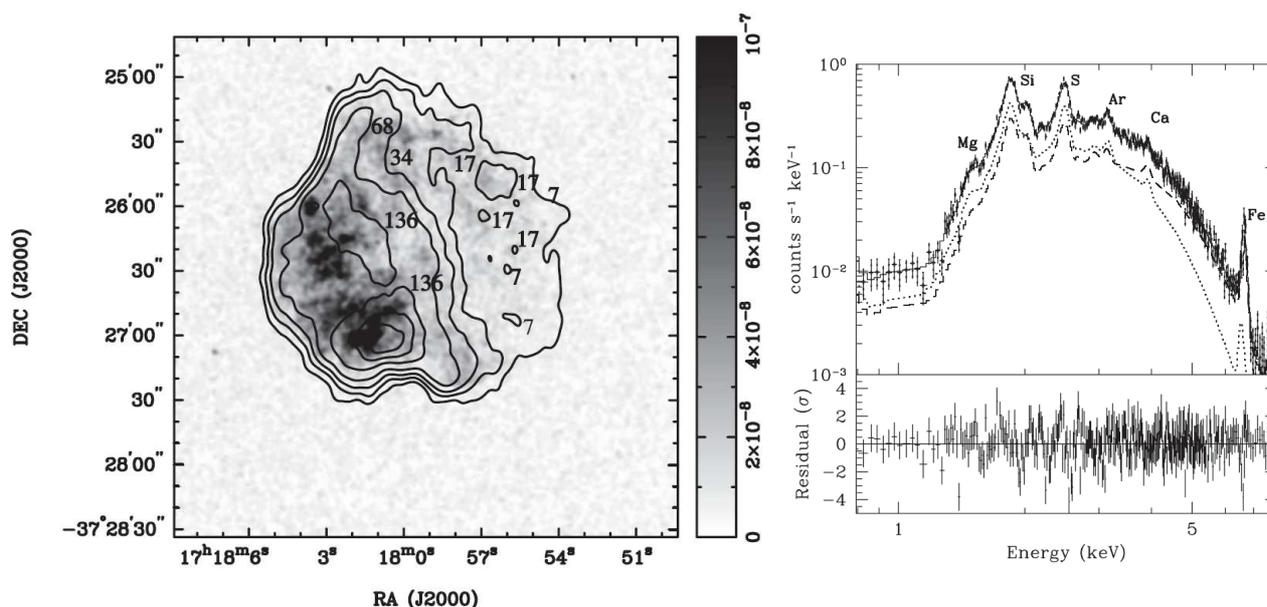


FIGURE 8.4 – *Gauche* : Image obtenue par l'instrument ACIS [123]. Les contours noirs de l'émission à 18 cm de l'instrument ATCA sont superposés. L'échelle de gris est en $\text{coups.arcmin}^{-1}.\text{s}^{-1}$. Le niveau des contours est indiqué en $mJ.beam^{-1}$. *Droite* : Spectre obtenu par l'instrument ACIS intégré sur tout le vestige [123]. L'ajustement des données par un modèle à deux composantes thermiques est indiqué par la ligne continue. La ligne en pointillés (tirets) représente la composante à 0.8keV (1.4KeV) de ce modèle. Les résidus de l'ajustement sont montrés dans le panneau du dessous.

Le flux de rayons X est entièrement décrit par deux modèles thermiques. Aucun signe de flux non thermique produit par l'émission synchrotron d'électrons n'est visible. Une limite supérieure du flux non thermique à 3σ a été dérivée des ajustements pour des indices spectraux compris entre 1.5 et 3, elle vaut $F < 2.6 \%$ du flux total [123]. Cette limite supérieure est utilisée à la fin de ce chapitre. Un détail du calcul afin d'obtenir la limite du flux différentiel est montré dans l'encadré ci-dessous.

Une source ponctuelle a été observée proche du centre de la coquille $\alpha_{J2000} = 17^{\text{h}}18^{\text{m}}01^{\text{s}}00$, $\delta_{J2000} = -37^{\circ}26'16''62$. Aucune contre-partie à d'autres longueurs d'ondes n'étant détectée, cette source a été associée à un objet compact créé à la suite de l'explosion du progéniteur du vestige. Aucun signe de nébuleuse de vent de pulsar n'est observé. La modélisation du rayonnement X permet de déduire la densité du milieu choqué. Cette densité est de $\sim 7 \text{ cm}^{-3}$. Le choc peut être considéré comme fort, c'est-à-dire avec un rapport de compression de 4 (entre le milieu choqué et le milieu en amont), ce qui permet de déduire une densité moyenne du milieu

interstellaire de $\sim 1.7 \text{ cm}^{-3}$. Cette valeur sera utilisée pour l'interprétation du rayonnement γ .

Détails (Flux non thermique X)

Le flux total non absorbé en rayons X, dérivé de l'ajustement du modèle d'émission thermique de plasma et ajusté sur les données de *Chandra* est de $F_X^{total} = 6.5 \cdot 10^{-10} \text{ ergs. cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} = 204.72 \text{ eV. cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ entre 0.5 et 10 keV [123]. La limite supérieure du flux non thermique à 3σ de cet ajustement est de 2.6 % du flux total pour des indices spectraux entre 1.5 et 3. On a :

$$F_X = \int E \frac{dN}{dE} dE = \Phi_0 \int_{0.5}^{10} E \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} dE$$

où E_0 est l'énergie de référence et Φ_0 est la normalisation, à l'énergie E_0 , en $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. En supposant un indice spectral $\Gamma = 2$,

$$F_X = \Phi_0 E_0 \int_{0.5}^{10} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-1} dE$$

$$\Phi^{Sup}(1eV) < \frac{0.026 F_X}{\ln(20)}$$

$$\Phi^{Sup}(1eV) < 1.78 \cdot 10^{-8} \text{ TeV. m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$$

8.1.4 Observations *Fermi*-LAT

Le rayonnement au GeV en provenance de G349.7+0.2 a été découvert en 2010 [48]. Un spectre en loi de puissance avec $\Gamma_{GeV} = 2.1 \pm 0.1$ entre 0.2 et 300 GeV a été mesuré en direction de G349.7+0.2. Cette source figure aussi dans le premier catalogue de sources publié par la collaboration *Fermi*-LAT [1]. Le spectre relativement dur ainsi observé au GeV suggère une émission forte à plus haute énergie. L'analyse du rayonnement des données de H.E.S.S. en direction de cette source est donc potentiellement très intéressante.

Ce qu'il faut retenir

G349.7+0.2 est un très bon candidat pour étudier l'accélération des rayons γ :

- Avec son âge relativement jeune de ~ 1800 ans, G349.7+0.2 est un accélérateur potentiellement efficace de rayons cosmiques.
- L'interaction très forte avec le nuage moléculaire, mise en évidence par de nombreux traceurs, permet d'espérer un flux important de rayons γ d'origine hadronique
- La limite supérieure très contraignante sur le flux de rayons X non thermique est une donnée importante pour discriminer l'origine du rayonnement γ .
- Le rayonnement γ de cette source a été détecté par *Fermi*-LAT, un indice spectral proche de 2 a été mesuré.

8.2 Analyse du rayonnement γ

8.2.1 Analyse des données H.E.S.S.

Sélection des observations

G349.7+0.2 a bénéficié d'une très bonne exposition de H.E.S.S. pour plusieurs raisons. D'abord sa position dans le plan galactique permet d'utiliser les observations réalisées dans le cadre des «balayages galactiques» réalisés depuis 2004. Ces observations ont été réalisées à des pointés réguliers couvrant l'ensemble du plan galactique accessible par H.E.S.S.. Ensuite, G349.7+0.2 a fait l'objet d'observations dédiées suite à une proposition d'observation interne [81]. Enfin, elle se situe à moins de 3° de la source très étudiée RX J1713.7–3946. Ce vestige de supernova étendu a bénéficié d'une exposition exceptionnelle révélant une émission $\gamma > 100$ TeV avec une morphologie en forme de coquille [22].

La figure 8.5 montre le champ de vue de 5° autour de G349.7+0.2 vu par H.E.S.S.. RX J1713.7–3946 apparaît clairement au sud du champ de vue, le cercle blanc représente la région testée pour l'analyse de G349.7+0.2. Trois points chauds apparaissent entre cette dernière et RX J1713.7–3946, il s'agit de CTB 37 A&B [16, 17] et la nébuleuse de vent de pulsar HESS J1718–385 [19].

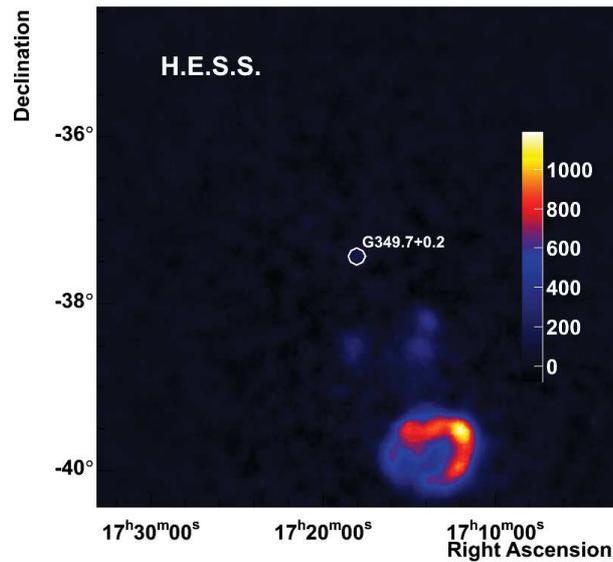


FIGURE 8.5 – Carte en excès de $5^\circ \times 5^\circ$ de la région autour de G349.7+0.2 vue par H.E.S.S.. La taille des pixels est de 0.01° , le suréchantillonnage est de 0.06° . Le cercle blanc représente la région ON utilisée pour l'analyse.

Les observations ont été sélectionnées parmi cet important lot de données en suivant les critères de qualité décrits en section 3.3. Ainsi, un total de 113 heures d'observation sont disponibles pour l'analyse. Le résumé des observations sélectionnées est détaillé dans le tableau 8.1. Beaucoup d'acquisitions ont été réalisées avec un décalage hors axe important. La figure 8.6 montre la distribution de ce décalage dans les observations choisies (gauche). Ainsi sa valeur est en moyenne $\sim 1.8^\circ$ pour toutes les données. De plus, la plupart de ces pointés lointains ont été réalisés dans la même région. Cela introduit donc un gradient d'acceptance dans le champ

TABLE 8.1 – Détails des observations H.E.S.S. ayant satisfait les critères de qualité et utilisées pour l'étude de G349.7+0.2

Observations	Date	Temps (h)	Nombre	Décalage de pointé (Moyenne) (deg)
Scan galactique 1	05-07/2004	7.2	17	0.6–2.3 (1.6)
Scan galactique 2	05-06/2008	11.8	28	0.7–1.5 (0.9)
G349.7+0.2 (dédiées)	04-09/2010	10.5	24	0.5–0.7 (0.5)
Autres sources	04/2004-09/2012	83.5	194	0.8–2.3 (1.9)

vue. Ce gradient est visible en figure 8.7. Ce gradient est pris en compte et corrigé dans l'analyse mais ses performances générales ne sont donc pas optimales. Cet effet a été étudié dans l'analyse du *NAG* 1ES 1312–423 [101]. Retirer ces observations aurait réduit énormément la statistique et empêché l'étude de G349.7+0.2. De plus, les observations à grand décalage de pointé permettent de définir beaucoup de régions OFF pour estimer le fond. Les fluctuations statistiques dues aux faibles nombres d'évènements dans chaque acquisition sont ainsi réduites.

La distribution de l'angle zénithal, principal paramètre responsable du seuil en énergie, est aussi montrée dans la figure 8.6 (droite). L'angle zénithal moyen, $\sim 35^\circ$, avec ~ 80 acquisitions prises à moins de $\sim 20^\circ$ permet d'espérer un seuil en énergie bas.

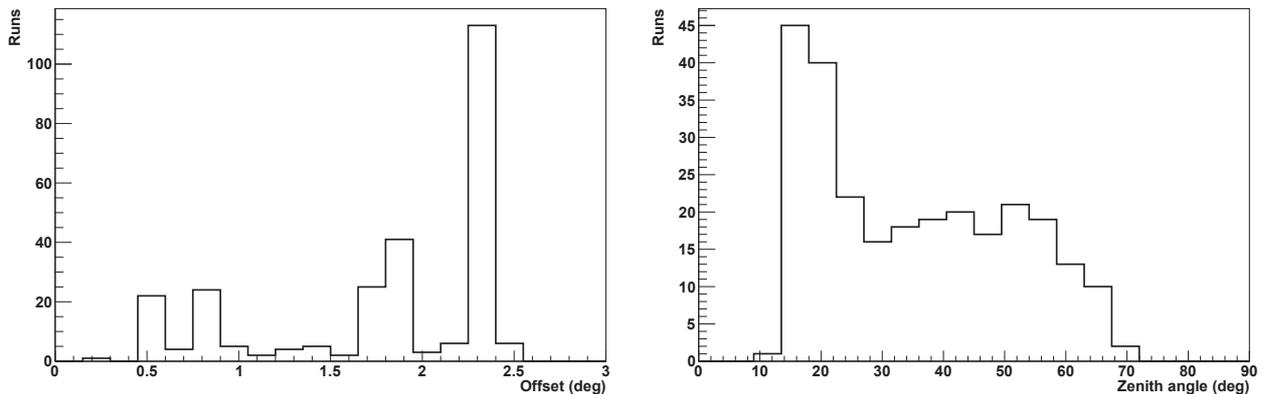


FIGURE 8.6 – Distribution du décalage hors axe (figure de gauche) et de l'angle zénithal (droite) des observations de G349.7+0.2 ayant satisfait les critères de sélection.

Méthode de l'analyse

Les données ont été traitées avec l'analyse Model. Cette étude a été réalisée entre 2012 et 2013. Pendant cette période, l'analyse X_{eff} présentée en section 5.2 était en développement. Model++ était l'analyse stable la plus performante à ce moment, elle a donc été préférée.

G349.7+0.2 est localisée dans le plan galactique où un NSB moyen perturbe la reconstruction des gerbes atmosphériques. Le jeu de coupures «standards» a été choisi pour éviter les systématiques dues au NSB (voir section 3.4).

La région ON définie pour l'analyse est centrée en $\alpha_{J2000} = 17^{\text{h}}18^{\text{m}}0^{\text{s}}96$, $\delta_{J2000} = -37^{\circ}26'30''.1$ et de rayon 0.1° . Ce dernier correspond au choix d'une source ponctuelle. La taille angulaire

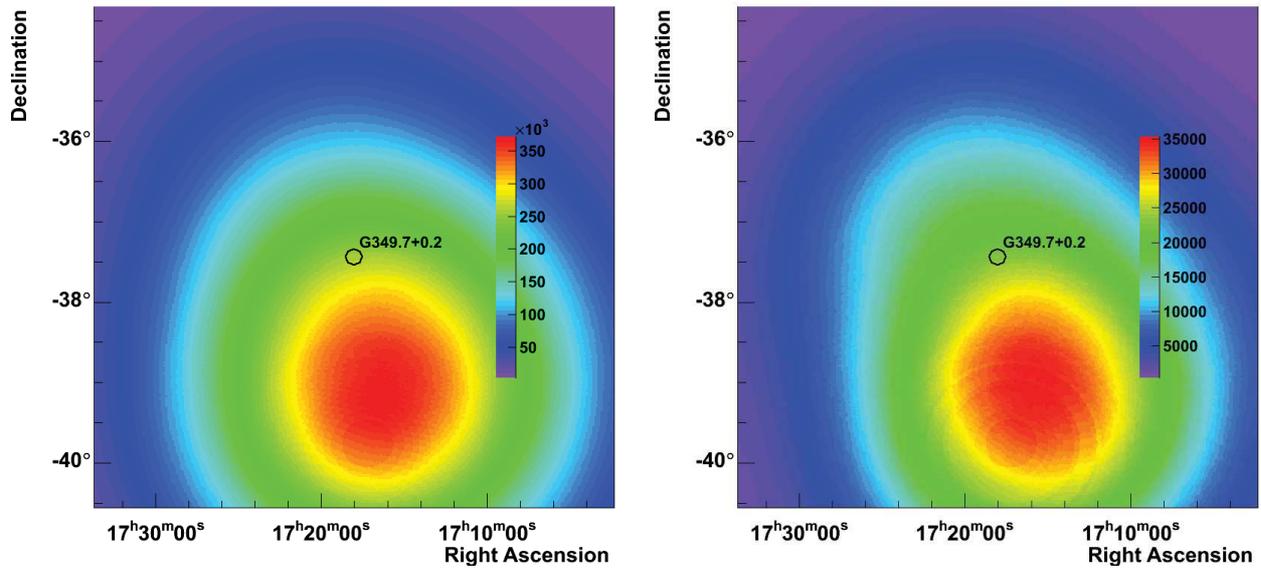


FIGURE 8.7 – Cartes d’acceptance de l’analyse des observations sélectionnées pour l’étude de G349.7+0.2 calculées à partir des évènements hadron à gauche et gamma à droite.

de G349.7+0.2 est de $\sim 2'$ et la résolution angulaire de H.E.S.S. est de $\sim 0.06^\circ = 3.6'$. Le choix d’une analyse de source ponctuelle est donc justifiée. Une analyse morphologique détaillée est montrée à la suite des résultats spectraux.

Résultats

Les résultats de l’analyse sont résumés dans la figure 8.8. La réduction des performances de l’analyse due au décalage de pointé important engendre un facteur de réduction de $\sim 39\%$. Le temps d’observation corrigé de l’acceptance est ainsi de 44.2h.

Un total de 168 γ est mesuré dans la région ON après soustraction du fond. La significativité de l’excès mesuré est de 6.8σ . Pour étudier G349.7+0.2 trois analyses ont été réalisées car plusieurs ré-étalonnages des données ont eu lieu. La position de la région ON se base sur la position connue de G349.7+0.2. Un total de trois essais est donc à prendre en compte pour le calcul de la significativité réelle du signal qui s’établit à $\sigma^{post-trials} = 6.6$.

La figure 8.8 (gauche) montre la distribution spatiale des évènements échantillonnés en anneaux concentriques par rapport à la région test. La droite verticale indique la coupure appliquée pour sélectionner les évènements de la région ON. On remarque que le fond, estimé par le nombre d’évènements OFF corrigé par un gradient radial d’acceptance est correctement normalisé (points noirs).

La figure 8.9 montre l’évolution de la significativité du signal à gauche et de l’excès à droite, en fonction du nombre d’évènements OFF pendant l’acquisition. L’excès décrit très bien une évolution linéaire tandis que la significativité suit une loi en $\sigma \propto \sqrt{N_{OFF}}$. Dans des conditions de prise de données similaires d’une observation à une autre, la significativité du signal doit suivre une loi en $\sigma \propto \sqrt{t}$ (voir section 3.4.6). Dans le cas de G349.7+0.2 les conditions d’observation varient beaucoup (voir figure 8.6). Représenter cette évolution en fonction du nombre d’évènements OFF permet de soustraire les variations d’acceptance dans l’évolution de

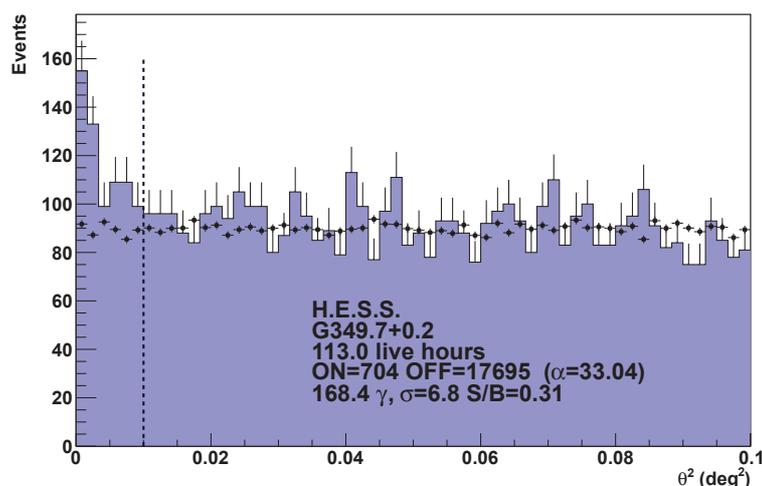


FIGURE 8.8 – *Gauche* : Distribution spatiale des événements conservés après coupures. Les événements sont échantillonnés en anneaux concentriques autour de la position testée. La barre verticale en pointillés montre la coupure appliquée par la définition de la région ON. Les points noirs représentent l'estimation du niveau de fond.

la significativité. Cela nécessite cependant de faire l'hypothèse que les variations d'acceptance du fond en fonction du décalage de pointé est la même pour les γ et le fond. Au premier ordre cette hypothèse se vérifie dans toutes les analyses de H.E.S.S.. C'est également le cas pour l'étude de cette source, la figure 8.7 compare le gradient d'acceptance spatiale des événements hadron et γ . Ces deux cartes sont très similaires, cette hypothèse est donc justifiée. L'évolution de $\sigma \propto \sqrt{N_{OFF}}$ est donc ce qui est attendu pour une source de rayons γ .

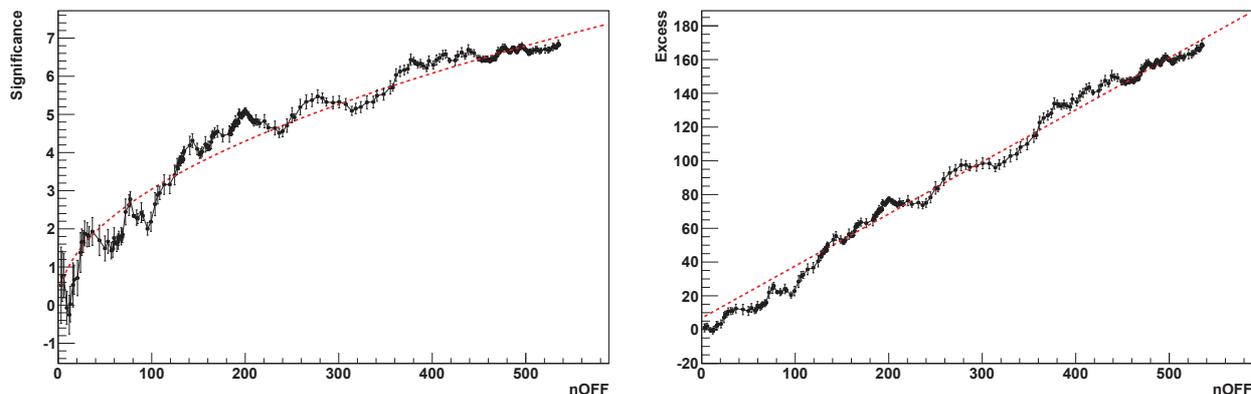


FIGURE 8.9 – Courbes d'évolution de la significativité du signal (gauche) et de l'excès (droite) de la région ON en fonction du nombre d'événements OFF. Les barres d'erreurs noires sont calculées pour chaque observation. Un ajustement avec l'évolution attendue pour un signal réel est indiqué en tirets rouges.

La figure 8.10 montre la distribution spatiale de la significativité de l'excès dans chaque pixel. Elle a été produite avec une taille de pixels de 0.02° . Un rayon de suréchantillonnage de l'excès de 0.06° (correspondant à $\sim 68\%$ de la PSF de Model) a été choisi. La carte de gauche

montre la significativité de l'excès dans le champ de vue, tous les pixels appartenant à une région d'exclusion définie préalablement à l'analyse ont été mis à la valeur 0. L'histogramme de droite représente la distribution de cette cartes. La distribution de la significativité de l'excès en dehors des régions d'exclusion suit une loi normale centrée réduite (moyenne ~ 0 et largeur ~ 1). Cette distribution est attendue pour des fluctuations statistiques de l'hypothèse nulle. De plus la carte ne montre pas de motif spatial particulier. Les fluctuations positives et négatives sont réparties de façon aléatoire. Ces diagnostics montrent qu'aucun effet systématique non pris en compte dans l'analyse n'est dominant.

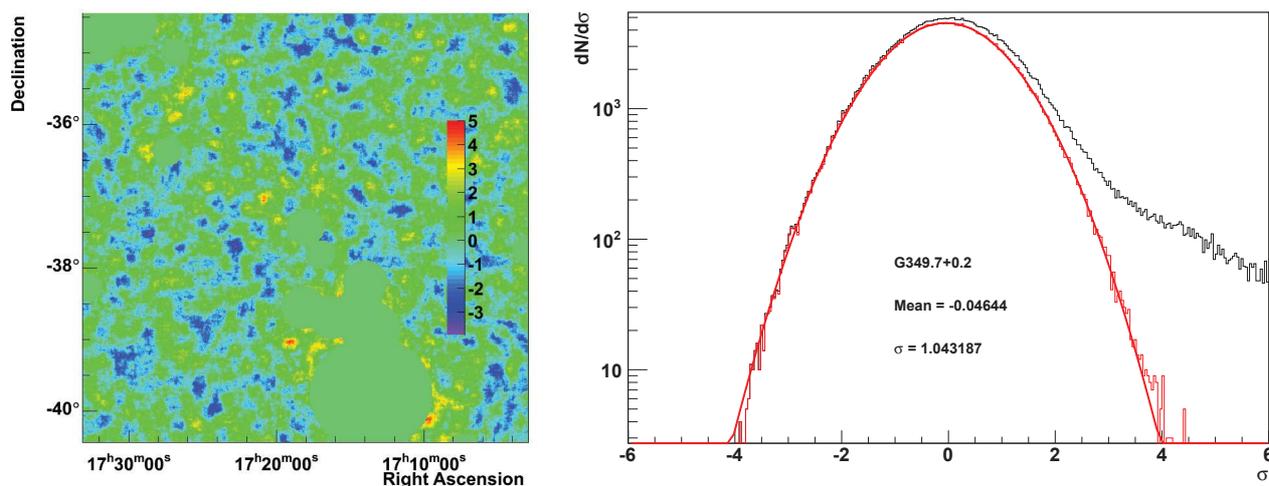


FIGURE 8.10 – *Gauche* : Carte de significativité de l'excès suréchantillonnée avec un rayon de 0.06° . Les pixels inclus dans les régions d'exclusion ont une valeur fixée à 0. *Droite* : Distribution de la significativité sur toute la carte (noire), en dehors des régions d'exclusion (rouge). Un ajustement gaussien est appliqué sur la courbe rouge. Les résultats sont indiqués dans la légende.

La figure 8.11 montre la carte d'excès agrandie autour de la région ON. Cette carte est suréchantillonnée avec un rayon de 0.06° . Le cercle blanc représente la région ON utilisée pour l'analyse. L'émission γ est centrée autour de la position testée, et son étalement correspond à une source ponctuelle.

L'excès observé en direction de la région testée montre une significativité de 6.6σ après correction du nombre d'essais, son évolution en fonction du temps correspond à ce qui est attendu pour un signal réel, l'analyse ne montre aucun effet systématique non contrôlé, donc la détection de rayons γ de très haute énergie en direction de G349.7+0.2 par H.E.S.S. est établie. L'annonce de cette découverte a été présentée lors de la conférence *International Cosmic Rays Conference* en 2013 [171].

Analyse spectrale

L'excès de rayon γ obtenu dans la région ON est significatif, et la statistique est suffisante pour effectuer une analyse spectrale. Un modèle de loi de puissance est d'abord ajusté sur les données par la méthode de «forward folding» décrite en section 3.4.8. La figure 8.12

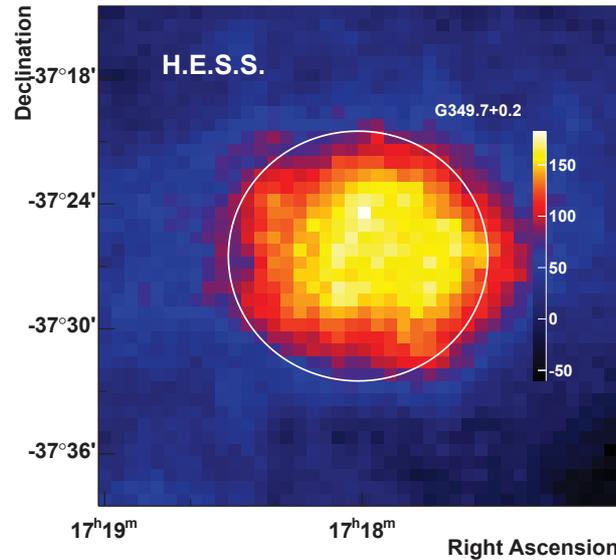


FIGURE 8.11 – Carte d'excès observé par H.E.S.S. autour de G349.7+0.2. La carte est suréchantillonnée avec un rayon de 0.06° .

montre les résultats de l'ajustement spectral. Un indice spectral $\Gamma = 2.88 \pm 0.27$ représente le meilleur ajustement avec une normalisation à 1 TeV $\Phi(1\text{TeV}) = 2.3 \pm 0.5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{TeV}^{-1}$. L'énergie de décorrélation est 588 GeV. Le flux énergétique au delà du TeV reçu de la région ON est de $F_E(> 1\text{TeV}) = 4 \pm 1 \times 10^{-13} \text{ TeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. La qualité de l'ajustement obtenu est $\chi^2/n_{dof} = 60.5/63$. Il a été réalisé sur la gamme en énergie s'étendant de 216 GeV à 84 TeV. Ce grand bras de levier, sur presque trois ordres de grandeur en énergie, permet de sonder efficacement une déviation du spectre γ par rapport au modèle de loi de puissance.

Un ajustement avec une forme spectrale en loi de puissance avec coupure exponentielle a été testé. La qualité de l'ajustement n'est pas significativement améliorée.

Analyse Morphologique

Une analyse morphologique a été réalisée afin de déterminer précisément la position estimée de la source et de pouvoir l'associer à des contre-parties vues dans d'autres longueurs d'onde.

L'ajustement d'une source ponctuelle convoluée à la PSF a été réalisé, les paramètres obtenus sont les suivants : $\alpha_{J2000} = 17^{\text{h}}17^{\text{m}}57^{\text{s}}8 \pm 2^{\text{s}}0_{\text{stat}} \pm 1^{\text{s}}3_{\text{syst}}$, $\delta_{J2000} = -37^{\circ}26'39''6 \pm 24''0_{\text{stat}} \pm 20''0_{\text{syst}}$. Un profil de vraisemblance a été réalisé pour chaque paramètre afin de déterminer les régions de confiance des paramètres de l'ajustement. Elles seront utilisées plus tard pour la recherche de contre-parties.

Une morphologie de source gaussienne a également été testée. La qualité de l'ajustement n'est pas améliorée significativement par rapport à une source ponctuelle. De plus l'extension de la gaussienne ajustée est statistiquement compatible avec 0° .

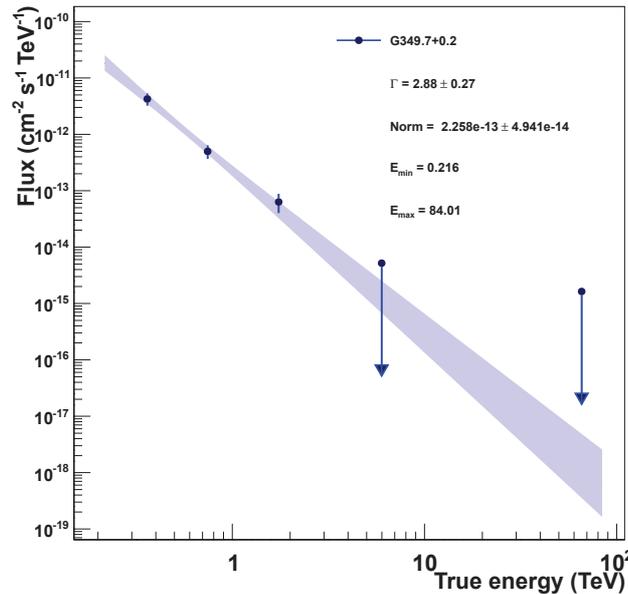


FIGURE 8.12 – Spectre de G349.7+0.2 obtenu par H.E.S.S.. Le papillon bleu représente le meilleur ajustement avec ses incertitudes statistiques, obtenu par la méthode de *forward folding*. Les points ont été calculés après l’ajustement et contiennent un excès de signal avec une significativité d’au moins 3σ . Les limites supérieures ont été calculées avec un niveau de confiance de 99%.

8.2.2 Analyse des données *Fermi*-LAT

Les analyses qui ont amenées à la découverte de G349.7+0.2 dans le domaine du GeV utilisaient la version «*Pass 6*» des données de *Fermi*-LAT. En 2012, une nouvelle version des données a été mise à disposition de la communauté, la version «*Pass 7*» [9]. Cette version utilise une calibration à partir des données prises durant les premières années de fonctionnement du satellite. L’utilisation d’une calibration à partir des informations récoltées en vol permet une amélioration significative des fonctions de réponse de l’instrument LAT. Les analyses utilisant cette nouvelle version des données montrent des sensibilités accrues ainsi que de meilleures résolutions angulaires. De plus, l’analyse de Castro et al. [48] utilisait les quinze premiers mois de données disponibles. La nouvelle étude présentée ici utilise environ 5.25 ans de données. Une nouvelle analyse des données de *Fermi*-LAT en direction de G349.7+0.2 était donc justifiée.

Méthode

Les données de *Fermi*-LAT du 4 août 2008 au 6 novembre 2013 ont été analysées. La dernière version des outils publics d’analyse, *v9r32p5*, a été utilisée avec le logiciel *enrico* [155]. La version «*Pass 7*» des données a été choisie avec les réponses instrumentales v15.

Un angle zénithal supérieur à 100° a été choisi afin d’éviter la contamination du flux γ par les rayons cosmiques pénétrant dans l’atmosphère de la Terre. Ces rayons cosmiques créent des pions neutres dont les rayons γ issus de leur désintégration peuvent être détectés par *Fermi*-LAT. Enfin seulement les évènements labellisés comme «*source class event*» ont été conservés

afin de s'assurer de la bonne reconstruction du photon primaire.

G349.7+0.2 est une source enfouie dans le plan galactique et proche du centre galactique. Un rayonnement γ important dû aux rayons cosmiques se propageant dans la galaxie est attendu. Caractériser l'émission de G349.7+0.2 n'est possible qu'avec une bonne modélisation de ce fond. Pour correctement l'estimer et l'ajuster les choix suivants ont été fait :

- La région de 10° de rayon autour de la position du vestige a été choisie pour ajuster le modèle.
- Les sources du catalogue de deux ans de *Fermi*-LAT [139] (2FGL) se trouvant à moins de 12° de G349.7+0.2 ont été incluses au modèle.
- Les sources se trouvant à moins de 8° (correspondant à 95% de la PSF de *Fermi*-LAT pour les événements *front* et *back* à 200 MeV) de G349.7+0.2 et ayant au moins une significativité supérieure à 3σ ont leurs paramètres spectraux laissés libres pour l'ajustement, les autres ont leurs paramètres fixés à la valeur du catalogue.
- La version du modèle d'émission diffuse du plan galactique (correspondant à la version des données) a été ajoutée, ainsi que la composante isotropique du rayonnement γ extragalactique. Leur normalisation a été laissée libre.
- Les IRFs nommées *P7REP_SOURCE_V15* ont été utilisées pour décrire les performances de l'instrument.

Le modèle d'émission du rayonnement γ ainsi déterminé comporte 18 sources ponctuelles avec paramètres spectraux libres, les deux composantes diffuses (galactique et extragalactique), la source test à la position de G349.7+0.2, et 25 autres sources ponctuelles avec paramètres spectraux fixes. Les coordonnées spatiales de tous les objets ont été fixées. L'ajustement de ce modèle sur les données comporte donc beaucoup de paramètres libres, une évaluation de sa convergence est montrée à la suite des résultats spectraux.

Résultats spectraux

Les réponses instrumentales de *Fermi*-LAT sont fortement dépendantes de l'énergie (voir figure 4.2). De plus, le spectre du fond de rayons γ dû à la propagation des rayons cosmiques dans le milieu interstellaire suit une loi de puissance d'indice ~ 2.7 . A basse énergie (~ 100 MeV) ce flux devient important alors que l'instrument devient peu sensible. Il est donc préférable d'augmenter artificiellement le seuil en énergie. Ainsi pour l'analyse spectrale, seuls les événements avec une énergie $E_\gamma > 200$ MeV ont été conservés. La limite maximale en énergie généralement utilisée dans les analyses des données de *Fermi*-LAT est de 300 GeV. Au delà, les flux observés sont très faibles étant donné la taille du détecteur LAT. Cette limite a été appliquée à l'étude de G349.7+0.2.

L'outil *glike* a été utilisé pour réaliser le maximum de vraisemblance du modèle d'émission défini plus haut sur les données. Le test statistique de l'hypothèse d'une source ponctuelle avec un spectre en loi de puissance à la position $\alpha_{J2000} = 259.504167^\circ, \delta_{J2000} = -37.441667^\circ$ donne un $TS = 201$. Le meilleur ajustement a été obtenu avec les paramètres spectraux de G349.7+0.2 suivants : $\Gamma_{HE} = 2.19 \pm 0.04_{\text{stat}}^{+0.13}_{-0.31\text{sys}}$, $F_{E_0} = (6.1 \pm 0.43_{\text{stat}}^{+3.1}_{-2.7\text{sys}}) \times 10^{-12}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$, avec $E_0 = 3.8$ GeV, l'énergie de décorrélation. Le flux dans toute la gamme en énergie est de

$F_{0.2-300\text{ GeV}} = (2.8 \pm 0.32_{\text{stat}}^{+1.4}_{-1.2_{\text{sys}}}) \times 10^{-8} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Le spectre obtenu est montré en figure 8.13, la droite rouge représente le meilleur ajustement et le papillon l'incertitude statistique de ce dernier. Pour estimer le flux dans des bandes en énergie plus fines, la même analyse a été répétée en découpant la gamme totale en énergie en dix bandes de même taille en $\log(E)$. Le même modèle de spectre a été supposé et l'indice a été fixé à la valeur obtenue par l'ajustement global. La normalisation a été laissée libre. Lorsque le test statistique est $TS < 9 \approx \sigma < 3$ une limite supérieure à 99% de niveau de confiance a été calculée. Les résultats sont indiqués par les points noirs sur le spectre. Les barres d'erreur représentent les incertitudes statistiques à 1σ .

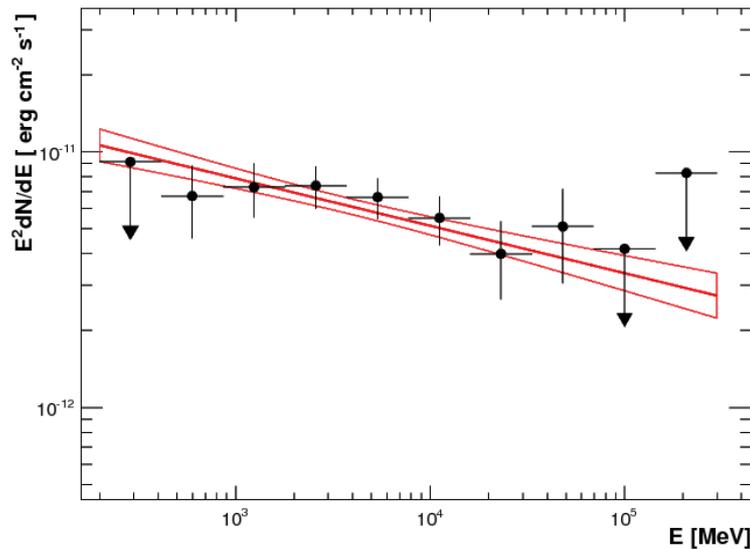


FIGURE 8.13 – Spectre de G349.7+0.2 obtenu avec l'analyse des données de *Fermi*-LAT. L'ajustement global a été réalisé entre 200 MeV et 300 GeV en supposant une loi de puissance. Les barres d'erreurs représentent les incertitudes statistiques à 1σ . Les limites supérieures ont été calculées à 99% de niveau de confiance.

Les flux mesurés dans chaque bande en énergie sont en bon accord avec l'ajustement global. Cependant, visuellement un écart à la loi de puissance avec l'énergie semble apparaître. Pour tester cette hypothèse, la même analyse avec un modèle de parabole logarithmique a été testée. L'ajustement a été obtenu avec les paramètres suivants : $\alpha = 1.81 \pm 0.08$, $\beta = 0.063 \pm 0.028$, $N_0 = 1.07 \pm 0.26 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \text{ MeV}^{-1}$. Le flux ainsi obtenu est de $F_{0.2-300\text{ GeV}} = (2.3 \pm 0.4_{\text{stat}}) \times 10^{-8} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Le spectre est montré en figure 8.14, et son test statistique est $TS = 200$. Ce modèle n'apporte aucun gain significatif malgré un paramètre libre supplémentaire. Le modèle en loi de puissance est conservé pour l'interprétation du rayonnement γ montrée en section 8.3.

Etude des incertitudes systématiques

L'analyse des données *Fermi*-LAT est sujette à deux origines d'incertitudes systématiques.

Premièrement, les incertitudes sur la surface effective de l'instrument dépendent de l'énergie. Ainsi elles sont de l'ordre de 10% à ~ 100 MeV, tombent à 5% à ~ 500 MeV, puis augmentent jusqu'à 20% à ~ 10 GeV. La bonne manière d'estimer les conséquences de ces incertitudes est

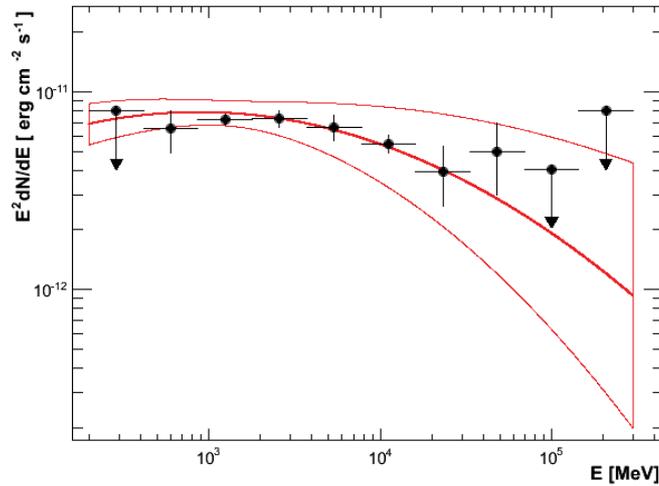


FIGURE 8.14 – Spectre de G349.7+0.2 obtenu avec l’analyse des données de *Fermi*-LAT. L’ajustement global a été réalisé entre 200 MeV et 300 GeV en supposant une parabole logarithmique. Les barres d’erreurs représentent les incertitudes statistiques à 1σ . Les limites supérieures ont été calculées à 99% de niveau de confiance.

de propager ces différentes surfaces effectives dans les analyses et d’observer la variation des résultats. Cependant, les outils permettant de d’appliquer correctement ces incertitudes ne sont pas publics. Les incertitudes présentées plus haut n’en tiennent pas compte.

Deuxièmement, le fond diffus galactique a été estimé à partir de modèle de propagation de rayons cosmiques dans la galaxie ainsi que de carte de densité de matière (voir section 4.2). Ces estimations comportent des incertitudes qui se propagent jusqu’à l’estimation du flux du fond diffus de rayons γ . Ce problème est particulièrement important pour les sources du plan galactique qui devient la source dominante d’erreur systématique entre 0.1-50 GeV. Pour prendre en compte ces incertitudes la même analyse a été réalisée en fixant la normalisation du fond galactique dans le modèle d’émission γ à un facteur $\pm 6\%$. Cette valeur est conservative et permet de compenser le fait de ne pas calculer la première source d’erreur systématique.

Les mêmes analyses que précédemment ont été réalisées mais en faisant varier le fond galactique de plus ou moins 6%. Les résultats sont montrés en figure 8.15. Les points rouges ont été obtenus avec la normalisation de la composante isotropique diffuse fixée à la valeur obtenue par l’analyse principale, et les points bleus en laissant ce paramètre libre. On remarque que les fluctuations sont importantes à basse énergie ($E_\gamma < 2\text{GeV}$) où le flux de rayons γ diffus est important. La normalisation du flux isotropique permet de compenser la sur ou sous-estimation du fond galactique. Laisser cette normalisation libre est conseillée par la collaboration *Fermi*-LAT pour éviter de surestimer les incertitudes systématiques.

Les écarts, entre les flux mesurés dans ces conditions (points bleus) ainsi que les valeurs des paramètres des ajustements globaux, ont été utilisés comme incertitudes systématiques dans les résultats montrés plus haut.

Le modèle d’émission introduit dans l’analyse principale comporte 97 paramètres libres. Les procédures d’ajustement de ces paramètres afin de maximiser la fonction de vraisemblance peuvent montrer des difficultés, en particulier si l’espace des phases de ces paramètres a une

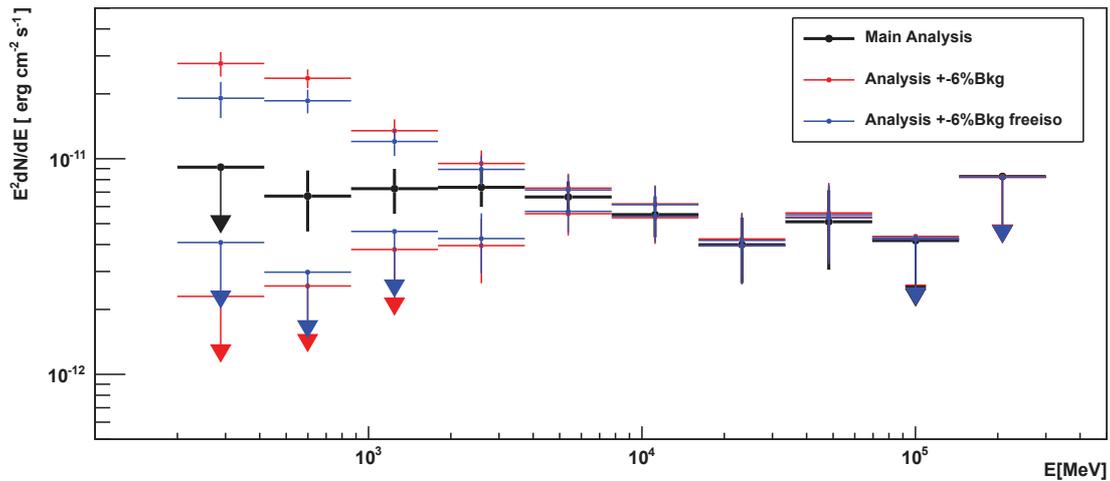


FIGURE 8.15 – Points spectraux de G349.7+0.2 obtenus avec différentes définitions du modèle d'émission (voir texte). Les points noirs correspondent à l'analyse principale, figure 8.13. Les points rouges (bleus) ont été obtenus dans les mêmes conditions mais en faisant varier le niveau de fond galactique à $\pm 6\%$ et en fixant (laissant libre) la normalisation de la composante isotropique.

topologie complexe. Afin d'étudier la stabilité de l'ajustement trois analyses ont été réalisées avec un jeu de paramètres libres différent. Ainsi les modèles suivants ont été utilisés :

- Modèle 1 : Identique à l'analyse principale mais les sources ponctuelles du 2FGL à moins de 8° de G349.7+0.2 ont leurs indices spectraux fixés à la valeur du catalogue. Seules leurs normalisations sont laissées libres. Les modèles des émissions diffuses galactique et extragalactique sont fixées à la valeur nominale ($N=1$). Le spectre de G349.7+0.2 est une loi de puissance avec indice et normalisation libre.
- Modèle 2 : Identique au modèle 1 mais la normalisation de l'émission extragalactique est laissée libre.
- Modèle 3 : Identique au modèle 2 mais la normalisation de l'émission galactique est laissée libre.

Les trois analyses ont été réalisées sur les mêmes données et avec la même méthode que l'analyse principale. Les résultats des ajustements globaux sont montrés dans le tableau 8.2. Une comparaison avec les résultats de l'analyse principale est indiquée. On remarque que les résultats spectraux du modèle 3 sont très proches de l'analyse principale. Pourtant ce modèle comporte 74 paramètres libres de moins. L'analyse principale converge donc correctement et les résultats montrés plus haut sont fiables. La valeur de la contribution isotropique est légèrement supérieure à celle de l'analyse principale. Donc autoriser la variation des paramètres spectraux des sources ponctuelles du catalogue permet une amélioration sensible de l'ajustement et donc des résultats obtenus pour G349.7+0.2. Les points spectraux de chaque analyse sont montrés en figure 8.16.

Dans l'analyse principale, la composante isotropique a une normalisation supérieure à la valeur attendue (1.8 au lieu de 1). Cela peut être dû à une imparfaite modélisation du fond

diffus galactique ainsi que de sources ponctuelles non introduites dans le modèle car pas encore détectées au moment de la production du catalogue 2FGL. La carte de résidus du modèle ne montre aucun motif particulier et ne justifie pas l'ajout de nouvelles sources. Étant donné qu'une portion faible du champ de vue est libre de contamination galactique, la procédure d'ajustement utilise la composante isotropique pour compenser l'inexactitude du modèle introduit (en particulier de la composante galactique). En effet, on remarque que le modèle 2 a une normalisation isotropique très élevée pour compenser la valeur fixée à 1 de la composante galactique. Cependant, cela a très peu d'influence sur les points spectraux montrés en figure 8.16 (points roses et bleus). La normalisation de cette composante dans l'analyse principale n'a donc que peu d'effet dans les résultats finaux.

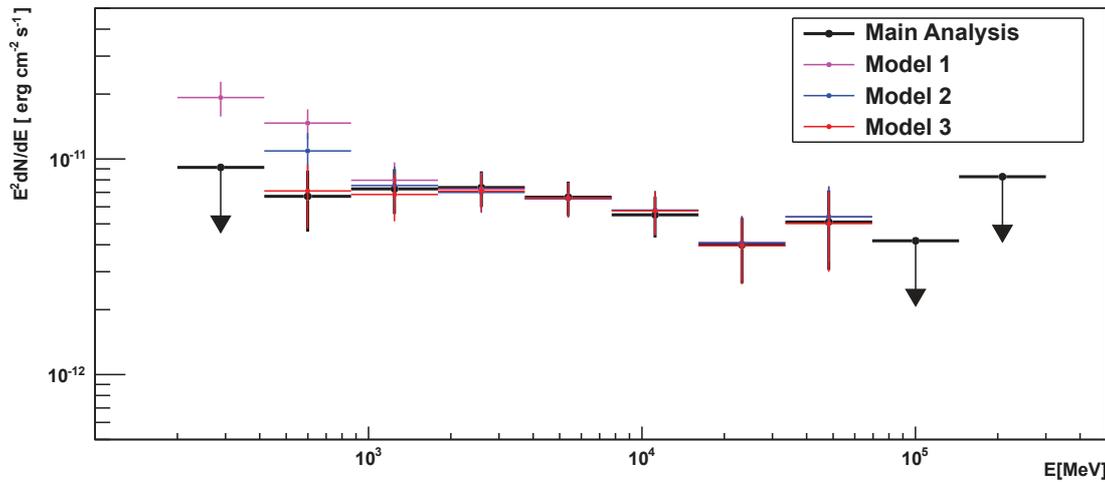


FIGURE 8.16 – Etude de l'influence du nombre de paramètres libres dans le modèle. Les points correspondent aux différents modèles utilisés et détaillés dans le texte.

TABLE 8.2 – Résultats spectraux des analyses réalisées avec différents modèles. Le détail des modèles est indiqué dans le texte. \diamond : Résultats spectraux de G349.7+0.2. N_{Iso} : Normalisation de l'émission diffuse extragalactique, L ou F indique si celle ci est libre ou fixée respectivement. N_{Gal} : Normalisation de l'émission diffuse galactique. n_{libre} : nombre de paramètres libres dans le modèle.

Analyse	Γ_{G349}^\diamond	N_{G349}^\diamond	N_{Iso}	N_{Gal}	n_{libre}
Principale	2.19 ± 0.04	1.67 ± 0.12	1.80 (L)	1.01 (L)	97
Modèle 1	2.55 ± 0.04	1.67 ± 0.14	1 (F)	1 (F)	21
Modèle 2	2.30 ± 0.05	1.77 ± 0.15	2.12 (L)	1 (F)	22
Modèle 3	2.25 ± 0.06	1.67 ± 0.15	1.89 (L)	1.01 (L)	23

L'analyse principale présente une très bonne stabilité de ses résultats vis à vis des choix qui ont été faits dans la détermination du modèle d'émission γ . Cependant les incertitudes systématiques sont importantes en dessous de quelques GeV. Cela rend difficile la recherche de la présence des caractéristiques spectrales des processus hadroniques comme cela a été fait pour W44 et IC 443. Toutefois une interprétation de ce rayonnement est présentée en section 8.3.

Recherche de brisure spectrale

Tous les vestiges de supernova en interaction avec des nuages moléculaires présentent une brisure spectrale entre le domaine du GeV et celui du TeV. Le spectre de G349.7+0.2 obtenu par *Fermi*-LAT n'est pas significativement mieux décrit par une loi de puissance brisée. C'est la première fois qu'un tel système ne montre pas cette caractéristique dans les données au GeV. Une recherche de limite inférieure à partir d'un profil de vraisemblance de cette brisure a été réalisée.

Dans un premier temps les indices spectraux sont fixés aux valeurs obtenues par *Fermi*-LAT et H.E.S.S. : $\Gamma_1 = 2.18$ et $\Gamma_2 = 2.88$. Ensuite la normalisation (qui est définie à la position de la brisure) est ajustée à chaque nouvelle position de la brisure spectrale. La figure 8.17 montre le profil de vraisemblance de la position de la brisure dans ces conditions. Le minimum est obtenu à ~ 42 GeV et la limite inférieure à 95 % de confiance à 13.8 GeV.

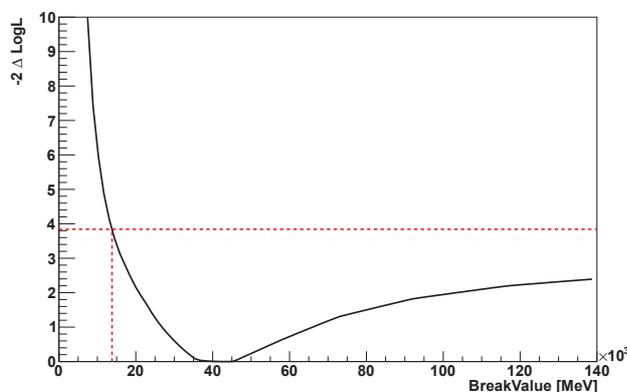


FIGURE 8.17 – Profil de vraisemblance en fonction de la position de la brisure spectrale dans les données de *Fermi*-LAT. Les indices spectraux ont été fixés à $\Gamma_1 = 2.18$ et $\Gamma_2 = 2.88$. La position de la limite inférieure à 95 % est indiquée par les lignes pointillées.

Analyse spatiale

Pour maximiser la précision de la position de la source *Fermi*-LAT une nouvelle analyse a été faite. Les événements ont été sélectionnés différemment des coupures appliquées pour l'analyse spectrale. Ainsi les événements avec un haut niveau de reconstruction directionnelle ont été préférés. Uniquement les événements avec une énergie reconstruite $E_\gamma > 5$ GeV, et labellisés comme étant des événements «front» sont conservés, les autres coupures sont équivalentes aux analyses précédentes. La résolution angulaire attendue de cette analyse est largement améliorée ($R_{68} < 0.2^\circ$) et la contamination du fond est bien plus faible. La même méthode que l'analyse spectrale a été utilisée pour traiter les données. Le signal obtenu montre une significativité de $TS \sim 102 \approx 10\sigma$. Le signal peut donc être utilisé pour déterminer l'origine spatiale du rayonnement. Cela a été réalisé avec l'outil *gtfindsrc* (voir section 4.2). La position de la source *Fermi*-LAT ainsi reconstruite est $\alpha_{J2000} = 17^h 17^m 58^s 0 \pm 3^s 5_{\text{stat}} \pm 4^s 0_{\text{syst}}$, $\delta_{J2000} = -37^\circ 26' 42'' 0 \pm 54'' 0_{\text{stat}} \pm 60'' 0_{\text{syst}}$. Les incertitudes systématiques ont été évaluées de la même manière que dans le catalogue 2FGL.

La carte de résidus de l'analyse ainsi que la carte test statistique ne montrent aucun signe d'extension. L'hypothèse d'une source ponctuelle est donc valide et reproduit correctement les observations.

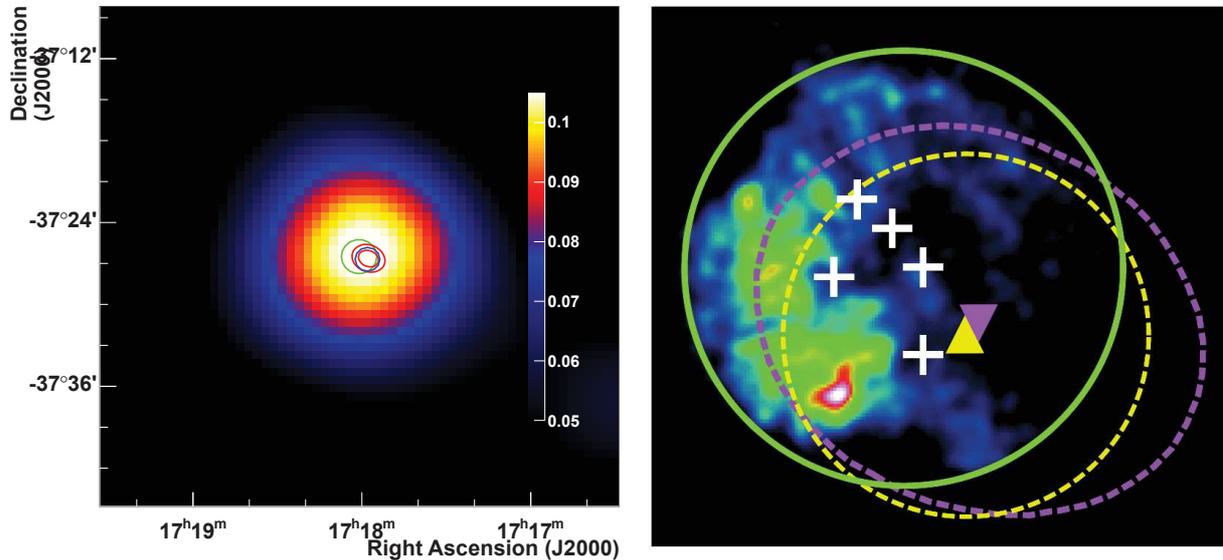


FIGURE 8.18 – *Gauche* : Carte de comptage des événements « front » avec $E_\gamma > 5\text{GeV}$. La carte est lissée par une gaussienne de largeur ($\sigma = 0.2$) et la taille des pixels est 0.01 deg^2 . *Droite* : Carte de rayonnement X observé par *Chandra* [123]. Le triangle et le cercle jaune (violet) représentent la position et la région de confiance à 1σ de la source *Fermi*-LAT (H.E.S.S.). Les croix blanches indiquent la position des masers OH.

La figure 8.18 montre la carte de comptage obtenue avec cette analyse. Le cercle vert représente la position et la taille de la coquille observée en radio. Les contours rouges représentent les régions de confiance à 2 et 3σ de la source H.E.S.S.. Le cercle bleu représente l'erreur à 1σ de la position de la source *Fermi*-LAT. L'accord entre les analyses H.E.S.S. et *Fermi*-LAT est excellent, $\Delta\alpha = 0.2''$ et $\Delta\delta = 3.6''$. Leur interprétation est présentée ci-après.

8.3 Interprétation

Les rayonnements γ observés par *Fermi*-LAT dans la gamme du GeV et par H.E.S.S. au TeV viennent de la même région. Une analyse spectrale peut donc être réalisée pour tenter de déterminer les processus à l'origine de cette émission. La figure 8.19 montre le rayonnement γ observé par les deux instruments dont les analyses sont présentées dans les sections précédentes. Une cassure spectrale est visible entre les deux bandes d'énergie. Cette brisure est significative à 2.52σ en considérant uniquement les incertitudes systématiques.

On considère un modèle statique de rayons cosmiques se propageant dans un milieu à une zone de densité n_H et avec un champ magnétique B . L'émission γ est produite par les trois processus : les rayonnements bremsstrahlung et Compton inverse pour les leptons et celui issu de la désintégration des pions neutres pour les hadrons (voir section 1.3 pour plus de détails). Le

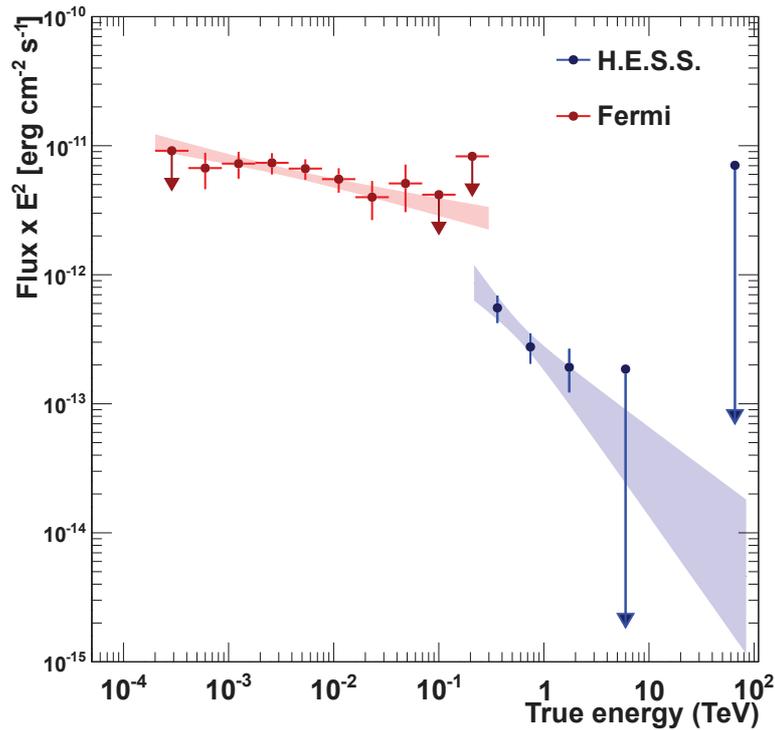


FIGURE 8.19 – Comparaison des spectres de rayons γ obtenus par *Fermi*-LAT (rouge) et H.E.S.S. (bleu) en provenance de G349.7+0.2.

facteur 1.45 pour la normalisation de l'émissivité γ des hadrons (correspondant à l'abondance des noyaux plus lourds du milieu interstellaire) est pris en compte.

Le but ici n'est pas de déterminer avec certitude et précision la distribution des particules qui émettent les rayons γ . Les barres d'erreurs sur les flux mesurés par les instruments d'astronomie γ ne permettent pas d'atteindre ce but ultime. Le but est de rechercher des signes du processus dominants (hadronique ou leptonique) dans le rayonnement observé. Deux formes spectrales sont testées pour les particules :

- Une loi de puissance avec coupure exponentielle (notée ECPL dans la suite) :

$$\frac{dN_p}{dp} = \Phi \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\Gamma_1} \times \exp \left(-\frac{p}{p_{cut}} \right) \quad (8.1)$$

où Φ est la normalisation à l'énergie de référence p_0 .

- Une loi de puissance brisée lissée (notée BPL dans la suite) :

$$\frac{dN_p}{dp} = \Phi \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\Gamma_1} \times \left(1 + \left(\frac{p}{p_{br}} \right)^{\frac{\Gamma_1 - \Gamma_2}{\beta}} \right)^{1 - \beta} \quad (8.2)$$

où β est le coefficient de lissage de la brisure spectrale. Ce paramètre a été fixé à $\beta=0.2$. C'est cette distribution qui a été utilisée dans l'étude des sources W44 et IC 443 par la collaboration *Fermi*-LAT.

Deux scénarios sont d'abord considérés pour déterminer l'origine dominante de l'émission γ observée. Dans chacun de ces scénarios, deux régions possibles d'émission sont proposées : en provenance de la région d'interaction donc avec une densité élevée (région du nuage dans la suite), ou en provenance de la coquille (avec la densité moyenne mesurée en rayons X).

8.3.1 Scénario leptonique

Tout d'abord, un scénario purement leptonique a été testé : une distribution d'électrons émet au TeV par processus bremsstrahlung et Compton inverse. Le rayonnement synchrotron est calculé et comparé à la limite supérieure en X déduite des données *Chandra*.

Le rayonnement bremsstrahlung dépend linéairement de la densité du milieu contrairement au rayonnement Compton inverse. Ce dernier est dominant dans des milieux peu denses comme le milieu interstellaire moyen, mais le rayonnement bremsstrahlung est beaucoup plus intense que le premier dans les nuages moléculaires dont la densité peut dépasser 10^5 cm^{-3} . Pour s'en convaincre, il suffit de regarder les temps caractéristiques de ces deux processus (voir chapitre 1).

Emission en provenance du nuage

Pour le cas où le rayonnement bremsstrahlung est dominant, l'émission est supposée venir du nuage moléculaire. La densité est fixée à 10^5 cm^{-3} . Seul le CMB est considéré comme photons cibles du processus Compton inverse. Le rayonnement est ensuite ajusté sur les données de *Fermi*-LAT et H.E.S.S.. Les résultats de l'ajustement sont résumés dans le tableau 8.3 et la distribution spectrale d'énergie est montrée dans la figure 8.20.

Le rayonnement modélisé reproduit bien les données des deux instruments avec les deux distributions testées. Le spectre synchrotron induit par la distribution d'électrons est calculé pour deux valeurs de champ magnétique (3 et 100 μG). La valeur de 3 μG correspond approximativement à la valeur typique moyenne dans le milieu interstellaire [133]. Dans un nuage le champ magnétique est amplifié, et une mesure du champ magnétique sur l'effet Zeeman de la raie du maser OH le plus brillant a donné la valeur de $\sim 300 \mu\text{G}$ [39]. Le rayonnement synchrotron pour une intensité de champ magnétique de 100 μG est indiqué. Ce scénario reproduit convenablement les données γ et est compatible avec les observations en rayons X. L'énergie contenue dans les électrons pour la distribution BPL (ECPL) est $W_e \sim 2 \times 10^{46} \text{ erg}$ ($W_e \sim 5 \times 10^{46}$), en supposant une distance de 11.5 kpc. Cette valeur est à comparer à une valeur typique d'énergie disponible dans un vestige de supernova, $E_{snr} \sim 10^{51} \text{ erg}$. Le temps caractéristique des électrons dans un milieu de densité 10^5 cm^{-3} est de $t_{Br} \approx 4 \times 10^2 \text{ ans}$. L'âge de G349.7+0.2 est estimé à $\sim 2000 \text{ ans}$. Pour maintenir le flux observé, il faut que l'onde de choc accélère en permanence des électrons jusqu'à plusieurs TeV. Cette hypothèse est peu probable du fait du vieillissement de l'onde de choc par l'interaction avec le nuage. La vitesse d'expansion du vestige a été estimée à $\sim 710 \text{ km. s}^{-1}$, soit moins que ce qui est attendu pour un vestige jeune ($\sim 2\text{-}3 \times 10^3 \text{ km. s}^{-1}$ [53]). L'émission purement leptonique en provenance du nuage est peu raisonnable.

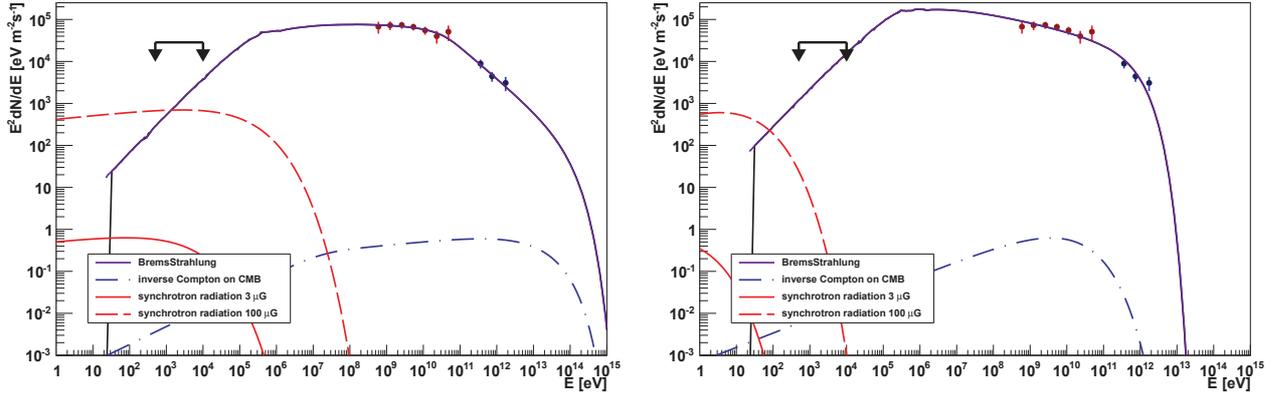


FIGURE 8.20 – Modélisation du rayonnement γ de G349.7+0.2 observé par *Fermi*-LAT (points rouges) et H.E.S.S. (points bleus). Les courbes violettes, bleues et rouges correspondent respectivement au rayonnement bremsstrahlung, Compton inverse et synchrotron émis par une distribution d'électrons. La densité du milieu a été fixée à 10^5 cm^{-3} . La limite supérieure du rayonnement X non thermique est indiquée en noire. *Gauche* : La distribution d'électrons suit une loi de puissance brisée. *Droite* : La distribution d'électrons suit une loi de puissance avec une coupure exponentielle.

TABLE 8.3 – Résumé des paramètres des modèles ajustés sur les données dans le scénario leptonique (voir texte).

Scénario	Région	Densité cm^{-3}	Modèle	Γ_1	Γ_2	E_{br} ou E_{cut} (TeV)	$n_H \cdot W$ erg cm^{-3}
Leptonique	Nuage	10^5	BPL	2.14 ± 0.16	2.82 ± 0.24	0.059 ± 0.08	$\sim 2 \times 10^{46}$
	Nuage	10^5	ECPL	2.31 ± 0.06	-	1.33 ± 0.56	$\sim 5 \times 10^{46}$
	Coquille	1.7	BPL	2.15 ± 0.12	3.41 ± 0.24	0.124 ± 0.1	$\sim 1 \times 10^{51}$
	Coquille	1.7	ECPL	2.22 ± 0.07	-	1.20 ± 0.18	$\sim 1 \times 10^{51}$

Emission en provenance de la coquille

La deuxième région d'émission possible est la coquille du vestige de supernova. Plusieurs coquilles ont été observées en rayons γ et le spectre à ces énergies est expliqué par une domination du rayonnement leptonique par processus Compton inverse (voir chapitre 7). Pour tester cette hypothèse, la densité est fixée à 1.7 cm^{-3} (comme déduite des observations en rayons X). Dans ces conditions l'efficacité du rayonnement bremsstrahlung comparé au compton inverse diminue, mais ce dernier étant indépendant de la densité, il faut pour un même flux de rayons γ plus d'électrons accélérés. Les résultats de l'ajustement pour les deux formes de distribution sont montrés dans la figure 8.21. Les paramètres de ces ajustements sont résumés dans le tableau 8.3. L'énergie contenue dans les électrons est de l'ordre de grandeur de l'énergie cinétique contenue dans les éjectas pour les deux types de distribution. De plus pour des valeurs de champ magnétique raisonnables, l'intensité du rayonnement synchrotron dépasse de plusieurs ordres de grandeur la limite supérieure du rayonnement non thermique en rayons X obtenue par *Chandra*. Cette hypothèse semble donc très peu vraisemblable.

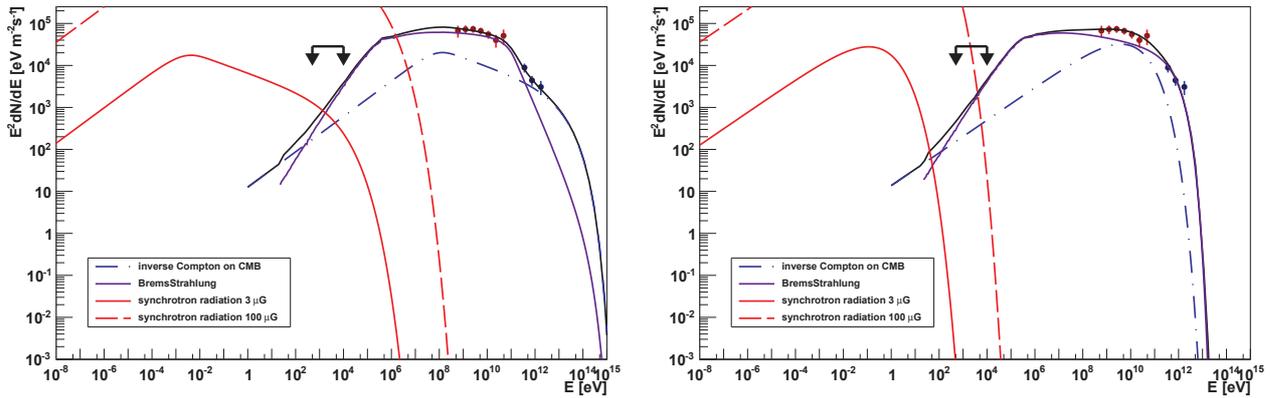


FIGURE 8.21 – Modélisation du rayonnement γ de G349.7+0.2 observé par *Fermi*-LAT (points rouges) et H.E.S.S. (points bleus). Les courbes violettes, bleues et rouges correspondent respectivement au rayonnement bremsstrahlung, compton inverse et synchrotron émis par une distribution d'électrons. La densité du milieu a été fixée à 1.7 cm^{-3} . La limite supérieure du rayonnement X non thermique est indiquée en noire. La courbe noire est l'émission ajustée sur les données. *Gauche* : La distribution d'électrons suit un loi de puissance brisée. *Droite* : La distribution d'électrons suit une loi de puissance avec coupure exponentielle.

8.3.2 Scénario hadronique

Dans ce scénario, seule l'émission hadronique est considérée. Deux distributions de protons sont testées pour décrire le rayonnement γ observé : une distribution de loi de puissance brisée (BPL) et une loi de puissance avec coupure exponentielle (ECPL). Les résultats des ajustements sont montrés en figure 8.22, à gauche la BPL et à droite la ECPL. Les paramètres des ajustements sont résumés dans le tableau 8.4. Les deux modèles décrivent bien les données mais le modèle en loi de puissance brisée est statistiquement privilégié à 1.5σ .

TABLE 8.4 – Résumé des paramètres des modèles ajustés sur les données dans les deux scénarios considérés (voir texte).

Scénario	Distribution	Γ_1	Γ_2	E_{cut} ou E_{br} (TeV)	$n_H \cdot W$ erg cm^{-3}
Hadronique	BPL	2.17 ± 0.12	2.89 ± 0.23	0.374 ± 0.35	$\sim 7 \times 10^{51}$
Hadronique	ECPL	2.28 ± 0.07	-	5 ± 2	$\sim 9 \times 10^{51}$

Pour ces raisons, uniquement le modèle de loi de puissance brisée est considéré par la suite. La position de la brisure est l'élément potentiellement intéressant pour l'étude de l'efficacité de l'accélération des hadrons par les vestiges de supernova (voir 7). Pour estimer l'intervalle de confiance de la position de la brisure, un profil de vraisemblance est réalisé. Tous les paramètres sont fixés à l'exception de la position de la brisure. La figure 8.23 (à gauche) montre l'évolution de la vraisemblance de l'ajustement en fonction de la position de la brisure spectrale des protons. Par cette méthode, la position de la brisure est estimée à 95% de confiance entre 224 et 570 GeV.

Pour estimer l'énergie maximale d'accélération du vestige de supernova, une coupure exponentielle est ajoutée à la loi de puissance brisée. Un profil de vraisemblance est tracé en fonction

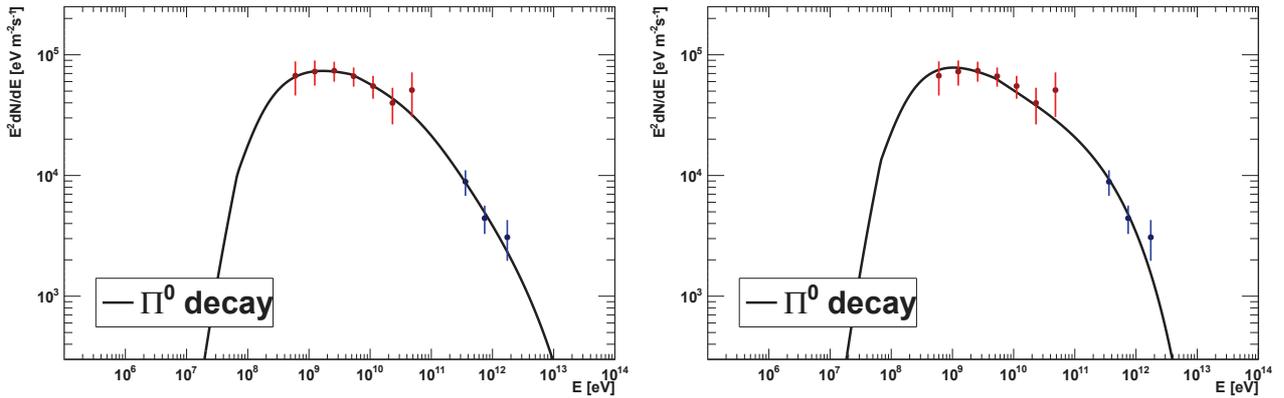


FIGURE 8.22 – Modélisation du rayonnement γ de G349.7+0.2 observé par *Fermi*-LAT (points rouges) et H.E.S.S. (points bleus). La courbe noire correspond au spectre γ produit par une distribution de protons et ajusté aux données. *Gauche* : La distribution de protons suit une loi de puissance brisée. *Droite* : La distribution de protons suit une loi de puissance avec une courbure exponentielle.

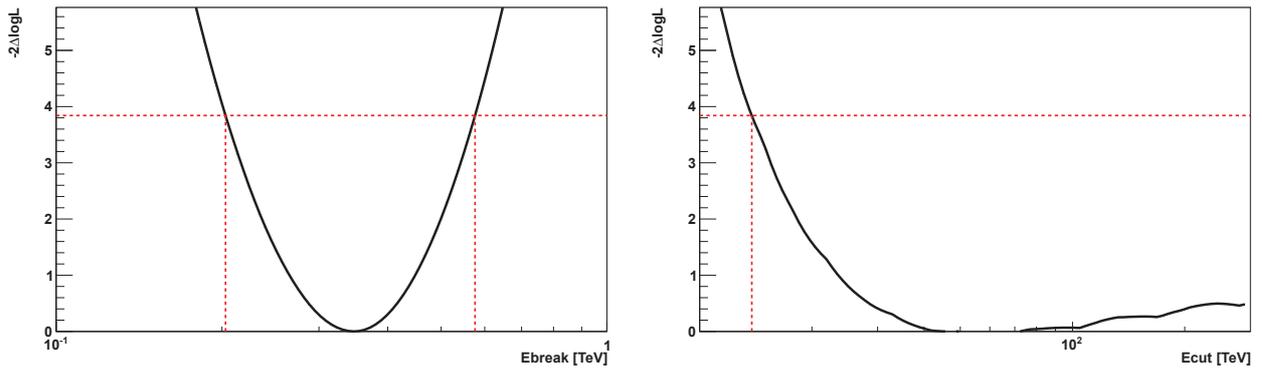


FIGURE 8.23 – Profils de vraisemblance en fonction de la position d'un paramètre de la distribution en loi de puissance brisée des protons. Tous les autres paramètres sont fixes. Les lignes rouges en tirets montrent l'intervalle à 95% de confiance déduits de ces profils. *Gauche* : Profil de la position de la brisure spectrale. *Droite* : Profil de la position de la coupure exponentielle.

de la position de la coupure, il est montré sur la figure 8.23 droite. La limite inférieure à 95% de confiance de la coupure exponentielle des protons est de 19 TeV.

Deux paramètres du modèle sont parfaitement dégénérés. Il s'agit de la densité du milieu et de la normalisation de la distribution de protons. Etant donné que l'émissivité γ d'une distribution de protons dépend linéairement de la densité, ces paramètres sont parfaitement anti-corrélés. De ce fait, l'ajustement ne permet pas de déduire le produit des deux. Le meilleur ajustement donne la valeur $n_H \cdot W_p \sim 7 \times 10^{51} \text{ erg cm}^{-3}$, où W_p est l'énergie totale contenue dans les rayons cosmiques en erg.

Comme discuté dans la section 8.1, la densité du milieu environnant est de l'ordre de $\sim 1.7 \text{ cm}^{-3}$. Cette densité induit une énergie totale dans les rayons cosmiques de $W_p \sim 4 \times 10^{51} \text{ erg}$,

plus importante que la valeur typique d'énergie disponible lors de l'explosion d'une supernova, $E_{snr} \sim 10^{51}$ erg. L'émission γ provient probablement de la région plus dense où a lieu l'interaction et doit être considérée comme une limite supérieure. Cela correspond probablement à la région d'interaction entre le vestige de supernova et le nuage moléculaire.

L'émission de rayons γ observée en direction de G349.7+0.2 est donc probablement dominée par les processus hadroniques. Les scénarios leptoniques ne peuvent être exclus totalement mais les considérations de bilan énergétique et l'absence de rayonnement X non thermique tend à privilégier une émission de désintégration de pions neutres.

8.3.3 Perspectives

L'interprétation la plus probable pour expliquer le spectre de rayons γ est une origine hadronique en provenance d'une région plus dense que le milieu environnant moyen du vestige.

Une mesure directe de signatures hadroniques dans le spectre γ autour de ~ 100 MeV, comme pour W44 et IC 443, confirmerait l'hypothèse de la domination des désintégrations de pions neutres dans l'émission de haute et très haute énergie. Pour cela une nouvelle analyse de la dernière version des données de *Fermi*-LAT serait nécessaire.

Le cas particulier de G349.7+0.2 réside dans la position élevée de la brisure spectrale. Cependant, la position de cette brisure est peu contrainte. H.E.S.S. II avec un seuil en énergie autour de ~ 50 GeV permettrait une mesure précise de cette cassure et de mieux comprendre l'origine de ce phénomène. Enfin, CTA avec une sensibilité accrue permettra de mieux sonder l'énergie maximale des rayons cosmiques accélérés par ce vestige de supernova.

Résumé du chapitre

Le vestige de supernova G349.7+0.2 est en interaction avec un nuage moléculaire dense. Cette interaction se manifeste par plusieurs traceurs en coïncidence avec le vestige et le nuage. Le rayonnement γ en provenance de ce système a été analysé avec les données de H.E.S.S. et *Fermi*-LAT.

Analyse des données de H.E.S.S. :

- Première détection de rayons γ au TeV en direction de G349.7+0.2.
- L'émission est en très bonne coïncidence spatiale avec les masers OH.
- Le spectre est plutôt mou, $\Gamma_{TeV} = 2.88 \pm 0.27$.

Analyse des données de *Fermi*-LAT :

- Confirmation de la détection de rayons γ au GeV en direction de G349.7+0.2.
- L'émission est en très bonne coïncidence spatiale avec les masers OH et la position de la source H.E.S.S..
- Le spectre est plutôt dur, $\Gamma_{GeV} = 2.19 \pm 0.04$.
- Aucune brisure spectrale n'est observée dans les données de *Fermi*-LAT.

L'interprétation du rayonnement γ a conduit à :

- La révélation d'un changement d'indice spectral entre les domaines d'énergie de *Fermi*-LAT et H.E.S.S..
- Privilégier une origine hadronique du rayonnement γ en se basant sur des considérations énergétiques et de temps caractéristique de refroidissement.
- Privilégier une région plus dense que le milieu environnant moyen pour l'émission γ . Une densité supérieure à 10^5 cm^{-3} dans un scénario hadronique est compatible avec les observations. Cette région est probablement la région d'interaction entre l'onde de choc du vestige et le nuage.

9

W51 : distinction des émetteurs γ

Sommaire

9.1	Une région complexe	190
9.1.1	Les propriétés du vestige	190
9.1.2	Le rayonnement γ en provenance de W51	191
9.2	Analyse des données de H.E.S.S.	193
9.2.1	Analyse et résultats	193
9.2.2	Comparaison avec l'analyse précédente	196
9.2.3	Analyse morphologique	198
9.2.4	Analyses spectrales	200
9.3	Interprétation	203
9.3.1	L'émission du nuage	203
9.3.2	L'émission de la nébuleuse à vent de pulsar	204

Ce chapitre contient des résultats non publiés. Merci de garder ces informations confidentielles.

9.1 Une région complexe

9.1.1 Les propriétés du vestige

Le vestige de supernova W51C, aussi appelé G49.1–0.7, est une coquille visible dans le continuum radio. Son émission en rayons X revêt une structure composite [115]. La morphologie complexe de la source dans cette gamme de longueur d'onde est présentée en figure 9.1. L'émission détectée par *ROSAT* est d'origine thermique. L'émission de rayons X est anticorréllée avec la position du nuage indiquée par les contours ^{13}CO . Cet effet est expliqué par l'absorption des rayons X par le nuage qui se trouverait entre le vestige et l'observateur.

L'évolution du système suggère un âge de $\sim 3 \times 10^4$ ans [115]. La distance de ce complexe est estimée entre ~ 4 kpc [157] et ~ 6 kpc [115] par des mesures d'absorption radio et en rayons X respectivement.

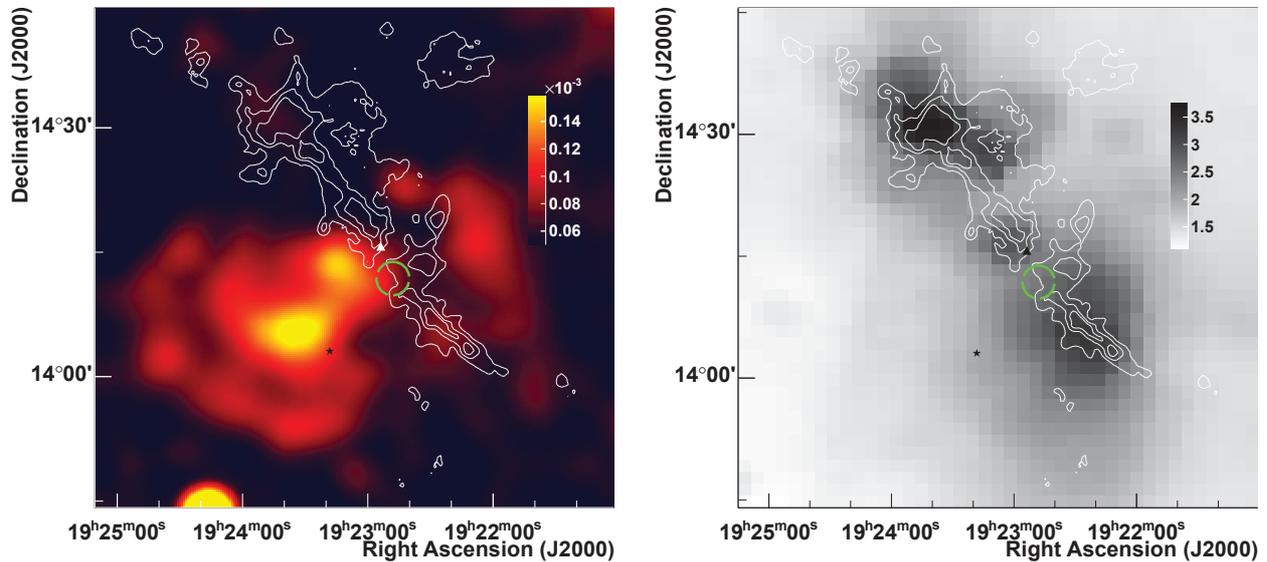


FIGURE 9.1 – *Gauche* : Carte en rayons X observés par *ROSAT* entre 0.7 et 2 keV [115]. L'unité de l'échelle de couleur est $\text{s}^{-1} \cdot \text{pixel}^{-1}$. Les contours blancs représentent l'émission ^{13}CO à 25, 50, 75, 100 $\text{K} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ intégrée entre 60 et 80 $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$. Le triangle blanc et l'étoile noire montrent la position du maser OH et de la nébuleuse à vent de pulsar. Le cercle vert indique la position du gaz choqué. *Droite* : Carte IRAS à 25 μm . L'échelle de couleur est en $\text{Log}_{10}(\text{mJy} \cdot \text{sr}^{-1})$.

Traceurs d'interaction

Un nuage moléculaire géant est présent dans cette région et associé au vestige de supernova. Des mesures d'émission moléculaires ^{13}CO montrent la distribution de la matière dans cette région [45]. La figure 9.1 montre les contours ^{13}CO à 25, 50, 75, 100 $\text{K} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$, intégrés entre 60 $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ et 80 $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$, superposés à l'émission X. La masse du nuage est estimée à $\sim 1.2 \times 10^6 M_{\odot}$. Plusieurs traceurs montrent l'interaction entre le vestige et ce nuage dense.

Des masers OH 1720 MHz [89], indiqués par un triangle sur la figure 9.1, coïncident spatialement avec une forte émission ^{13}CO et se superpose au vestige.

Plus récemment, une émission de la molécule SiO(2-1) a été observée proche de la position des masers OH [73]. Cette émission est probablement déclenchée par le passage de l'onde de choc dans la matière, cette dernière en chauffant la matière balayée permet la dissociation de cette molécule des grains de poussière et induit ce rayonnement. La mesure a été réalisée en même temps que la détection de raies HCO⁺ et DCO⁺. Le rapport d'intensité de celles-ci suggère une ionisation du milieu amplifiée par une densité de rayons cosmiques supérieure à la densité moyenne galactique.

Des mesures de raies de CO choquées ont été réalisées en direction de la position supposée de l'interaction du nuage avec le vestige [118, 119]. La position de cette émission est indiquée sur la figure 9.1 par le cercle vert.

Tous ces indicateurs montrent une très forte interaction entre le vestige et le nuage moléculaire géant de ce système.

Régions de formation d'étoiles

Le nuage moléculaire abrite également deux importantes régions de formation d'étoiles. La figure 9.1 (à droite) montre l'émission infrarouge à 25 μ m détectée par ce satellite. L'émission s'étend le long du nuage, les deux régions sont nommées W51A et W51B, respectivement au Nord et au Sud. Elles abritent plusieurs régions HII compactes, sièges d'amas d'étoiles. Un rayonnement X de haute énergie a été observé dans leur direction probablement émis par des objets stellaires jeunes, signe d'un taux de formation stellaire important [116].

Les nébuleuses à vent de pulsar CXO J192318.5+140305 et HX3 West

Trois sources compactes de rayonnement X ont été observées dans le région de W51. Deux d'entre elles, nommées «HX3 east» et «west» détectées par *ASCA* [116], sont enfouies dans le nuage. L'émission de «HX3 east» est associée à une région HII compacte [118] dont l'émission X est probablement due aux étoiles massives. «HX3 west» également détectée par *Chandra* [117] et *XMM-Newton* [156] est une nébuleuse à vent de pulsar.

La dernière, CXO J192318.5+140305 (CXO), est présente au coeur du vestige de supernova. L'émission non thermique de cette source a été confirmée par *Chandra*, suggérant qu'il s'agit là aussi d'une nébuleuse à vent de pulsar. Aucune pulsation qui pourrait trahir la présence de l'objet compact associé n'est observée à ce jour.

9.1.2 Le rayonnement γ en provenance de W51

Les objets astrophysiques décrits ci-dessus sont tous susceptibles d'émettre du rayonnement γ . Une étude précise des photons de haute et très haute énergie permettra de mieux comprendre ce système. De plus, tous les ingrédients sont présents pour étudier l'accélération de rayons cosmiques par le vestige de supernova.

Rayonnement de haute énergie

La région de W51 est donc particulièrement intéressante, et on peut s'attendre à l'émission de rayons γ de la part de plusieurs contributeurs. Ce complexe a été balayé par *Fermi-LAT* et

le rayonnement γ au GeV a été reporté dès le premier catalogue [3] avec seulement trois mois de données. Cette région a fait l'objet d'une étude dédiée en 2009 [5]. L'émission mesurée est l'une des plus brillantes au GeV dans le plan galactique et est étendue spatialement.

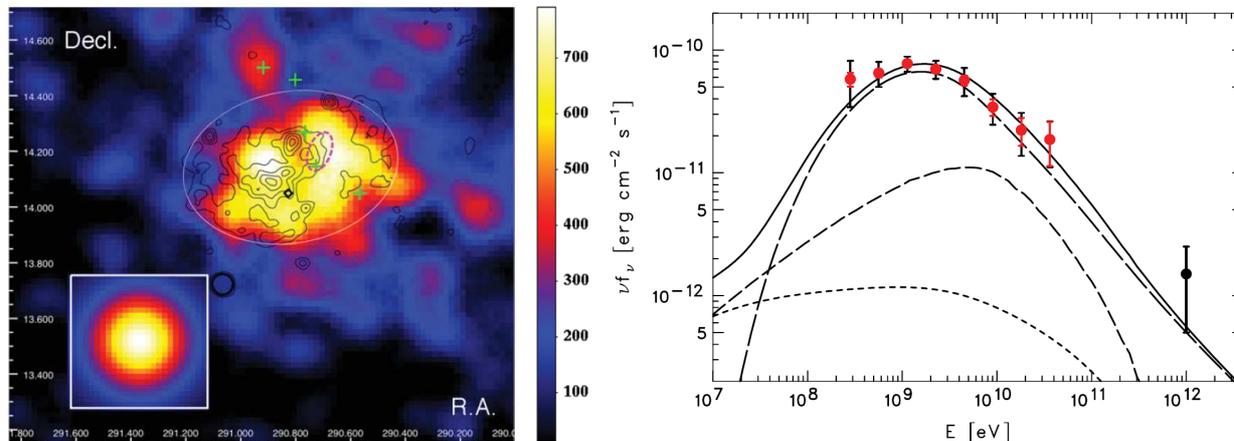


FIGURE 9.2 – *Gauche* : Carte de coups de *Fermi*-LAT entre 2 et 10 GeV. La carte est lissée par une gaussienne de largeur 0.12° . Les contours noirs tracent l'émission en rayons X détectée par *ROSAT*. L'ellipse rose représente la région de l'émission de gaz choqué. La position de CXO est indiquée par le losange noir. Les positions des cinq régions HII sont représentées par les croix vertes. L'ellipse blanche schématise les bords de la coquille. *Droite* : Distribution spectrale d'énergie de la région de W51. Les points rouges ont été obtenus par *Fermi*-LAT, les barres d'erreur noires indiquent les incertitudes systématiques. Le point noir est le flux de H.E.S.S. (analyse de 2009). Les différentes courbes représentent un modèle d'émission avec des processus hadroniques (tirets longs), bremsstrahlung (tirets moyens) et Compton inverse (tirets courts). La courbe pleine est l'émission totale. Ces figures sont extraites de [5].

La figure 9.2-gauche montre la carte de rayons γ obtenue par *Fermi*-LAT entre 2 et 10 GeV. L'émission couvre la majeure partie du vestige de supernova W51C vu en rayons X. Cette coïncidence spatiale a conduit à associer l'origine du rayonnement au GeV à toute la coquille du vestige de supernova. Le spectre du rayonnement observé par *Fermi*-LAT est montré sur la figure 9.2-droite. Le flux au GeV est bien reproduit par un modèle d'émission γ issu de la désintégration de π^0 créé par des collisions entre protons accélérés et atomes du milieu environnant.

Rayonnement de très haute énergie

Le rayonnement γ au TeV en provenance de W51 est connu depuis 2009. H.E.S.S. a reporté la détection de cette source après l'extension du balayage du plan galactique en 2007 qui a mené à des observations dédiées en 2008. Après seulement ~ 17 h d'observation un signal de 220 rayons γ avec une significativité de 6.7σ a été mesuré. La figure 9.3-gauche montre l'émission de rayons γ observée par H.E.S.S. publiée en 2009. L'émission est étendue enveloppant la position des possibles émetteurs de rayons γ de cette région.

En 2012, la collaboration MAGIC publie une analyse du rayonnement γ au dessus de 150 GeV de la région W51 [27]. La figure 9.3-droite montre l'excès relatif de rayons γ ob-

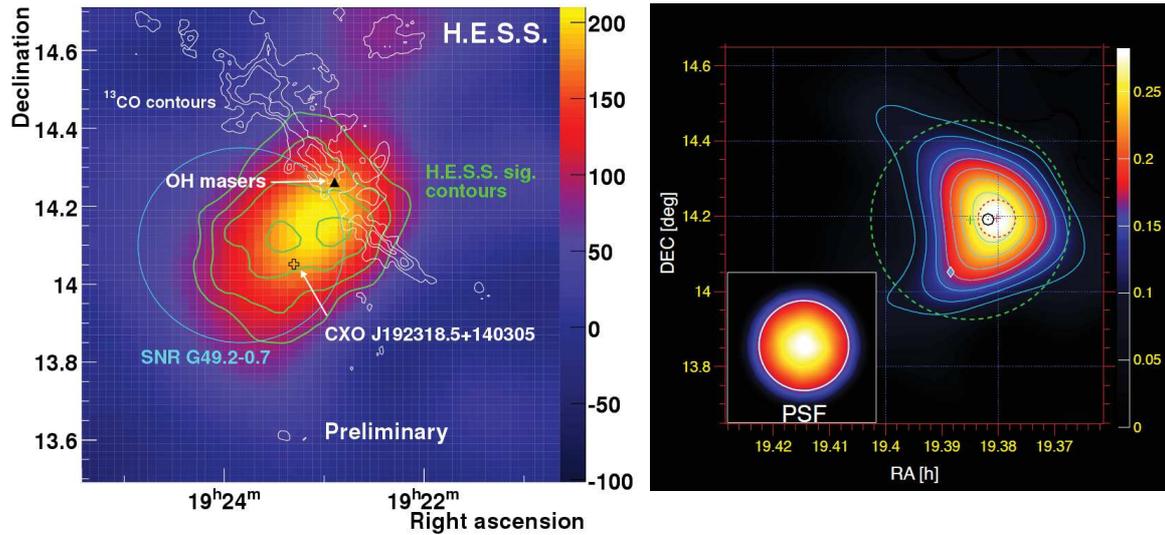


FIGURE 9.3 – *Gauche* : Carte de rayons γ observés par H.E.S.S. avec l’analyse de 2009. La carte est lissée par une gaussienne de largeur $7.6'$. Les contours de significativité sont indiqués en vert. *Droite* : Carte d’excès relatif (excès/fond) au dessus de 150 GeV. La carte est lissée avec une gaussienne de 0.085° . Les contours de significativité sont superposés en bleu. La position ajustée est représentée par le point noir. Le cercle rouge indique la position du gaz choqué. Le losange cyan montre la position de CXO.

servé. Les photons semblent provenir du nuage choqué par le vestige de supernova. Cependant à haute énergie, la résolution angulaire de l’instrument s’améliore et une émission étendue en direction de la nébuleuse à vent de pulsar apparaît. Cependant cette extension est compatible statistiquement avec un modèle d’émission à une composante morphologique étendue.

La possible contribution de plusieurs émetteurs γ au TeV n’est donc pas avérée avec les analyses publiées. Le recours à des analyses plus performantes, développées depuis la publication, et à un lot de données plus important permet de mieux comprendre l’origine du rayonnement mesuré par les télescopes Tcherenkov.

9.2 Analyse des données de H.E.S.S.

9.2.1 Analyse et résultats

L’analyse des données qui a menée à la publication de la découverte de W51 au TeV a été réalisée avec une analyse combinant les variables (voir section 3.4) Hillas et Model dans sa première version. Depuis de nouvelles méthodes ont montré des performances supérieures. L’analyse présentée ici utilise la méthode X_{eff} détaillée au chapitre 5. Cette analyse montre une sensibilité supérieure à celle de l’analyse de 2008. De plus la résolution angulaire, grâce à la méthode avancée de sélection des évènements, est améliorée. Ce gain est très utile pour W51 où deux possibles émetteurs de rayons γ sont potentiellement associés à l’émission détectée par les télescopes Tcherenkov. L’origine spatiale du rayonnement est un paramètre crucial pour l’interprétation des résultats.

Le rayonnement γ observé en 2008 par H.E.S.S. puis par MAGIC a montré une émission étendue en provenance de la région de W51. Pour cette analyse une région ON d'une taille de 0.3° de rayon a été choisie. Cela comprend toute l'émission détectée et permet ainsi d'évaluer correctement la significativité de ce signal. La position de la région ON est $19^{\text{h}}23^{\text{m}}19.2^{\text{s}}$, $14^\circ 11' 24''$.

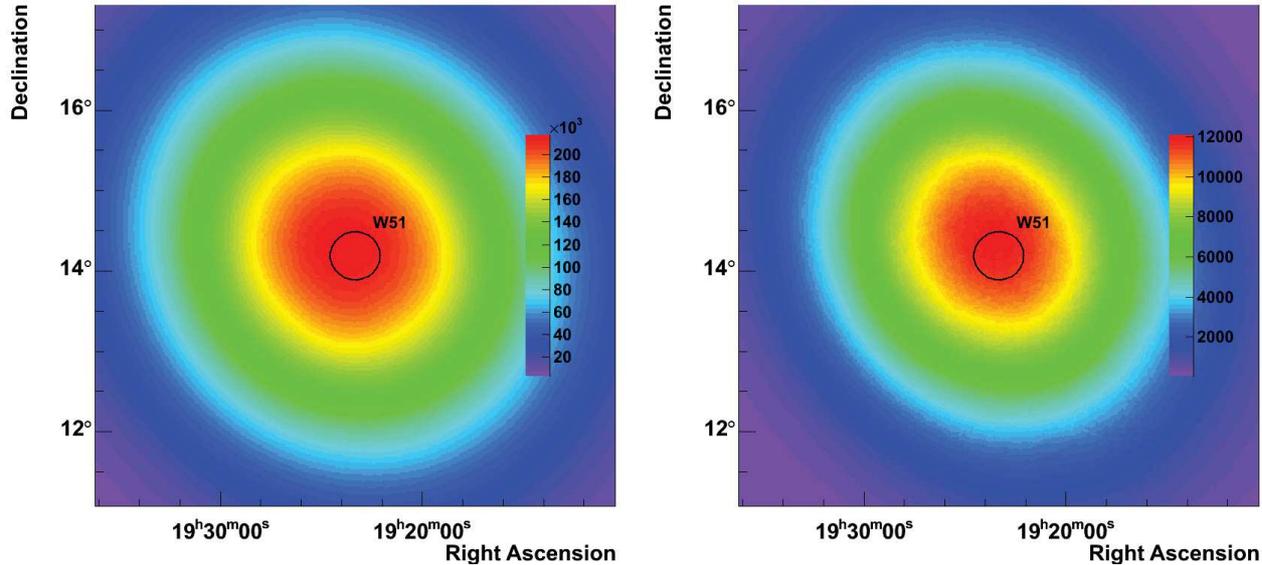


FIGURE 9.4 – Cartes d'acceptance de l'analyse des observations sélectionnées pour l'étude de W51 calculées à partir des évènements hadrons à gauche et γ à droite.

Cette région a été observée lors des balayages du plan galactique ainsi que sur la base d'une proposition d'observations dédiées. Ces dernières ont été réalisées avec la méthode «wobble». Une centaine de sessions d'observation satisfont les critères de qualité (voir section 3.3), un total de ~ 43 heures de données est disponible pour l'analyse. La figure 9.4 montre l'acceptance dans le champ de vue de W51. Le cercle noir représente la région ON utilisée pour l'analyse. La méthode «woble» ainsi que les observations du plan galactique permettent d'obtenir une acceptance homogène dans la région d'intérêt.

De plus les conditions d'observation sont relativement stables. En effet, les distributions d'angle zénithaux et hors axe des observations sélectionnées sont montrées dans la figure 9.5. L'angle zénithal moyen des observations de $\sim 40^\circ$ induit un seuil en énergie supérieur à $G349.7+0.2$. L'homogénéité des conditions d'observation et la bonne distribution spatiale des pointés des observations permet d'obtenir une analyse stable avec des effets systématiques réduits.

Ce dernier point est suggéré par l'évolution du signal avec le temps. La figure 9.6-droite montre l'évolution de significativité du signal en fonction du nombre d'évènements dans les régions OFF. Cette évolution suit très bien une loi $\propto \sqrt{N_{OFF}}$.

La figure 9.6-gauche montre le nombre d'évènements en fonction de la distance au centre de la région ON. La distribution d'évènements est étalée ce qui justifie la coupure à 0.09 deg^2 en θ^2 . Un total de 778.8 rayons γ est mesuré par l'analyse X_{eff} . La significativité du signal est de 12.7σ .

La figure 9.7 montre la carte du ciel d'excès de rayons γ mesuré par H.E.S.S. avec l'ana-

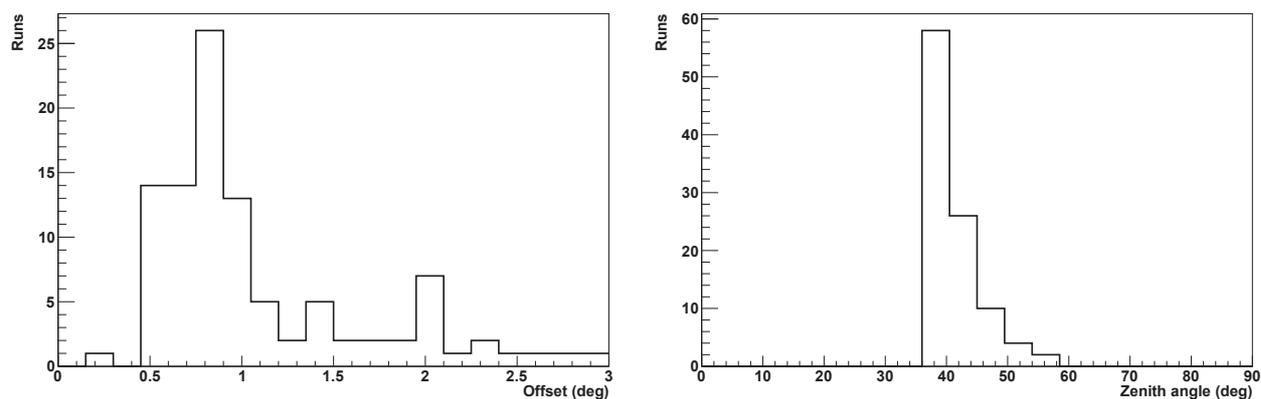


FIGURE 9.5 – Distribution du décalage hors axe (figure de gauche) et de l’angle zénithal (droite) des observations de W51 ayant satisfait les critères de sélection.

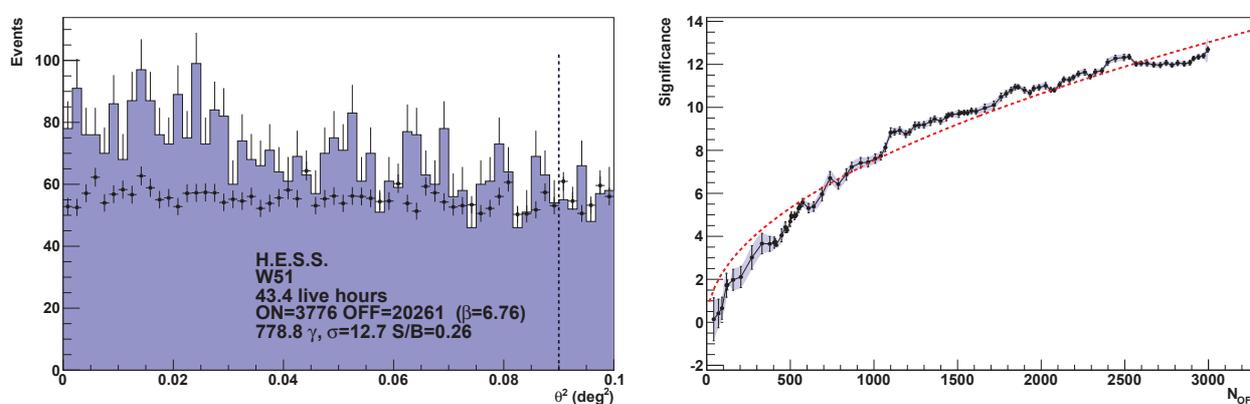


FIGURE 9.6 – *Gauche* : Distribution spatiale des évènements conservés après coupures. Les évènements sont échantillonnés en anneaux concentriques autour de la position testée. La barre verticale en pointillés montre la coupure appliquée par la définition de la région ON. Les points noirs représentent l’estimation du niveau de fond. *Droite* : Courbes d’évolution de la significativité du signal et de l’excès de la région ON en fonction du nombre d’évènements OFF. Les barres d’erreurs bleues (noires) sont calculées en accumulant la statistique (pour chaque observation). Un ajustement avec l’évolution attendue pour un signal réel est indiqué en tirets rouges.

lyse X_{eff} . Le cercle blanc représente la position et la taille de la région ON. La carte est suréchantillonnée avec un rayon de 0.1° . L’émission mesurée est étendue et la région choisie contient l’intégralité du signal en provenance de cette région. Une étude détaillée de la morphologie est développée en section 9.2.3.

La figure 9.8-gauche montre la distribution de la significativité du signal en dehors des régions d’exclusion. La seule région d’exclusion choisie est centrée sur la région ON avec un rayon de 0.35° . Aucun motif particulier dans la carte n’apparaît et les fluctuations correspondent à des fluctuations statistiques. Une confirmation est apportée par la distribution de cette significativité montrée en figure 9.8-droite. Cette distribution est bien normalisée et centrée autour de 0. Le bruit de fond résiduel est donc bien estimé et aucune autre région d’exclusion ne doit

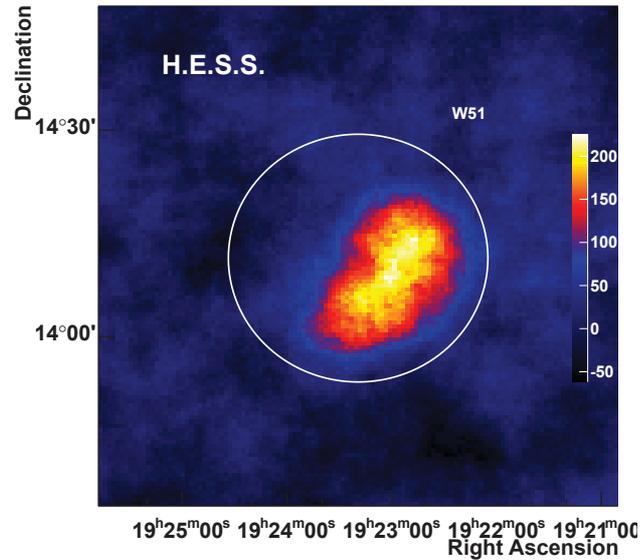


FIGURE 9.7 – Carte d’excès de rayons γ obtenue par H.E.S.S. et suréchantillonnée avec un rayon de 0.1° . Le cercle blanc représente la région ON de l’analyse.

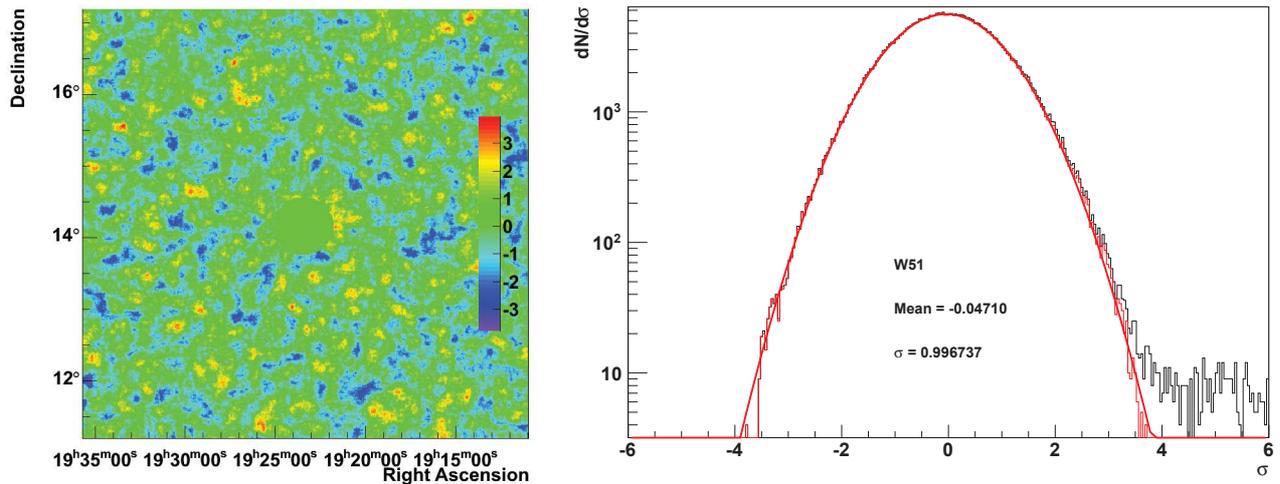


FIGURE 9.8 – *Gauche* : Carte de significativité de l’excès dont les pixels inclus dans les régions d’exclusion ont une valeur fixée à 0. *Droite* : Distribution de la significativité sur toute la carte (noire), en dehors des régions d’exclusion (rouge). Un ajustement gaussien est appliqué sur la courbe rouge. Les résultats sont indiqués dans la légende.

être définie dans le champ de vue.

9.2.2 Comparaison avec l’analyse précédente

L’analyse actuelle comporte davantage de données et utilise une méthode d’analyse plus performante que l’analyse qui a conduit à la découverte de W51 en 2009. Le tableau 9.1 résume les résultats de l’analyse actuelle réalisée avec X_{eff} et l’analyse précédente. Le nombre de rayons

γ détecté est multiplié par un facteur ~ 3.5 . Ce n'est pas uniquement dû à l'augmentation du jeu de données mais également à l'analyse puisque le taux de détection est $\sim 40\%$ plus important avec X_{eff} qu'avec l'analyse de 2009. Ce gain de sensibilité γ et une bonne réjection du fond conduit à une meilleure performance de l'analyse X_{eff} dont le taux σ/\sqrt{h} est plus important ($\sim 19\%$).

TABLE 9.1 – Résumé des résultats de l'analyse de découverte publiée en 2009 et celle présentée avec la méthode X_{eff} .

Analyse	Temps d'obs (h)	σ	σ/\sqrt{h}	γ	γ/h
2009	~ 17	6.7	~ 1.6	220	~ 13
X_{eff}	~ 43	12.7	~ 1.9	778	~ 18

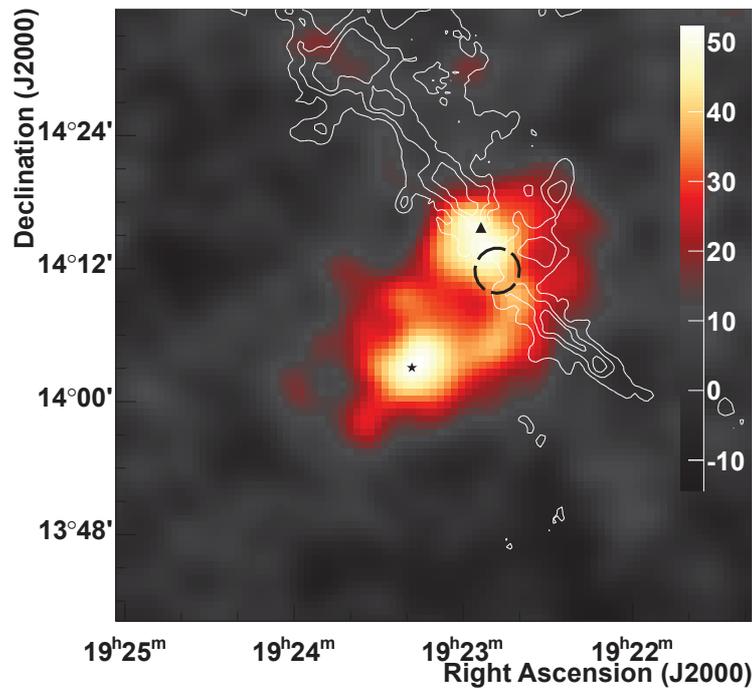


FIGURE 9.9 – Carte d'excès de rayons γ observés par H.E.S.S.. La carte est lissée par la PSF. Les positions de l'interaction SNR/MC et de la nébuleuse à vent de pulsar sont indiquées par le triangle et l'étoile respectivement. Les contours blancs représentent l'émission ^{13}CO traçant la position du nuage moléculaire. Le cercle noir indique la position du gaz choqué.

La figure 9.3 à gauche montre la carte de l'analyse de 2009. La figure 9.9 montre la carte obtenue par l'analyse X_{eff} avec le lot de données complet. La résolution angulaire de l'analyse est améliorée et une morphologie à plusieurs composantes semblent apparaître. Le cas de W51 est un très bon exemple de l'importance du développement de meilleures méthodes d'analyse de données pour l'étude de sources complexes.

Le gain apporté par l'analyse X_{eff} et par le lot de données plus important est significatif. L'augmentation de la statistique permet une analyse plus fine de la morphologie de la source, et s'ils existent, l'extraction des spectres de différents contributeurs à l'émission γ .

9.2.3 Analyse morphologique

Les résultats de l'analyse montrent une source spatialement étendue, avec plusieurs composantes. La PSF de H.E.S.S. pour une source d'indice $\Gamma = 2.4$ a été calculée par simulations Monte Carlo.

Différents modèles de morphologie de source ont alors été testés et un test de vraisemblance logarithmique a été calculé pour chacun d'entre eux. Les résultats sont indiqués dans le tableau 9.2. Des modèles à une et deux composantes ont été testés en augmentant progressivement le nombre de paramètres. Le détail des modèles à deux dimensions est donné en section 3.4.9.

TABLE 9.2 – Résumé des résultats des ajustements morphologiques. * : Gaussienne asymétrique

Modèle	Paramètres	Log Vraisemblance
1 Ponctuelle	3	-196.4
1 Gaussienne	4	-171.4
1 Gauss asym*	6	-161.7
2 Ponctuelles	6	-163.8
2 Gaussiennes	8	-151.2
1 Gaussienne + 1 Gauss asym*	10	-150.3

Un test statistique permet de comparer la significativité du gain de l'ajustement. Ce test est décrit en section 4.2. Ainsi le modèle de deux gaussiennes comparé à une gaussienne décrit mieux les données avec une significativité de 5.5σ , et à une gaussienne asymétrique avec une significativité de 4.2σ . La morphologie de l'émission γ de W51 au TeV est donc significativement mieux décrite par deux émetteurs individuels. La position des deux gaussiennes sont $\alpha = 19^{\text{h}} 23^{\text{m}} 17.75^{\text{s}} \pm 35^{\text{s}}$, $\delta = 14^{\circ} 03' 15.2'' \pm 36.7''$ avec une extension de $2' 1.6'' \pm 33''$ pour la source Sud et $\alpha = 19^{\text{h}} 22^{\text{m}} 48^{\text{s}} \pm 44^{\text{s}}$, $\delta = 14^{\circ} 13' 01'' \pm 36''$ avec une extension de $3' 29'' \pm 36''$ pour la source Nord.

La figure 9.10-gauche montre la carte modélisée du rayonnement γ observé par H.E.S.S.. Les contre-parties vues aux autres longueurs d'onde sont indiquées. Les contours blancs représentent l'émission ^{13}CO traçant le nuage moléculaire, l'ellipse schématise les bords du vestige de supernova, le triangle indique la position du maser OH, le cercle blanc rempli et l'étoile noire celles des nébuleuses à vent de pulsar HX3 West et CXO J192318.5+140305 respectivement. Les positions des deux gaussiennes avec leurs incertitudes sont indiquées par les croix noires. La source Sud est donc aisément associée au candidat de nébuleuse à vent de pulsar. La source Nord a potentiellement plusieurs origines.

Il a été montré en section 5.3.4 que les analyses des données de H.E.S.S. produisent une extension résiduelle dans les analyses morphologiques. Cette extension provient de légères

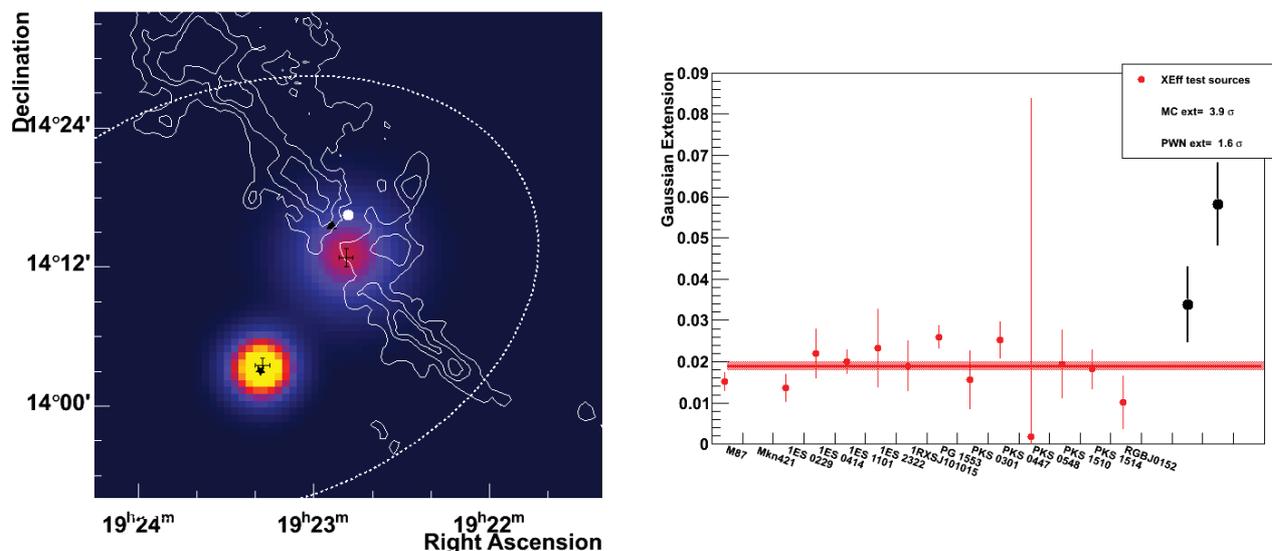


FIGURE 9.10 – *Gauche* : Carte du modèle à deux gaussiennes ajusté sur les données dans des unités arbitraires. Les croix indiquent la position des deux gaussiennes dont la taille représente l’erreur statistique. Le cercle blanc rempli et l’étoile noire indiquent la position de la nébuleuse à vent de pulsar HX3 West et CXO J192318.5+140305 respectivement. Le triangle noir montre la position du maser OH. L’ellipse représente les limites du vestige de supernova vues en rayons X (voir figure 9.1). Les contours blancs représentent l’émission CO traçant la position du nuage moléculaire. *Droite* : Résultats de l’analyse morphologique de *NAGs* avec X_{eff} (en rouge). Les points noirs correspondent à l’extension des deux gaussiennes avec les erreurs statistiques.

différences entre les simulations Monte Carlo utilisées pour estimer la PSF et les vraies données. L’analyse X_{eff} réduit cette extension. La figure 9.10-droite montre la valeur de l’extension gaussienne résiduelle pour un jeu de sources tests en rouge. Les points noirs sont les valeurs obtenues avec le modèle morphologique à deux gaussiennes appliqué aux données de W51. La significativité de l’extension résiduelle, comparée à la valeur systématiquement observée, pour les deux gaussiennes est de 1.6σ pour la source au Sud et 3.9σ pour la source Nord. La source Nord est donc étendue significativement. Ceci explique le gain apporté par le modèle morphologique d’une gaussienne et d’une gaussienne asymétrique même si ce gain est peu significatif (0.8σ par rapport à deux gaussiennes). La figure 9.11 montre la carte modélisée du rayonnement γ dans le cas de l’ajustement par une gaussienne et une gaussienne asymétrique. La procédure de minimisation conduit vers une orientation de la gaussienne asymétrique dans le même sens que la distribution de matière montrée par les contours ^{12}CO .

La figure 9.12 montre les cartes modélisées du rayonnement γ agrandies autour des deux sources. Les contours verts représentent l’émission observée par *XMM-Newton* entre 2 et 8 keV. La source sud coïncide parfaitement avec la source vue en rayons X. En revanche, le pic de l’émission au nord est peu compatible avec le rayonnement X.

La faible coïncidence spatiale avec le rayonnement X, et la significative extension de l’émission γ sont deux arguments en défaveur du scénario de la nébuleuse à vent de pulsar ou de la région

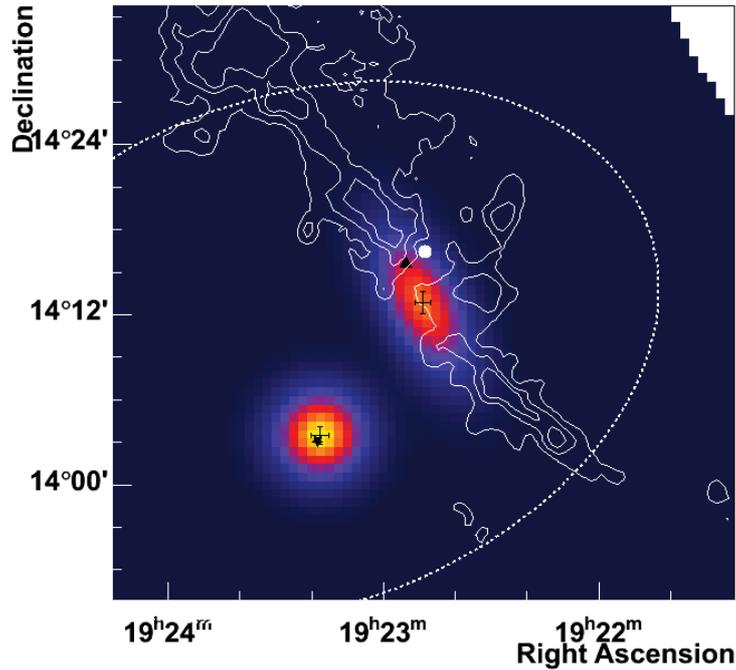


FIGURE 9.11 – Carte du modèle avec une gaussienne et une gaussienne asymétrique, ajusté sur les données dans des unités arbitraires. Les croix indiquent la position des deux composantes dont la taille représente l'erreur statistique. Le cercle blanc rempli et l'étoile noire indiquent la position de la nébuleuse à vent de pulsar HX3 West et CXO J192318.5+140305 respectivement. Le triangle noir montre la position du maser OH. L'ellipse représente la limite du vestige de supernova vu en rayons X (voir figure 9.1). Les contours blancs représentent l'émission CO traçant la position du nuage moléculaire.

HII pour la source Nord. De plus, la coïncidence spatiale et l'indication de l'orientation de l'extension dans le sens de la distribution de la matière plaide en faveur du scénario de l'interaction SNR/MC. Le choix de ce scénario est favorisé pour la suite.

9.2.4 Analyses spectrales

L'analyse morphologique a révélé pour la première fois la morphologie à deux composantes de l'émission γ au TeV de W51. Les deux sources sont séparées de $\sim 0.2^\circ$. Cela permet donc de définir deux régions ON sur chaque position avec un rayon de 0.1° (utilisé pour les sources ponctuelles).

Emission intégrale

L'analyse spectrale de la région ON est différente d'une analyse standard dans H.E.S.S. puisque le rayon choisi est de 0.3° et des tables spectrales correspondant à la taille de la région d'intérêt ont du être produites.

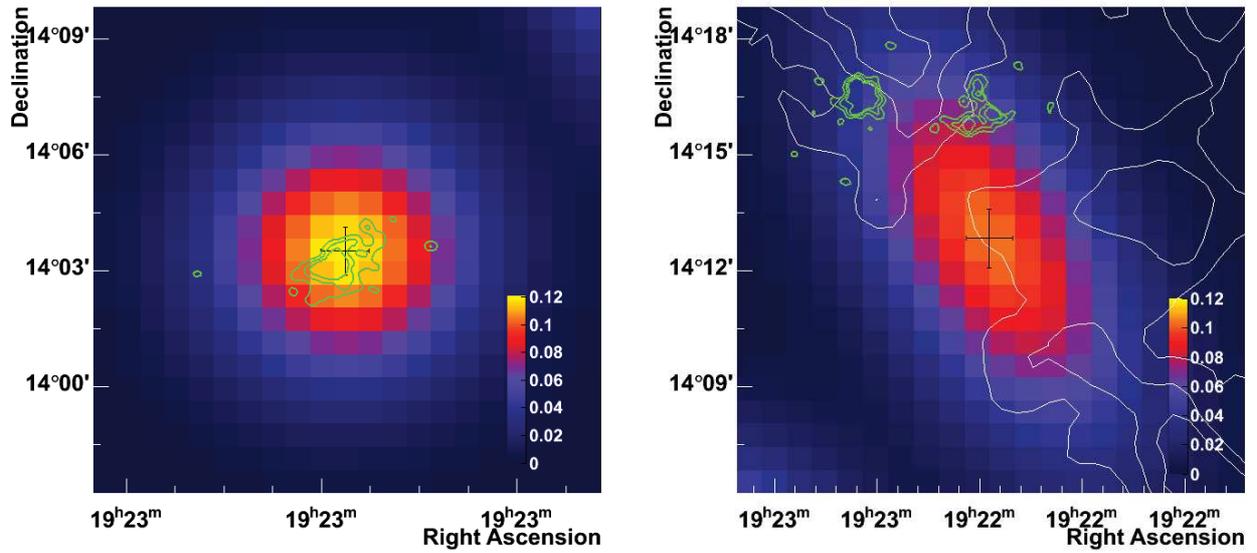


FIGURE 9.12 – Agrandissement de la figure 9.11 autour des deux composantes. Les contours verts représentent l’émission entre 2 et 8 keV détectée par *XMM-Newton* [156]. *Gauche* : Gaussienne au Sud. *Droite* : Gaussienne asymétrique au Nord.

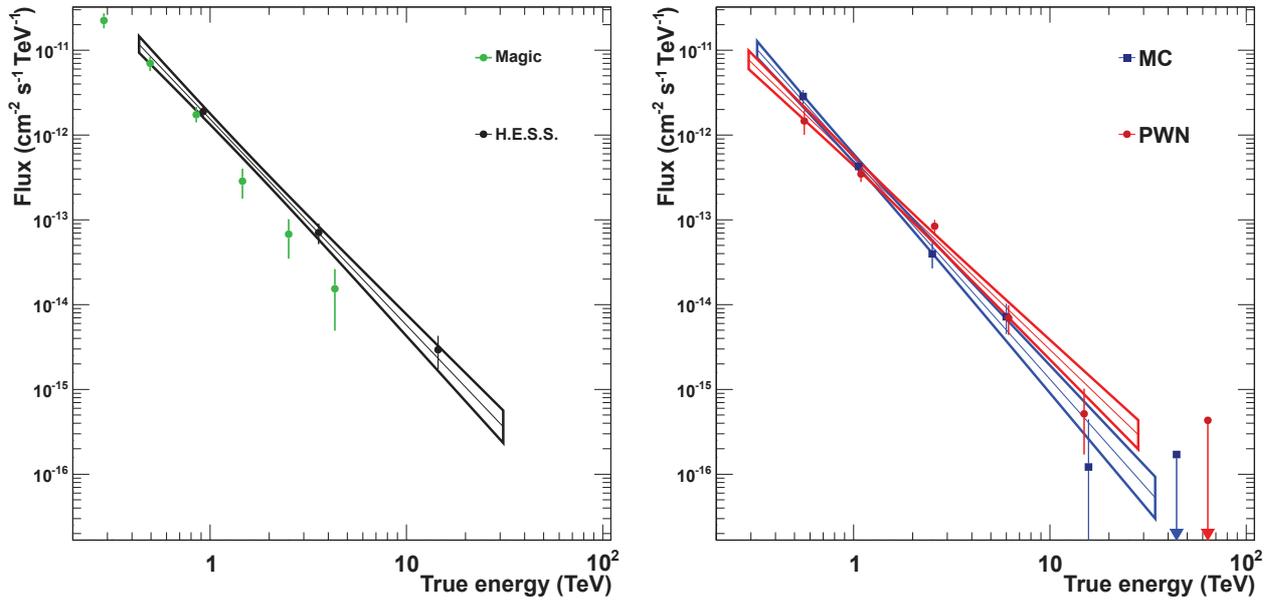


FIGURE 9.13 – *Gauche* : Spectre de rayons γ observés par H.E.S.S. de la région entière de W51 (noir). Les points ont été calculés avec 3σ de significativité et les limites supérieures à 99% de niveau de confiance. La ligne noire représente la loi de puissance ajustée avec ses erreurs à 1σ . Les points verts correspondent au spectre de MAGIC [27]. *Droite* : Spectre des régions individuelles (voir texte).

Un modèle de spectre en loi de puissance est choisi pour ajuster les données. La bande en énergie de l'ajustement est comprise entre 394 GeV et 92 TeV. La figure 9.13 montre le meilleur ajustement spectral obtenu sur les données. L'indice spectral est $\Gamma = 2.43 \pm 0.14_{\text{stat}} \pm 0.2_{\text{sys}}$ avec une normalisation à 1 TeV $\Phi_0 = 1.54 \pm 0.23_{\text{stat}} \pm 0.3_{\text{sys}} \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{TeV}^{-1}$ et l'énergie de décorrélation est 1.554 TeV. L'amélioration de l'ajustement par un modèle plus complexe (loi de puissance brisée et une loi de puissance avec coupure exponentielle) n'est pas significative ($< 1 \sigma$) comparé à l'ajustement avec une simple loi de puissance.

Le spectre de MAGIC est légèrement plus mou, mais compatible aux incertitudes près, $\Gamma = 2.58 \pm 0.07_{\text{stat}} \pm 0.22_{\text{sys}}$ avec une normalisation $\Phi_0 = 0.97 \pm 0.1_{\text{stat}} \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{TeV}^{-1}$. L'émission détectée par MAGIC est dominée par l'émission du nuage. Cela s'explique par le fait que le seuil en énergie est plus bas que celui de l'analyse de H.E.S.S.. Si les indices spectraux des deux émetteurs γ sont différents alors l'indice de la région entière vue par H.E.S.S. doit être différent de celui de MAGIC. Une analyse spectrale de chaque composante permet de sonder cette hypothèse.

Régions individuelles

L'analyse morphologique a révélé que deux émetteurs distincts étaient significativement plus probables qu'une seule émission étendue. Les deux composantes sont associées à la nébuleuse à vent de pulsar d'une part, et l'interaction entre le nuage et le vestige de supernova d'autre part. Pour étudier le spectre de chaque émetteur, deux analyses ont été réalisées à la position des gaussiennes ajustées sur les données. Les deux régions sont appelées MC pour la gaussienne Nord associée à l'interaction SNR/MC et PWN pour la région Sud associée à la nébuleuse à vent de pulsar.

Les résultats des analyses et les paramètres des spectres ajustés sur les données sont résumés dans le tableau 9.3. Les résultats de la région entière présentée précédemment sont indiqués dans le tableau pour comparaison.

Les deux sources sont individuellement significatives et présentent un spectre légèrement différent l'une de l'autre. La figure 9.13 montre à droite le spectre des deux émetteurs. La normalisation est très proche mais l'indice spectral est plus mou au niveau du nuage que pour la nébuleuse à vent de pulsar. La significativité de la différence des deux indices est de 1.84σ . Aucune déviation significative à une loi de puissance n'a été observée pour les deux régions.

Pour la première fois, le spectre de l'émission γ de très haute énergie de l'interaction entre W51C et le nuage moléculaire est extrait sans ambiguïté. Ce spectre est relativement mou et comparable à ce qui est observé pour les autres cas d'interaction SNR/MC (voir chapitre 7).

TABLE 9.3 – Résumé des analyses spectrales des différentes régions testées.

Région	RA (J2000)	Dec (J2000)	Rayon	ON	OFF	σ	Γ	$\Phi_0(1\text{TeV}) 10^{-12}$ $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{TeV}^{-1}$
Entière	19 ^h 23 ^m 19 ^s .2	14° 11' 24''	0.3°	3823	20870	13.7	2.43 ± 0.14	1.54 ± 0.2
PWN*	19 ^h 23 ^h 17 ^s .74	14° 3' 0''	0.1°	561	7986	10.5	2.22 ± 0.13	0.50 ± 0.06
MC	19 ^h 22 ^m 48 ^s .48	14° 13' 1.2''	0.1°	535	7941	9.6	2.60 ± 0.16	0.53 ± 0.06

9.3 Interprétation

9.3.1 L'émission du nuage

L'association avec la contrepartie en rayons X de la source Nord est peu probable, compte tenu de l'analyse morphologique des données de H.E.S.S.. De plus, une émission leptonique provenant de la coquille est peu probable. Cette émission serait étendue spatialement et coïnciderait plus avec l'ensemble du vestige. Le temps caractéristique des électrons dans le milieu dense serait également beaucoup plus faible que l'âge du vestige. Une interprétation leptonique du rayonnement γ de la région Nord n'est donc pas considérée.

L'hypothèse hadronique interprète le rayonnement γ observé par la désintégration de pions neutres issus de l'interaction d'une population de rayons cosmiques. Le modèle suppose une distribution de protons suivant une loi de puissance brisée lissée et une loi de puissance avec une coupure exponentielle (voir eq 8.2). L'émission détectée par *Fermi*-LAT et la source Nord sont considérées comme associées.

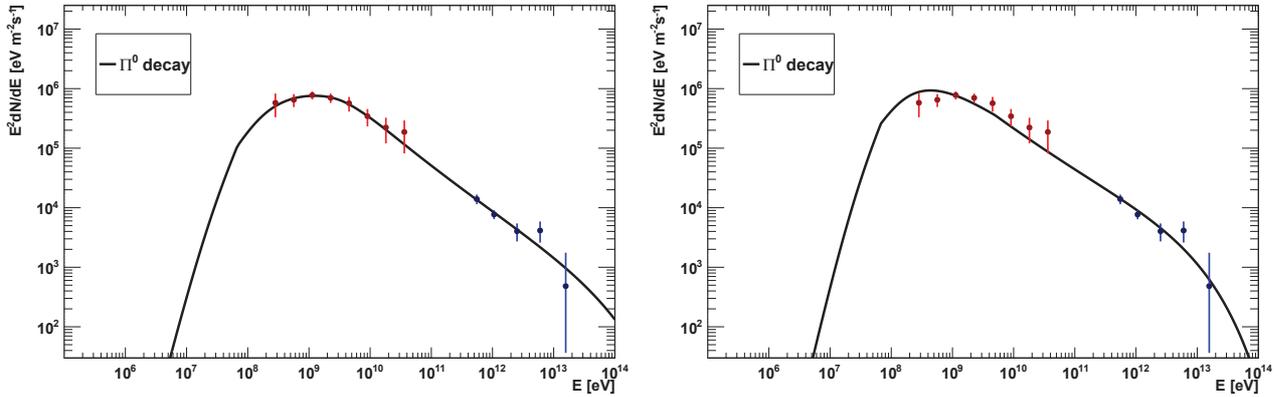


FIGURE 9.14 – Modélisation du rayonnement γ de la source Nord de W51 observé par *Fermi*-LAT (points rouges) et H.E.S.S. (points bleus). La courbe noire correspond au spectre γ produit par une distribution de protons et ajusté sur les données. *Gauche* : La distribution de protons suit une loi de puissance brisée. *Droite* : La distribution de protons suit une loi de puissance avec une courbure exponentielle.

Les résultats des ajustements de l'émission γ sur les données avec les deux distributions sont montrés en figure 9.14. Les deux distributions peuvent expliquer les flux observés dans les deux domaines d'énergie. Cependant, la loi de puissance brisée est privilégiée à 3σ .

Les paramètres de la loi de puissance avec coupure exponentielle sont les suivants : $\Gamma = 2.688 \pm 0.01$ et $E_{cut} = 91 \pm 67$ TeV. L'énergie totale à 6 kpc est de $n_H \cdot W_p \sim 7 \times 10^{52}$ erg.

Les paramètres de la loi de puissance brisée sont les suivants : $\Gamma_1 = 2.16 \pm 0.33$, $\Gamma_2 = 2.83 \pm 0.07$ et $E_{br} = 27 \pm 23$ GeV. La densité d'énergie contenue dans les protons est de $n_H \cdot W_p \sim 2 \times 10^{52}$ erg. Cette distribution reproduit mieux les données. L'énergie nécessaire pour expliquer le flux est également plus faible.

L'énergie contenue dans les rayons cosmiques est élevée comparée à l'énergie libérée typiquement par un vestige de supernova, $E_{snr} \sim 10^{51}$ erg. La densité du milieu doit donc être supérieure

à la valeur moyenne du milieu interstellaire. Cela supporte l'hypothèse que l'émission provient de la région d'interaction entre le nuage et le vestige.

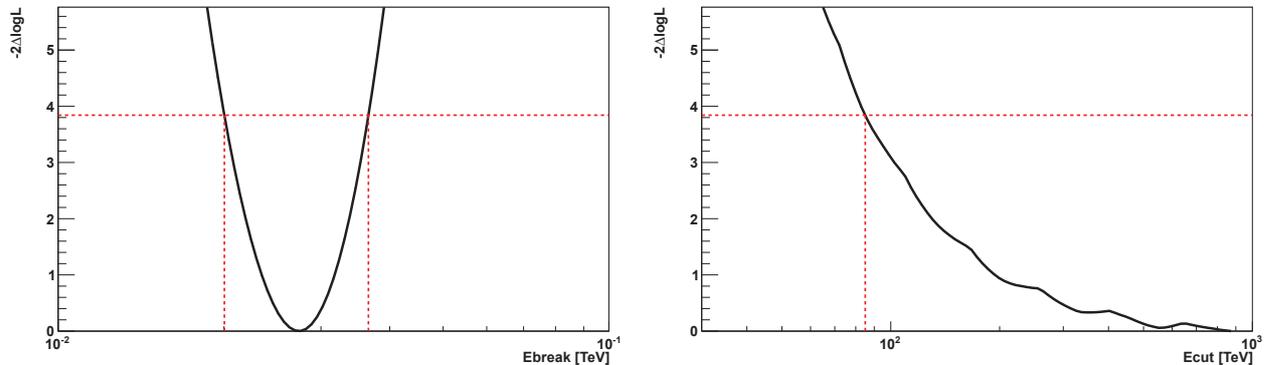


FIGURE 9.15 – Profils de vraisemblance de paramètres de la distribution en loi de puissance brisée des protons. Tous les autres paramètres sont fixes. Les lignes rouges en tirets montrent l'intervalle à 95% de confiance déduits de ces profils. *Gauche* : Profil de la position de la brisure spectrale. *Droite* : Profil de la position de la coupure exponentielle.

Un profil de vraisemblance est réalisé pour estimer l'intervalle de confiance à 95% de la position de la brisure spectrale. La figure 9.15 montre à gauche ce profil où tous les autres paramètres sont fixés. Par cette méthode le changement d'indice spectral de la distribution de protons se situe entre 20 et 37 GeV. Les données au TeV ne contraignent pas l'énergie maximale atteinte par les rayons cosmiques, une limite inférieure à 95 % est obtenue par la même méthode. La figure 9.15 montre à droite le profil de vraisemblance, la position de la coupure exponentielle est supérieure à 85 TeV à 95 % de confiance.

L'interprétation hadronique en provenance de l'interaction entre le vestige de supernova et le nuage moléculaire pour la source Nord est très vraisemblable. La distribution en loi de puissance brisée semble mieux reproduire les données. En comparaison avec G349.7+0.2, la brisure spectrale intervient à plus basse énergie ~ 27 GeV pour W51 et ~ 375 GeV pour G349.7+0.2. Cependant, il est important de noter que dans le cas présenté ici, toute l'émission détectée par *Fermi*-LAT est associée à la source Nord. Il est très probable qu'une partie du rayonnement au GeV provienne de la coquille puisque l'émission semble plus étendue que l'émission au TeV. La normalisation du flux au GeV associée avec la source H.E.S.S. serait alors plus basse et aurait pour conséquence de placer la brisure spectrale à plus haute énergie.

9.3.2 L'émission de la nébuleuse à vent de pulsar

La source Sud est très probablement associée à la nébuleuse à vent de pulsar CXO. Pour interpréter le rayonnement γ de cette région, un scénario purement leptonique est considéré. Le but n'est pas de précisément modéliser le rayonnement de la nébuleuse à vent de pulsar, mais de vérifier la compatibilité de l'association de la source H.E.S.S. avec cet objet. Les données radio issues du balayage du VLA [57], de rayons X par *Chandra* et au TeV par H.E.S.S. sont utilisées pour modéliser le rayonnement non thermique observé. L'émission γ au GeV est associée à la région d'interaction, elle n'est pas considéré ici.

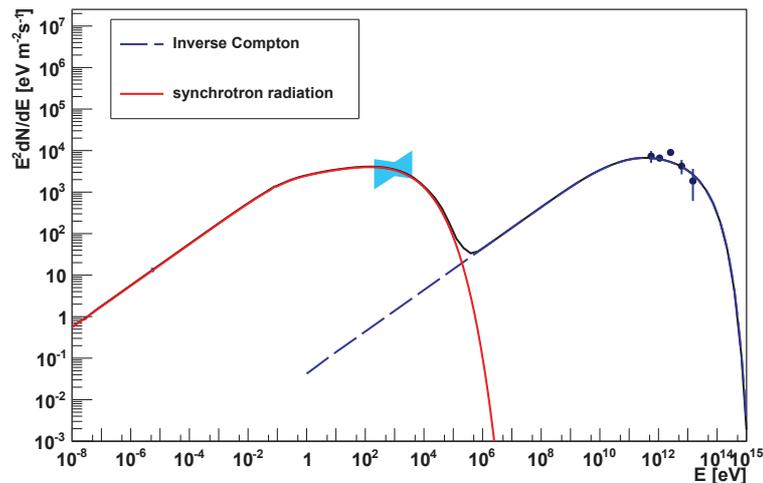


FIGURE 9.16 – Modélisation du rayonnement non thermique associé à CXO. Le triangle est le flux à 1.4 GHz mesuré par le VLA, le papillon bleu ciel est le rayonnement X non thermique détecté par *Chandra*, les points bleus sont les données de H.E.S.S.. La courbe rouge est l'émission synchrotron et la bleue est le rayonnement Compton inverse sur le champ de photons cibles. La courbe noire est l'émission totale.

La figure 9.16 montre l'émission d'une distribution d'électrons suivant une loi de puissance brisée lissée avec une coupure exponentielle. Le champ de photons cibles pour le rayonnement Compton inverse regroupe le rayonnement optique, infrarouge et le CMB défini par Galprop¹ [145]. Les paramètres de la distribution d'électrons sont $\Gamma = 2$, $\Delta\Gamma = 0.7$, $E_{br} = 1$ TeV, $E_{cut} = 100$ TeV, et le champ magnétique est de $4 \mu\text{G}$. Les processus synchrotron et Compton inverse décrivent correctement l'émission non thermique de la radio au TeV. Le rayonnement observé est compatible avec un scénario leptonique. L'émission au TeV de la source Sud peut être associée avec la nébuleuse à vent de pulsar.

Résumé du chapitre

W51 est une région complexe dont l'émission non thermique dans le domaine γ est observée depuis plusieurs années. Une analyse des données de H.E.S.S. avec plus de données et l'utilisation de la méthode X_{eff} a conduit pour la première fois à la confirmation que deux sources de rayonnement γ sont présentes dans cette région.

Le rayonnement γ de la source Sud est très probablement associée à la nébuleuse à vent de pulsar CXO J192318.5+140305. Une population d'électrons suivant une loi de puissance brisée reproduit bien le rayonnement non thermique de la radio jusqu'au TeV.

Le rayonnement γ de la source Nord est associée à la région d'interaction entre le vestige de supernova et le nuage moléculaire. Une modélisation des données de H.E.S.S. et *Fermi-LAT* en supposant uniquement des processus hadroniques permet d'expliquer le flux de rayons γ observé à ces énergies.

1. <http://galprop.stanford.edu/code.php>

10

La nébuleuse de la Tornade

Sommaire

10.1 Une morphologie très particulière	208
10.1.1 Le scénario de l'interaction SNR/MC	209
10.1.2 Scénarios alternatifs	209
10.1.3 La renaissance du scénario du jet	210
10.1.4 Des rayons γ associés à la Tornade?	211
10.2 Analyse du rayonnement γ	213
10.2.1 Analyse des données de H.E.S.S.	213
10.2.2 Mise à jour de l'analyse <i>Fermi</i> -LAT	217
10.3 Interprétation	220
10.3.1 Vers la confirmation du scénario du jet?	220
10.3.2 Les données de H.E.S.S. II	221

Ce chapitre contient des résultats non publiés. Merci de garder ces informations confidentielles.

10.1 Une morphologie très particulière

G357.7-0.1, aussi appelée MSH 17-39 ou la nébuleuse de la Tornade (simplement la Tornade dans la suite), est une source radio très particulière. Elle est située à proximité du centre galactique à une distance mal déterminée. Les mesures d'absorption suggèrent une distance supérieure à 6 kpc [136]. Son nom fait référence à sa morphologie inhabituelle observée en radio [160]. La figure 10.1 montre la Tornade vue par le VLA à 1.4 GHz. Une structure en deux parties apparaît. D'une part une forme relativement sphérique et brillante à l'ouest, appelée la Tête, et d'autre part, la queue de la Tornade à l'est avec un profil allongé et dont la luminosité diminue avec la distance à la tête. Une région compacte, appelée l'oeil de la Tornade apparaît à l'ouest de la tête. Cette morphologie exceptionnelle rend l'interprétation de ce rayonnement très difficile et la nature de cet objet est encore débattue.

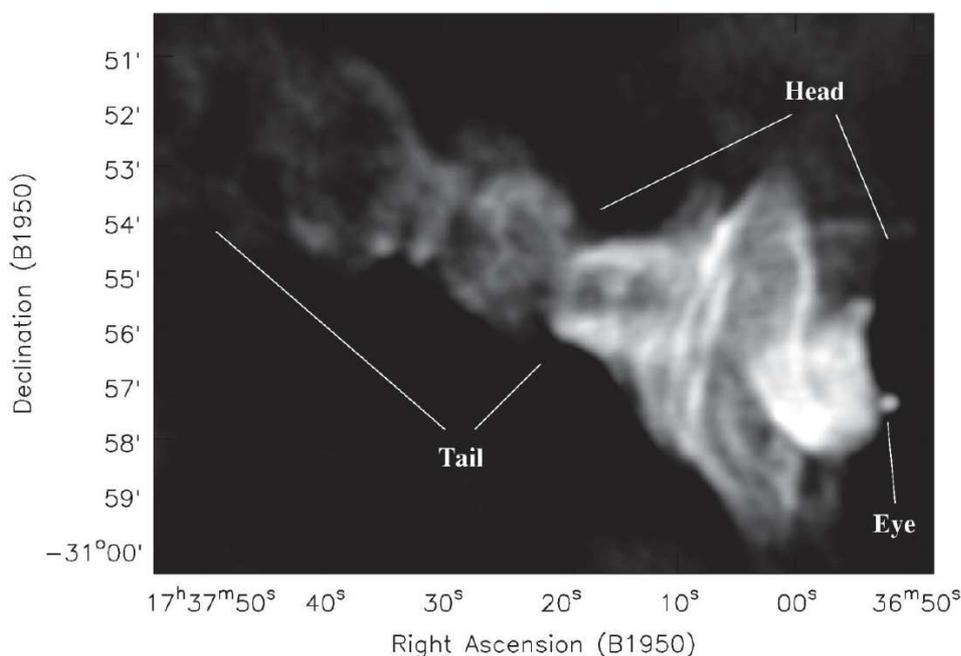


FIGURE 10.1 – Image du VLA à 1.4 GHz de la nébuleuse de la Tornade. Cette image est extraite de [40].

La nature de l'oeil de la Tornade a rapidement été déterminée. En 1985, l'association de cette région avec une source du catalogue de sources ponctuelles de IRAS en infrarouge suggère que l'oeil est une région HII [159]. La détection de la raie de recombinaison de l'hydrogène à 8.3 GHz [40] confirme cette hypothèse. Cependant le décalage Doppler de cette raie implique une vitesse radiale de -210 km.s^{-1} . Cette vitesse est très différente de la région d'interaction entre la Tornade et un nuage moléculaire (voir ci-après) et implique donc que cet objet n'est pas associé avec la Tornade.

Le scénario de l'interaction d'un vestige de supernova avec un nuage moléculaire permet d'expliquer simplement la morphologie de la tête de la Tornade. Cette explication est compatible avec les données radio et X, alors que ces dernières sont très contraignantes pour les scénarios alternatifs. C'est dans ce cadre que la nébuleuse de la Tornade a été étudiée dans cette thèse.

10.1.1 Le scénario de l'interaction SNR/MC

Plusieurs scénarios ont été suggérés pour expliquer la morphologie particulière de la Tornade. Celui de l'interaction entre un vestige de supernova et un nuage moléculaire a été favorisé pendant plusieurs décennies. Il était motivé par plusieurs observations. D'abord une émission de maser OH à 1720 MHz a été observée dans la partie nord ouest de la tête de la Tornade [82] ($\alpha = 265.034899^\circ$, $\delta = -30.966694^\circ$). La forme sphérique a alors été associée à un vestige de supernova en expansion. La vitesse radiale de ce maser est de -12.4 km.s^{-1} , soit un ordre de grandeur plus faible que la vitesse radiale de la région HII. La distance cinématique de la Tornade déduite de cette vitesse est de 11.8 kpc en accord avec les mesures d'absorption. L'interaction entre une onde choc et un nuage moléculaire est confirmée par la détection de raies moléculaires excitées [124] à la position du maser ainsi que des émissions de raies ^{12}CO et ^{13}CO traçant des nuages de matière dense. La figure 10.2 montre la position du maser OH et des raies moléculaires traçant l'interaction entre une onde de choc et un nuage moléculaire.

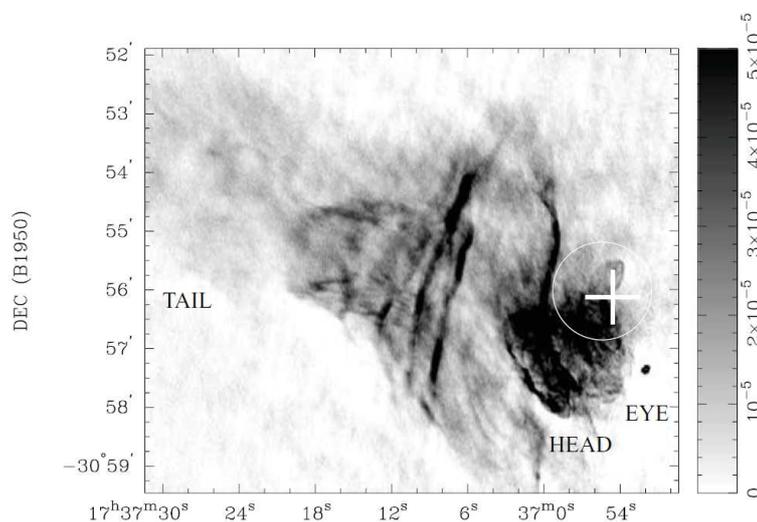


FIGURE 10.2 – Image du VLA à 20 cm de la Tornade. La croix montre la position du maser OH (1720 MHz) et le cercle blanc le champ de vue de l'instrument UNSWIRF [153] pour la mesure de raies moléculaires excitées (voir texte). Cette image est extraite de [124].

En proche coïncidence avec le maser OH, une émission de rayons X a été détectée par le satellite *ASCA* [185]. Cette radiation a été confirmée par *Chandra* [85]. Cette source étendue est décrite comme probablement d'origine thermique et compatible avec l'hypothèse d'un gaz chauffé par une onde de choc. Un ajustement de données entre 0.3 et 10 keV avec une loi de puissance est possible avec un indice très dur ($\Gamma = 4.5$).

10.1.2 Scénarios alternatifs

Deux scénarios alternatifs ont été proposés pour expliquer la morphologie de la Tornade :

L'hypothèse que ce système est constitué de jets symétriques a été proposée dans [162]. Ces jets seraient émis par des systèmes binaires tels que SS 443 ou LS 5039. Ces objets ont été détectés en rayons X et une analogie avec la distance et le flux radio de la Tornade aurait conduit

à une détection par *Chandra*. La non détection par *Chandra* d'objet compact en coïncidence avec la Tornade contrarie ce scénario. Une limite supérieure à 3σ du flux de rayons X entre 0.5 et 10 keV en supposant une loi de puissance d'indice 2 a été dérivée et donne un flux $f_X < 6 \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Cette limite est très contraignante et permet de rejeter le scénario d'un jet actif avec une bonne certitude.

Le deuxième scénario a été avancé dans [161], et stipule que la tête de la Tornade serait une nébuleuse à vent de pulsar. Le spectre en loi de puissance reproduisant les données X n'est observé pour aucune nébuleuse à vent de pulsar détectée. Un ajustement avec une loi de puissance d'indice $\Gamma = 2.3$ (limite supérieure des lois de puissance pour les nébuleuses à vent de pulsar bien identifiées) dégrade la qualité de l'ajustement et peut être exclu à $\sim 2.3\sigma$ par *Chandra*.

10.1.3 La renaissance du scénario du jet

Le scénario de l'interaction d'un vestige de supernova avec un nuage moléculaire a été favorisé pendant plusieurs décennies. Cependant des mesures récentes permettent de faire revivre l'hypothèse d'un jet bipolaire émis par un système central.

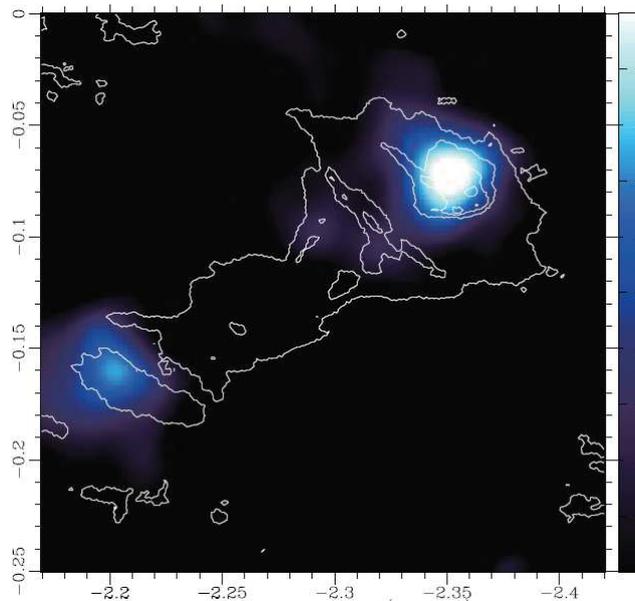


FIGURE 10.3 – Carte en rayons X entre 2 et 5 keV observée par Suzaku. Les contours radio à 1.58 GHz sont superposés en blanc. Les unités de l'échelle de couleurs sont arbitraires. Cette image est extraite de [154].

En 2011, le satellite Suzaku a reporté la détection d'une deuxième source de rayons X en provenance de l'autre extrémité de la Tornade [158]. La figure 10.3 montre l'émission de rayons X mesurée par Suzaku dans des unités arbitraires avec les contours radio de la Tornade superposés. L'émission la plus brillante correspond à la source détectée par *ASCA* et *Chandra*. La deuxième source a des propriétés spectrales très semblables à la première. De plus les auteurs ont montré que les deux sources coïncident avec une émission $^{12}\text{CO}(J=1\rightarrow 0)$ à la vitesse radiale

du maser OH. Cette symétrie permet de faire revivre le scénario du jet, en supposant que ce jet serait éteint depuis quelques dizaines d'années.

En août 2014 une étude détaillée de la répartition de matière moléculaire dans cette région permet d'étayer cette hypothèse [154]. Cette étude a permis la mesure des raies ^{12}CO et ^{13}CO dans une la région de 15' de côté centrée sur la Tornado dans une gamme de vitesse radiale allant de -17 km.s^{-1} à $+15 \text{ km.s}^{-1}$.

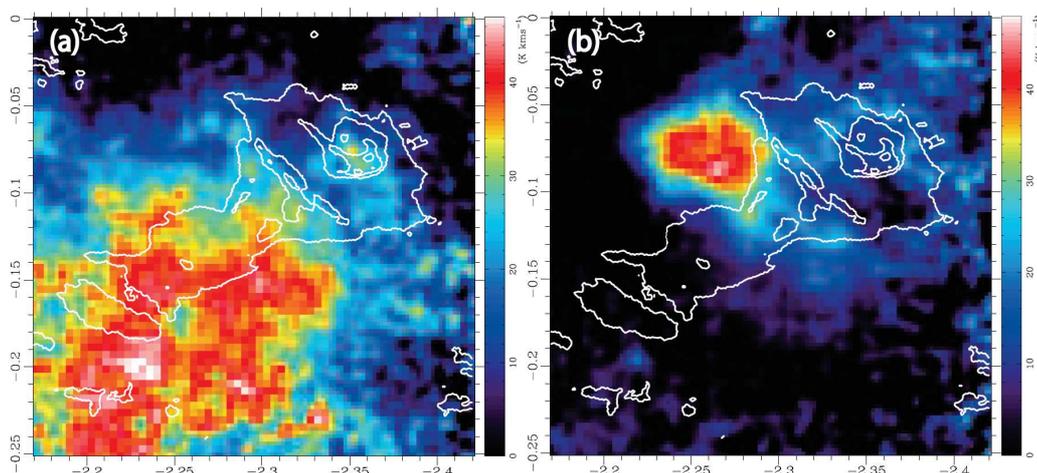


FIGURE 10.4 – Carte d'émission $^{13}\text{CO}(J=1\rightarrow 0)$ intégrée dans deux bandes de vitesse radiale. *Gauche* : entre -17 km.s^{-1} et 0 km.s^{-1} . *Droite* : entre 0 km.s^{-1} et $+15 \text{ km.s}^{-1}$. Les contours à 1.58 GHz du continuum radio sont superposés en blanc. Ces figures sont extraites de [154].

La figure 10.4 montre l'émission $^{13}\text{CO}(J=1\rightarrow 0)$ intégrée entre -17 km.s^{-1} et 0 km.s^{-1} à gauche et entre 0 km.s^{-1} et $+15 \text{ km.s}^{-1}$ à droite. Les contours radio de la Tornado sont superposés en blanc. Deux nuages avec des vitesses radiales différentes sont spatialement anticorrélés et associés avec chaque extrémité de la Tornado. Ces deux nuages sont principalement confinés dans deux composantes de vitesse (-14 km.s^{-1} et $+5 \text{ km.s}^{-1}$ respectivement). De plus une émission maser OH a été associée avec chaque nuage confirmant l'interaction entre la Tornado et les nuages. Les auteurs ont proposé un scénario, montré en figure 10.5, pour expliquer les caractéristiques du système. Les deux nuages, se propageant à des vitesses différentes seraient entrés en collision. La densité de matière, plus élevée au niveau du choc, aurait permis l'activation d'un trou noir stellaire (quelques dizaines de masses solaires) qui aurait émis des jets dont le vestige correspondrait à la Tornado.

Pour confirmer ce scénario, des preuves de l'interaction entre les deux nuages ainsi qu'une émission non thermique d'un objet compact associée au centre de la Tornado doivent être obtenues.

10.1.4 Des rayons γ associés à la Tornado ?

Une émission de rayons γ a été détectée par *Fermi-LAT* [139] et en 2013 une étude dédiée avec 52 mois de données s'est intéressée à cette région [49]. La figure 10.6 (à gauche) montre la région de la Tornado vue par *Fermi-LAT* entre 2 et 200 GeV et (à droite) le spectre obtenu en ajustant une loi de puissance sur les données entre 0.2 et 204.8 GeV. Une émission significative

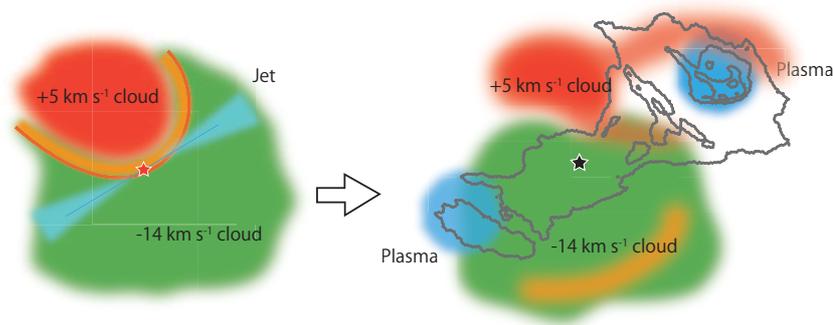


FIGURE 10.5 – Scénario de la formation de la Tornado proposé par [154] (voir texte). *Gauche* : la configuration $\sim 10^6$ ans auparavant. *Droite* : la situation actuelle.

de rayons γ de haute énergie est observée dans la direction de la Tornado. Le spectre mesuré dans cette analyse, en supposant une loi de puissance, est $\Gamma = 2.5 \pm 0.3$. Cette émission a été ensuite interprétée par une population de particules accélérées par l'onde de choc créée par un vestige de supernova associée à la tête de la Tornado. Un modèle hadronique est ajusté correctement sur les données avec un bilan énergétique de $\sim 4 \times 10^{50}$ erg à 12 kpc. Un modèle leptonique est défavorisé puisqu'il introduit une énergie totale des électrons de $\sim 10^{51}$ erg.

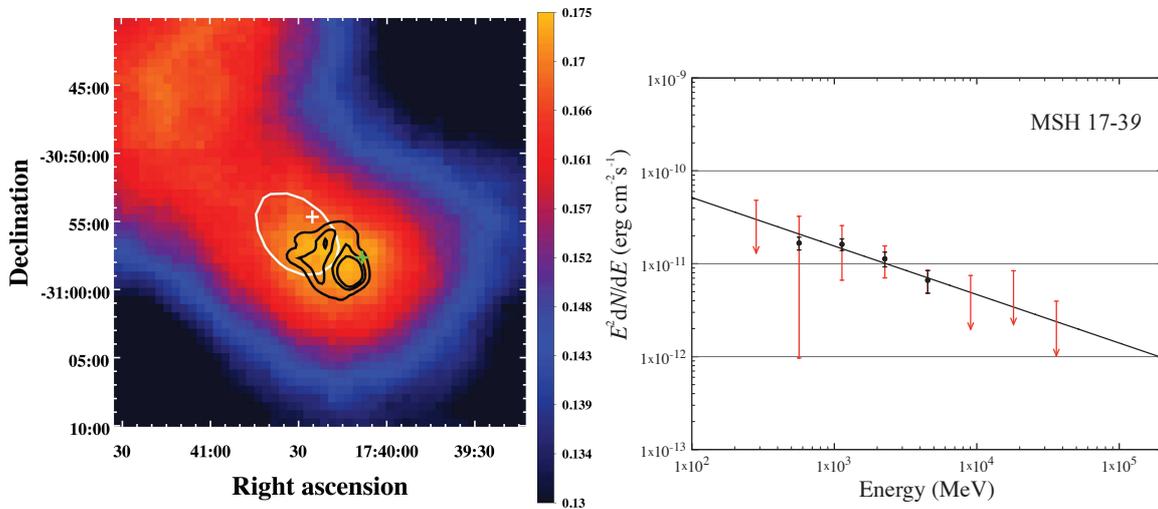


FIGURE 10.6 – *Gauche* : Carte des événements entre 2-200 GeV détectés par *Fermi-LAT* et lissée par une gaussienne de 0.2° de largeur. Les contours noirs représentent l'émission à 1.4 GHz de la tête, et l'ellipse blanche le contour de significativité à 7.5σ . Les croix blanche et verte montrent la position de la source *Fermi-LAT* du 2FGL et du maser OH respectivement. *Droite* : Spectre des rayons γ observé par *Fermi-LAT*. Les barres d'erreur noires et rouges représentent les erreurs statistiques et systématiques respectivement. La ligne noire représente le meilleur ajustement en loi de puissance. Ces images sont extraites de [49].

10.2 Analyse du rayonnement γ

10.2.1 Analyse des données de H.E.S.S.

Analyses et résultats

Un lot de données important permet d'étudier la Tornade à très haute énergie avec H.E.S.S.. En effet en plus des observations réalisées lors des balayages du plan galactique, les observations du centre de la galaxie ainsi que des observations dédiées [170] sont disponibles pour l'analyse. Un total de 119.5 heures satisfaisant les critères de sélection (voir section 3.3) a été analysée avec X_{eff} (voir chapitre 5). L'exposition profonde du centre galactique crée une dispersion et une moyenne des angles hors axes d'observation importante. La figure 10.7 montre la distribution des angles zénithaux et des angles hors axes des observations réalisées. La distribution des angles zénithaux permet une analyse avec un seuil en énergie relativement bas.

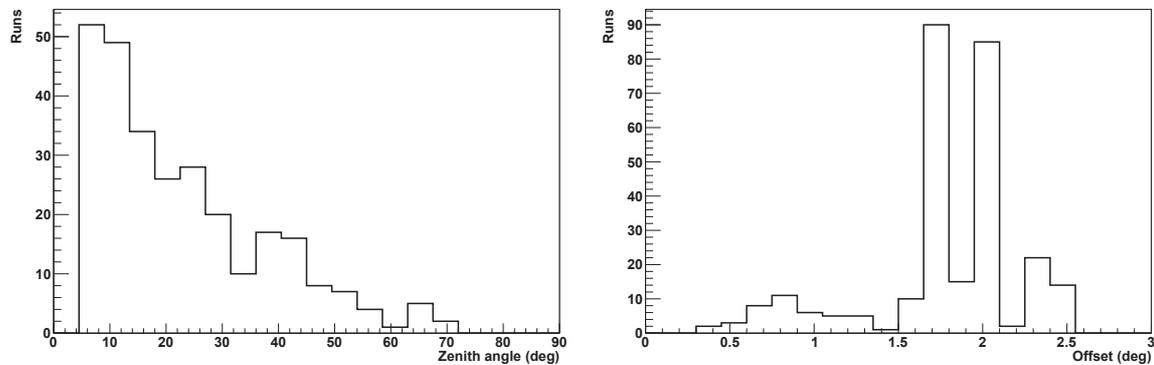


FIGURE 10.7 – Distribution du décalage hors axe (figure de gauche) et de l'angle zénithal (droite) des observations de la Tornade ayant satisfait les critères de sélection.

Les analyses avec un angle hors axe important sont moins efficaces principalement à cause de sélections sur les événements en bord de caméra afin de s'assurer une bonne reconstruction. Les données prises sur le centre galactique engendrent une inhomogénéité des pointés et créent un gradient d'acceptance dans le champ de vue. La figure 10.8 montre l'acceptance dans le champ de vue calculée à partir des événements ayant passé les sélections (à gauche) et avec les événements de fond (à droite). Le temps total d'observation corrigé de l'acceptance est ainsi de 41.4 heures.

La position de la Tornade a été testée en utilisant les coordonnées radio $\alpha_{\text{J2000}} = 17^{\text{h}}40^{\text{m}}28^{\text{s}}.92$, $\delta_{\text{J2000}} = -30^{\circ}58'0''.1$ [90], et avec un rayon correspondant aux analyses de sources ponctuelles (0.1°).

Les données ont été analysées en utilisant la méthode X_{eff} avec deux jeux de sélections. L'émission de la Tornade étant très faible, des sélections avec $\eta = 0.7$ et $\eta = 0.4$ ont été testées. Un excès significatif de rayons γ a été observé dans les deux analyses, 150.5 γ avec une significativité de 6.2σ et 201.0 γ à 7.1σ respectivement. Le deuxième jeu de sélections a été choisi pour la suite de l'analyse. Pour tenir compte des deux tests effectués un facteur correctif est appliqué, la significativité de l'analyse avec $\eta = 0.4$ est de $\sigma^{\text{post-trials}} = 7.0$. La figure 10.9 montre la distribution angulaire des événements ainsi que l'estimation du fond.

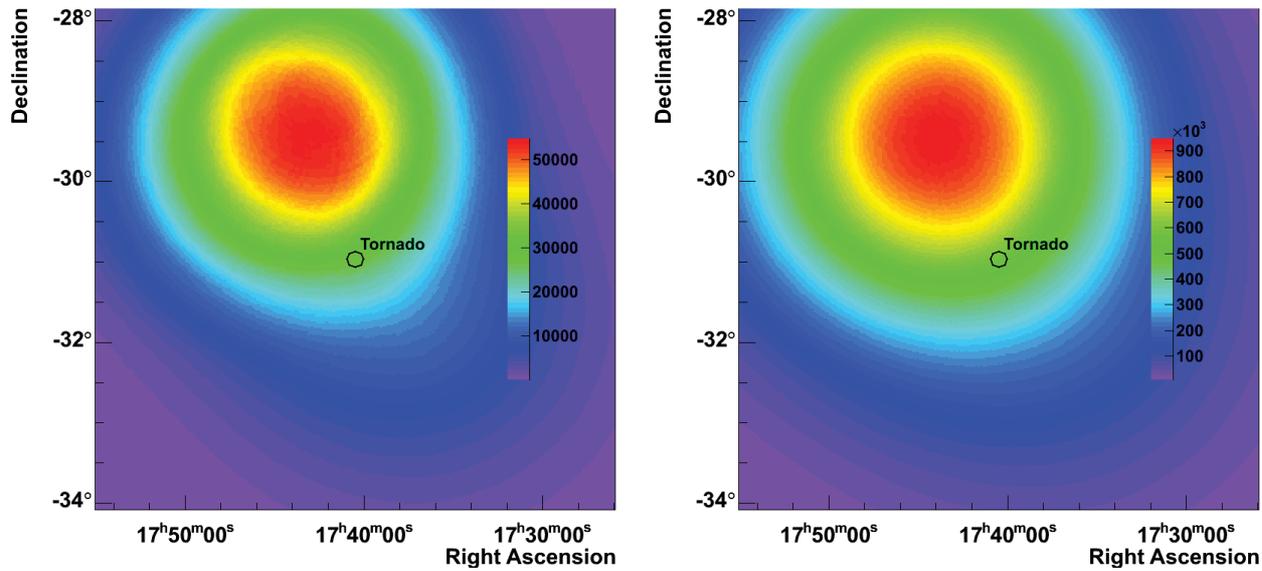


FIGURE 10.8 – Cartes d’acceptance de l’analyse des observations sélectionnées pour l’étude de la Tornado, calculées à partir des évènements gamma à gauche et hadron à droite.

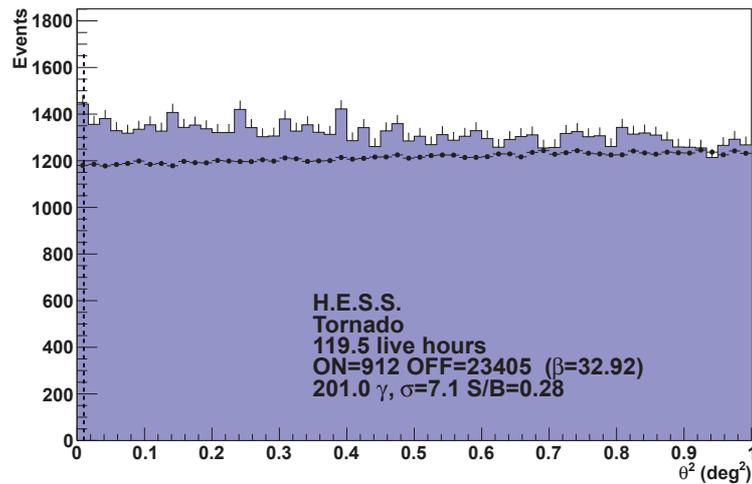


FIGURE 10.9 – Distribution spatiale des évènements conservés après sélections. Les évènements sont échantillonnés en anneaux concentriques autour de la position testée. La barre verticale en pointillés montre la sélection appliquée par la définition de la région ON. Les points noirs représentent l’estimation du niveau de fond.

La distribution spatiale des évènements est montrée en figure 10.10. L’excès de rayons γ est bien centré sur la région testée et une possible extension de l’émission sera sondée dans la section suivante. La carte de significativité ne montre pas de motif particulier et la distribution est normale centrée réduite indiquant un bon choix des régions d’exclusion et que le fond est correctement estimé.

L’analyse des données de H.E.S.S. avec X_{eff} a conduit pour la première fois à la détection de la Tornado au TeV.

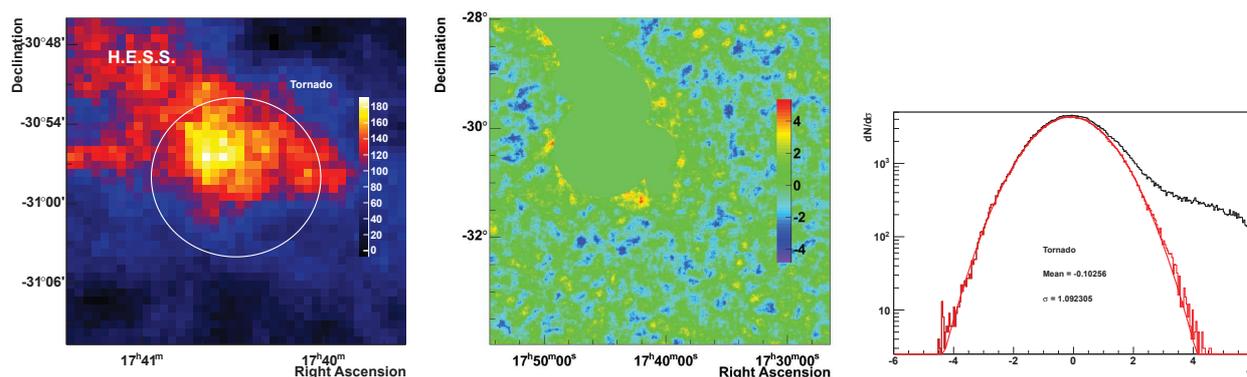


FIGURE 10.10 – *Gauche* : Carte d’excès de rayons γ suréchantillonnée avec un rayon de 0.1° . Le cercle blanc représente la région ON. *Milieu* : Carte de significativité avec le même suréchantillonnage pour laquelle les pixels inclus dans les régions d’exclusion ont une valeur fixée à 0. *Droite* : Distribution de la significativité sur toute la carte (noire) et en dehors des régions d’exclusion (rouge). Un ajustement gaussien est appliqué sur la courbe rouge. Les résultats sont indiqués dans la légende.

Analyse spectrale

Une analyse spectrale des événements sélectionnés précédemment a été réalisée. Un modèle en loi de puissance a été ajusté sur les données. Le résultat est montré en figure 10.11. Les conditions d’observation permettent une analyse spectrale entre 196 GeV et 31 TeV. Le meilleur ajustement a été obtenu avec $\Gamma = 2.13 \pm 0.19_{\text{stat}} \pm 0.2_{\text{sys}}$, $\Phi(1\text{TeV}) = 1.6 \pm 0.3_{\text{stat}} \pm 0.3_{\text{sys}} \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{TeV}^{-1}$. La courbe noire représente la loi de puissance et ses erreurs à 1σ . D’autres modèles spectraux ont été testés sans améliorer la qualité de l’ajustement.

Analyse morphologique

La figure 10.12 montre l’excès de rayons γ observé par H.E.S.S. et lissé par une gaussienne de largeur 0.04° . Les contours représentent l’émission observée par ATCA (*Australia Telescope Compact Array*) obtenue en combinant les images à 4.79 et 5.84 GHz [162]. Les contours blancs sont les deux sources de rayons X thermiques, en coïncidence avec des nuages moléculaires, détectées par Suzaku. L’ellipse cyan est la source *Chandra* qui coïncide avec la position d’un maser OH indiquée par le triangle noir.

Pour déterminer la position de la source H.E.S.S. trois modèles morphologiques ont été testés. Les résultats sont résumés dans le tableau 10.1. Un modèle d’émission gaussienne est favorisé par rapport à un modèle de source ponctuelle à 4.2σ , en ne considérant que les erreurs statistiques. La position de la source H.E.S.S. obtenue avec le modèle gaussien est $\alpha_{\text{J2000}} = 17^{\text{h}}40^{\text{m}}32^{\text{s}}.81$, $\delta_{\text{J2000}} = -30^{\circ}55'5''.3$. L’extension est de $0.09^\circ \pm 0.02^\circ$.

Les modèles de gaussienne et de gaussienne asymétrique ajustés sont représentés dans la figure 10.13. Les contours de l’émission radio et X sont superposés. La position de la source H.E.S.S. est donc préférentiellement associée au centre de la Tornado plutôt qu’à une extrémité. De plus, l’association de l’émission H.E.S.S. avec le maser OH est défavorisée à plus de 3σ . Le modèle d’émission asymétrique apporte un gain de l’ajustement peu significatif mais l’orienta-

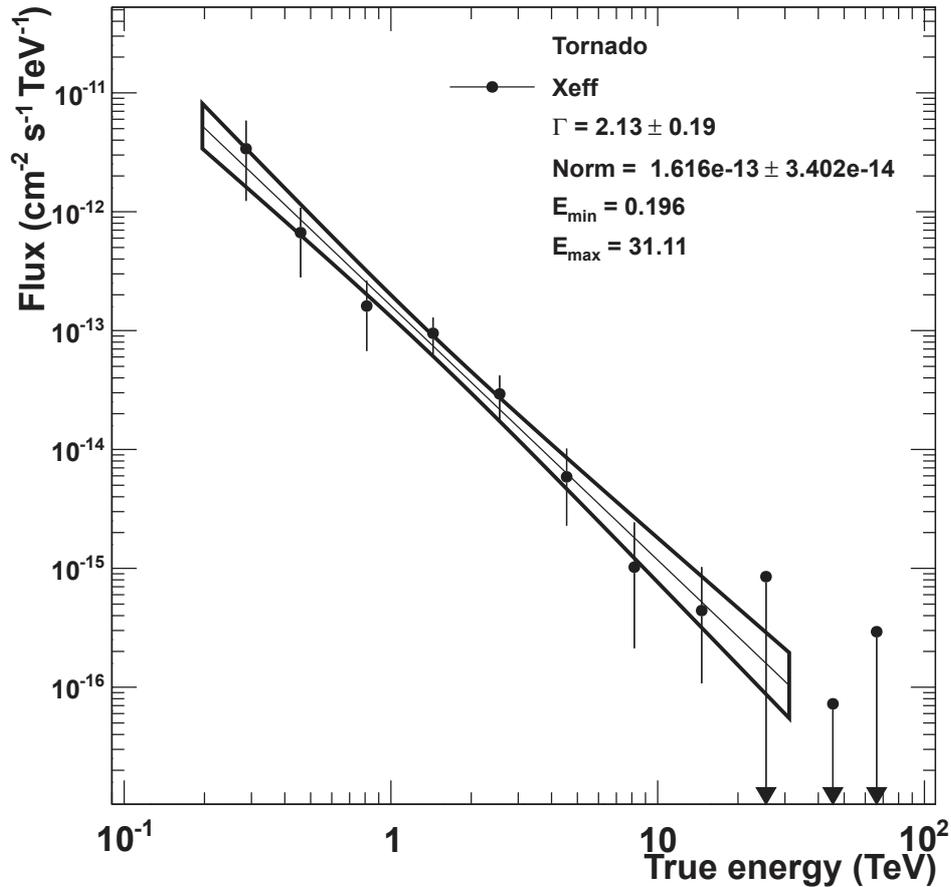


FIGURE 10.11 – Spectre des rayons γ observé par H.E.S.S. en supposant un modèle de loi de puissance. Les paramètres de l’ajustement sont indiqués dans la légende. Les points ont été obtenus avec une significativité de 1σ et les limites supérieures à 99% de niveau de confiance.

tion de l’asymétrie est en bon accord avec la direction de l’axe de la Tornado. Pour ces raisons l’émission de très haute énergie vue par H.E.S.S. n’est pas associée avec la région d’interaction entre l’onde de choc et un des nuages moléculaires.

Il a été montré au chapitre 5 que les analyses des données de H.E.S.S. induisent une extension gaussienne systématique lors des analyses morphologiques et que la méthode X_{eff} réduit légèrement cette erreur. La figure 10.14 montre l’extension de la source mesurée pour le cas de la Tornado comparée aux sources tests utilisées pour estimer l’extension systématique. L’extension mesurée dans le modèle gaussien est significative à 3.6σ par rapport à la valeur moyenne observée pour le lot de sources tests.

Pour estimer l’effet du gradient d’acceptance dans l’ajustement morphologique, deux sources observées dans les mêmes conditions que la Tornado (décalage hors axe de $\sim 2^\circ$ avec un fort gradient d’acceptance) ont été analysées de la même manière. La nébuleuse du Crabe et 1ES 1312–423 montrent une extension de $0.018^\circ \pm 0.02^\circ$ et $0.01^\circ \pm 0.008^\circ$ respectivement, soit un écart de 0.44σ de la valeur systématique pour le Crabe et une extension inférieure pour 1ES 1312–423. Cela montre que le décalage hors axe n’induit pas d’extension dans l’analyse mor-

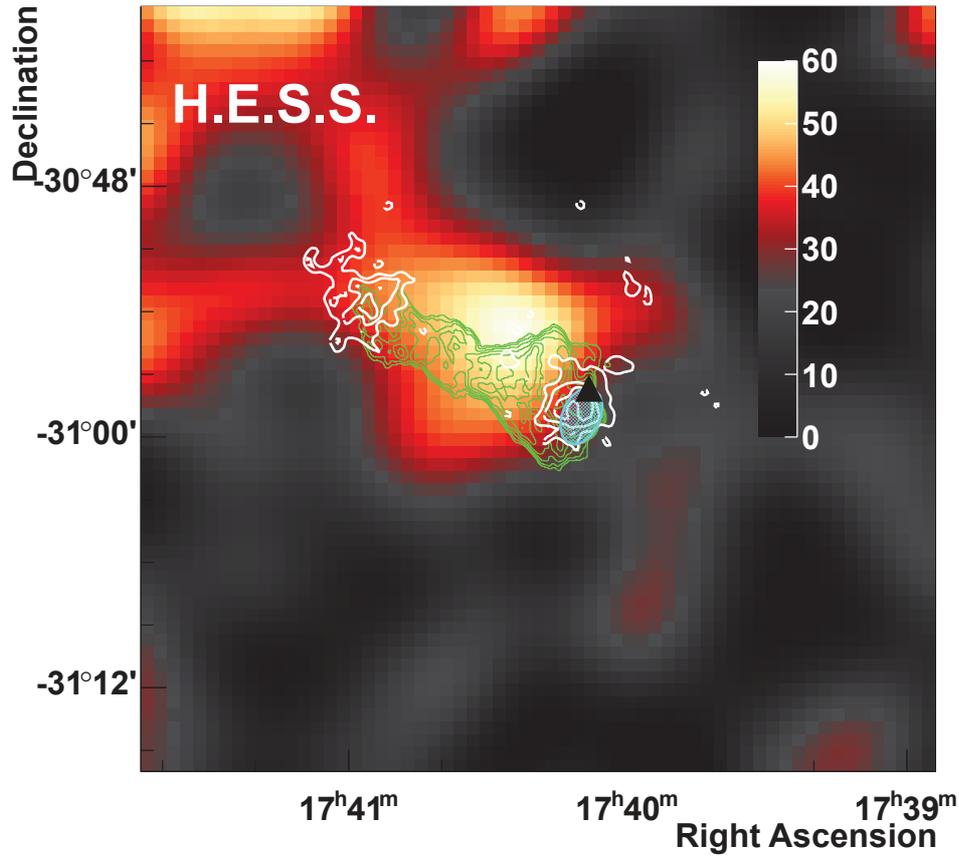


FIGURE 10.12 – Carte d’excès de rayons γ observés par H.E.S.S. et lissée par une gaussienne de largeur 0.04° . Les contours verts représentent l’émission radio observée par ATCA. Les contours blancs indiquent l’émission en rayons X détectée par Suzaku. L’ellipse cyan est la source *Chandra*. Le triangle noir montre la position du maser OH à 1720 MHz.

phologique et que l’extension gaussienne observée pour la Tornade est significative à 3.6σ .

TABLE 10.1 – Etude morphologique de sources observées à grand décalage hors axe avec X_{eff} .

Modèle d’émission	$\ln L$	Amélioration
Ponctuelle	-658.78	-
Gaussienne	-649.69	4.2σ
Gaussienne asymétrique	-648.002	1.33σ

10.2.2 Mise à jour de l’analyse *Fermi*-LAT

Les données de *Fermi*-LAT en direction de la Tornade ont été analysées en tenant compte de la nouvelle version de calibration.

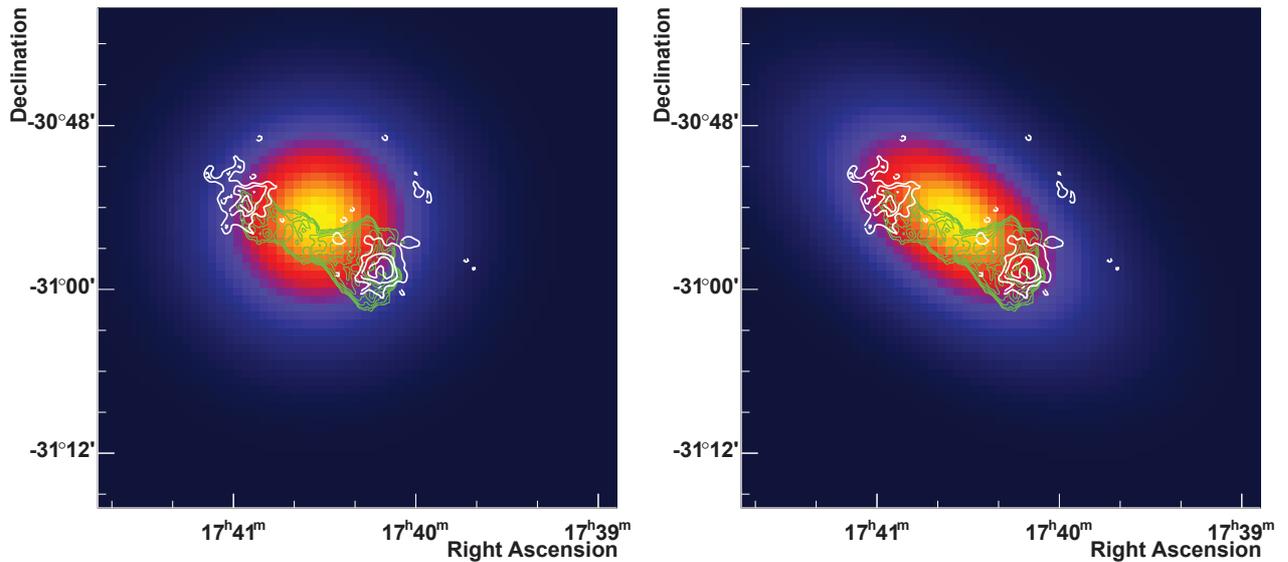


FIGURE 10.13 – Carte des modèles morphologiques ajustés sur les données de H.E.S.S.. L'échelle des couleurs est arbitraire. Les contours superposés représentent l'émission radio observée par ATCA en vert et de rayons X par Suzaku en blanc. *Gauche* : Modèle gaussien. *Droite* : Modèle gaussien asymétrique.

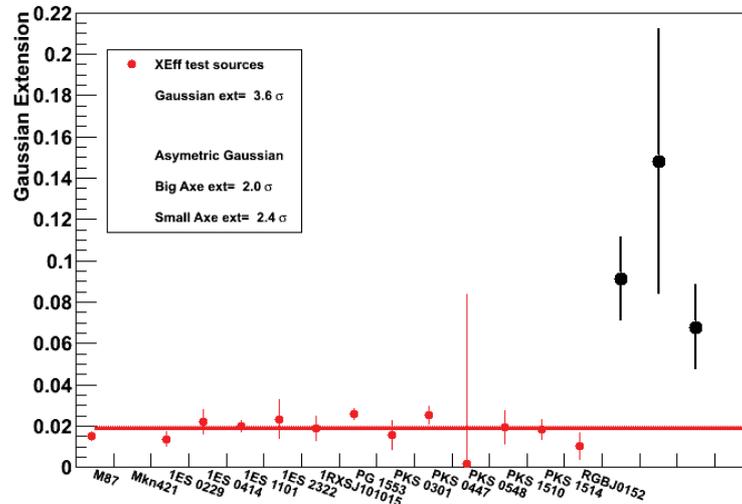


FIGURE 10.14 – Extension gaussienne pour des sources tests, des *NAGs*, analysées avec X_{eff} (rouges). La ligne droite est un ajustement des sources test. Les points noirs correspondent à l'extension des modèles morphologiques ajustés pour la Tornade. Le premier est l'extension gaussienne, les deux suivants sont respectivement le grand et le petit axe de la gaussienne asymétrique ajustée.

La version «*Pass 7*» reprocessée avec les calibrations utilisant les performances en vol [9] a été utilisée. Les données de *Fermi*-LAT du 4 août 2008 au 6 novembre 2013 ont été analysées avec la version des outils publics d'analyse, *v9r32p5*, et du logiciel *enrico* [155].

La méthode d'analyse est la même que celle de G349.7+0.2 présentée en section 8.2.2. 99 sources sont incluses dans la modélisation du fond galactique dont 57 ont les paramètres spectraux libres et 3 sont étendues (RX J1713.7–3946, W28 et W30).

La position testée est $\alpha_{J2000} = 265.08^\circ, \delta_{J2000} = -30.96^\circ$ et suppose un modèle spectral en loi de puissance. L'analyse entre 200 MeV et 300 GeV obtient un test statistique de $TS = 129$. Une source avec un indice de $\Gamma = 2.32 \pm 0.22$ est donc confirmée à la position de la Tornado. L'indice spectral est compatible avec l'analyse précédente ($\Gamma = 2.5 \pm 0.3$) [49]. La figure 10.15 montre le rayonnement γ vu par *Fermi*-LAT entre 200 MeV et 300 GeV avec seulement les évènements *front*. L'émission est coïncidente avec la Tornado.

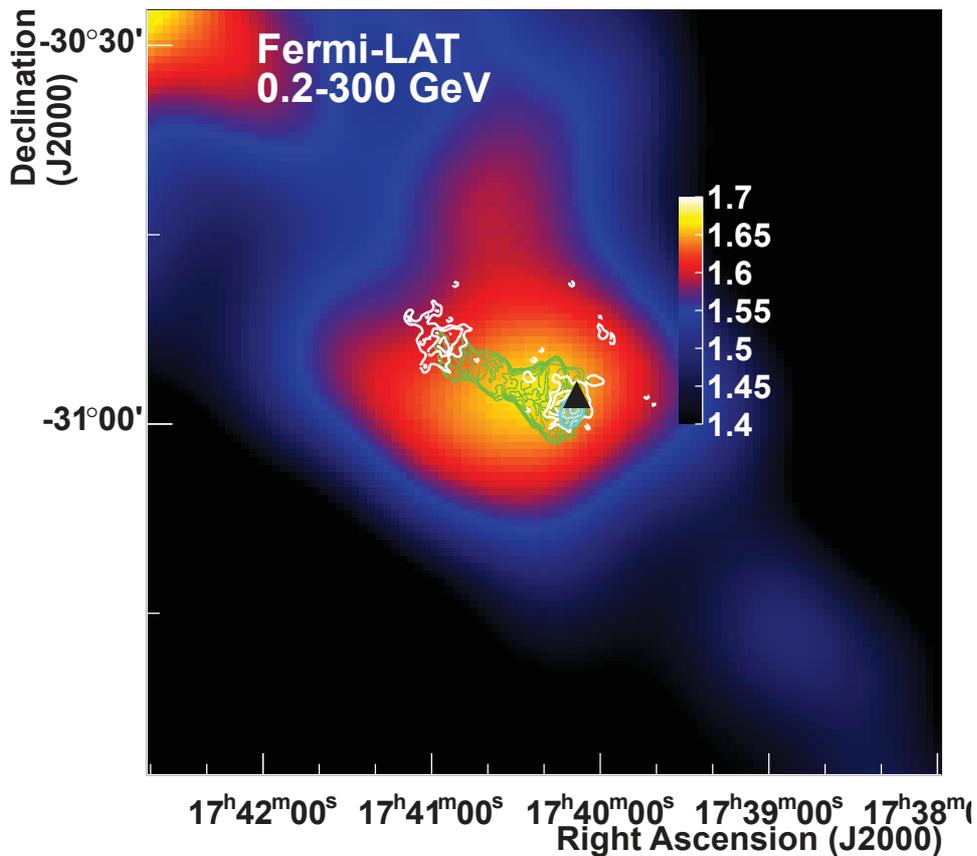


FIGURE 10.15 – Carte en coups des données *Fermi*-LAT entre 200 MeV et 300 GeV. Les contours verts représentent l'émission radio observée par ATCA. Les contours blancs indiquent l'émission en rayons X détectée par Suzaku. L'ellipse cyan est la source *Chandra*. Le triangle noir montre la position du maser OH à 1720 MHz.

Un modèle en LogParabola a été testé à la même position. Ce modèle reproduit plus fidèlement les données *Fermi*-LAT avec un $TS = 199$. Ce modèle est privilégié à la loi de puissance à 7.7σ . Les paramètres spectraux obtenus sont $\alpha = 2.10 \pm 0.13$, $\beta = 0.70 \pm 0.13$, $N_0 = 5.1 \pm 0.5 \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \text{ MeV}^{-1}$. Le flux ainsi obtenu est de $F_{0.2-300 \text{ GeV}} = (2.2 \pm 0.3_{\text{stat}}) \times 10^{-8} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Le spectre en LogParabola est montré en figure 10.16. Le flux de rayons γ observé par *Fermi*-LAT chute très rapidement au delà de 10 GeV et semble peu compatible

avec une émission au TeV.

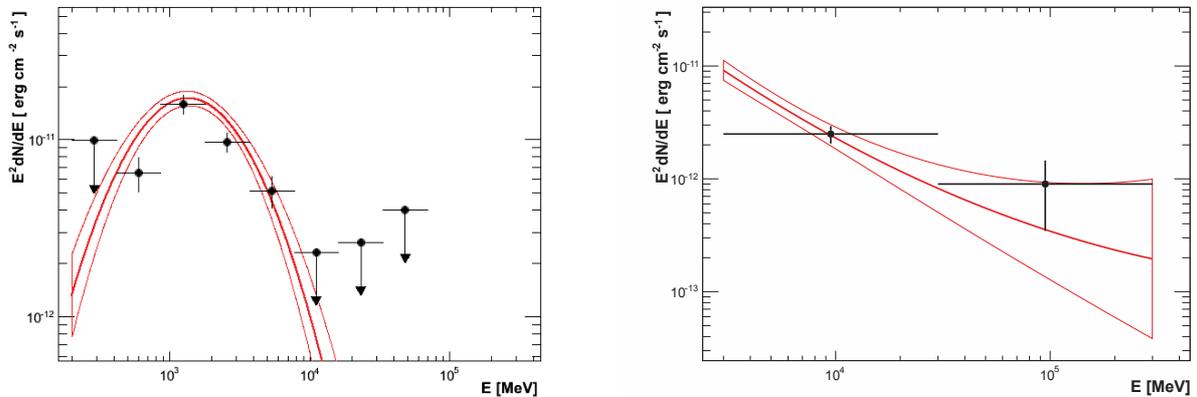


FIGURE 10.16 – Spectres des données de *Fermi*-LAT en supposant un modèle en LogParabola. *Gauche* : Entre 200 MeV et 300 GeV. *Droite* : Entre 3 et 300 GeV.

Pour tester la bande en énergie de transition entre *Fermi*-LAT et H.E.S.S., une analyse dans la région 3-300 GeV a été réalisée. La même procédure a été suivie. Un signal suivant une loi de puissance d'indice $\Gamma = 3.1 \pm 0.4$ avec un $TS = 39.7$ a été obtenu. Un modèle en LogParabola permet une amélioration de l'ajustement de 3.7σ avec un $TS = 40$. Les paramètres de la LogParabola ainsi obtenue sont $\alpha = 3.42 \pm 0.21$, $\beta = -0.09 \pm 0.007$, $N_0 = 1.23 \pm 0.42 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \text{ MeV}^{-1}$. Le spectre obtenu est montré dans la figure 10.16. Le TS du dernier point est de 5.9 ($\sim 2.4 \sigma$). Un durcissement du rayonnement γ semble donc avoir lieu à partir de quelques GeV, masqué par la statistique dominante à basse énergie. La section suivante montre la connexion de ce spectre avec l'émission au TeV observée par H.E.S.S..

10.3 Interprétation

10.3.1 Vers la confirmation du scénario du jet ?

La figure 10.17 montre les spectres obtenus avec les données de *Fermi*-LAT et H.E.S.S.. Le durcissement détecté entre 3 et 300 GeV met en évidence une connexion douce entre les deux domaines d'énergie.

La forme spectrale entre quelques centaines de MeV et plusieurs dizaines de TeV n'est pas celle attendue dans le cas des associations entre un vestige de supernova et un nuage moléculaire. En effet, dans les analyses précédentes le spectre au GeV est relativement dur ($\Gamma \sim 2$) jusqu'à une brisure spectrale, puis le spectre au TeV est relativement mou ($\Gamma \sim 2.8-3$). Dans le cas de la Tornade le spectre au TeV est très dur ($\Gamma = 2.13$) et une forme spectrale très piquée autour du GeV apparaît. De plus, la morphologie de l'émission γ , dont la position et l'extension, au moins au TeV, est très difficilement compatible avec la position du maser OH et donc du lieu d'interaction entre le nuage moléculaire et l'onde de choc. Ce scénario est donc également défavorisé par le rayonnement de haute et très haute énergie.

Le scénario alternatif qui pourrait expliquer à la fois l'émission radio, X et γ est celui d'un jet éteint, émis par une source compacte au centre de la Tornade. Cependant l'absence de

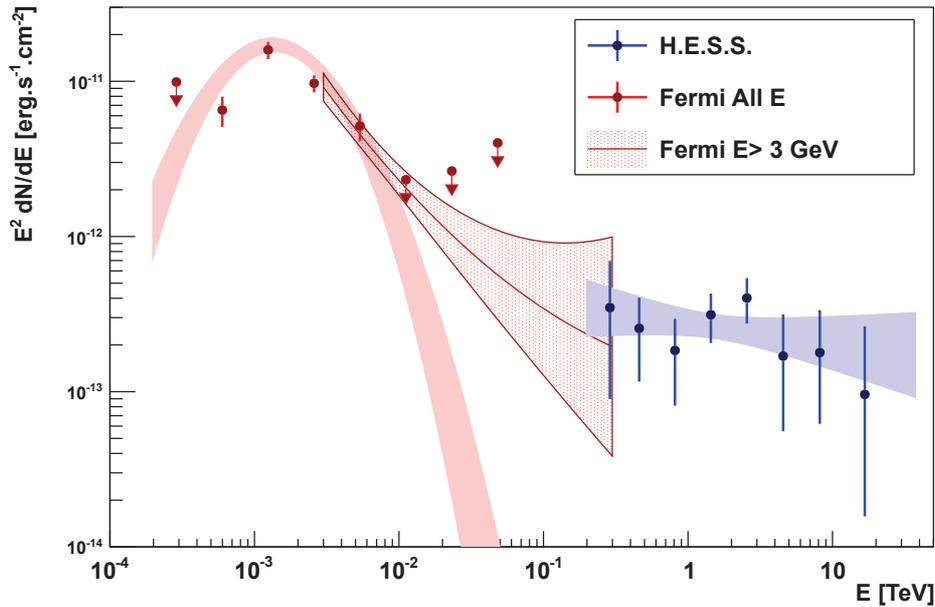


FIGURE 10.17 – Comparaison des spectres de rayons γ obtenus par *Fermi*-LAT (rouge) et H.E.S.S. (bleu) en provenance de la nébuleuse de la Tornado.

rayonnement compact en rayons X ou en radio est problématique. Environ 86 ks d’observation de la Tornado avec *XMM-Newton* sont disponibles. *XMM-Newton* dispose d’une large surface effective ce qui permettra d’extraire une limite supérieure très contraignante sur le rayonnement X à la position de la source γ .

10.3.2 Les données de H.E.S.S. II

Des données de H.E.S.S. II sont disponibles pour l’analyse de la Tornado. Cependant, ces données ont été prises dans le cadre de la recherche indirecte de matière à la position de «la raie Fermi» à 130 GeV [181]. Pour éviter de faire baisser la significativité d’un possible signal dans les données de H.E.S.S. II les données ont été bloquées et ne sont pas analysables. D’autres données de moins bonne qualité car à grand angle hors axe ont été prises sur le centre galactique et sont donc disponibles. Cependant pour éviter de créer un «facteur d’essai» et baisser la significativité de la source dans H.E.S.S. II en analysant un lot de données incomplet les données n’ont pas été analysées.

De plus en 2014 une demande d’observation de H.E.S.S. II a été réalisée [170]. Cette demande a été fusionnée avec les demandes d’observation du centre galactique et des observations durant le printemps et l’été 2015 seront réalisées.

L’intérêt de H.E.S.S. II pour la nébuleuse de la Tornado est grand. Le durcissement spectral intervient autour de quelques dizaines de GeV où *Fermi*-LAT a peu de statistiques pour le contraindre. Le seuil en énergie du 5^e télescope du réseau permettra d’atteindre un seuil de ~ 50 GeV et donc permettra de contraindre la modélisation du rayonnement γ .

Résumé du chapitre

Ce chapitre présente les résultats de l'analyse des rayons γ de haute et très haute énergie avec *Fermi*-LAT et H.E.S.S. respectivement.

L'analyse des données de H.E.S.S. avec X_{eff} a montré que :

- Une émission de rayons γ au TeV est détectée à $7 \sigma^{\text{post-trials}}$ en direction de la Tornado.
- Le spectre entre 196 GeV et 31 TeV est bien décrit par une loi de puissance d'indice $\Gamma = 2.13 \pm 0.19_{\text{stat}} \pm 0.2_{\text{sys}}$.
- Le rayonnement est peu compatible avec la position du maser OH. Il présente une extension gaussienne significative à 3.6σ après prise en compte des erreurs systématiques. Un modèle d'émission asymétrique privilégie une orientation compatible avec l'axe principal de la gaussienne.

L'analyse des données de *Fermi*-LAT a révélé que :

- En accord avec le catalogue 2FGL et 3FGL, le spectre au GeV est mieux décrit par une Parabole logarithmique.
- Un durcissement progressif du rayonnement au delà de quelques dizaines de GeV est significatif à 3.7σ .
- Une connexion douce apparaît entre les données de *Fermi*-LAT au GeV et les données de H.E.S.S. au TeV.
- La forme spectrale n'est pas celle attendue pour un vestige de supernova en interaction avec un nuage moléculaire.

La détection par H.E.S.S. du rayonnement au TeV est la première détection de rayonnement non thermique en provenance du centre de la Tornado. L'étude du rayonnement γ en provenance de la Tornado permet d'apporter une nouvelle vision de ce système.

11

HESS J1745–303

Sommaire

11.1 Une émission γ non identifiée	224
11.1.1 Le rayonnement γ	224
11.1.2 Les interactions SNR/MC comme associations possibles	225
11.2 Analyse des données de H.E.S.S. I	227
11.2.1 L'analyse de la région entière	227
11.2.2 Recherche de contre-parties	228
11.2.3 Analyses spectrales détaillées	230
11.3 Analyse des données de H.E.S.S. II	232
11.3.1 Analyse Mono	233
11.3.2 Analyse Stéréo	234

Ce chapitre contient des résultats non publiés. Merci de garder ces informations confidentielles.

11.1 Une émission γ non identifiée

La région de HESS J1745–303 est complexe. Plusieurs émetteurs γ potentiels coïncident en effet avec l'émission détectée par H.E.S.S. et l'origine de cette émission étendue reste mal comprise. L'analyse des données de H.E.S.S. avec des méthodes améliorées par rapport à la première détection, et les premières observations de H.E.S.S. II permettent d'apporter un nouvel éclairage sur les mécanismes astrophysiques en jeu.

11.1.1 Le rayonnement γ

Le rayonnement au TeV

Le rayonnement γ au TeV de cette source a été observé dès le premier balayage du centre galactique réalisé par H.E.S.S. et publié en 2006 [21]. Une source étendue nommée HESS J1745–303 a été détectée à plus de 6σ pré-trials. Cette détection a déclenché une demande d'observations dédiées afin d'augmenter la statistique de rayons γ observés et mieux sonder la morphologie de cette source.

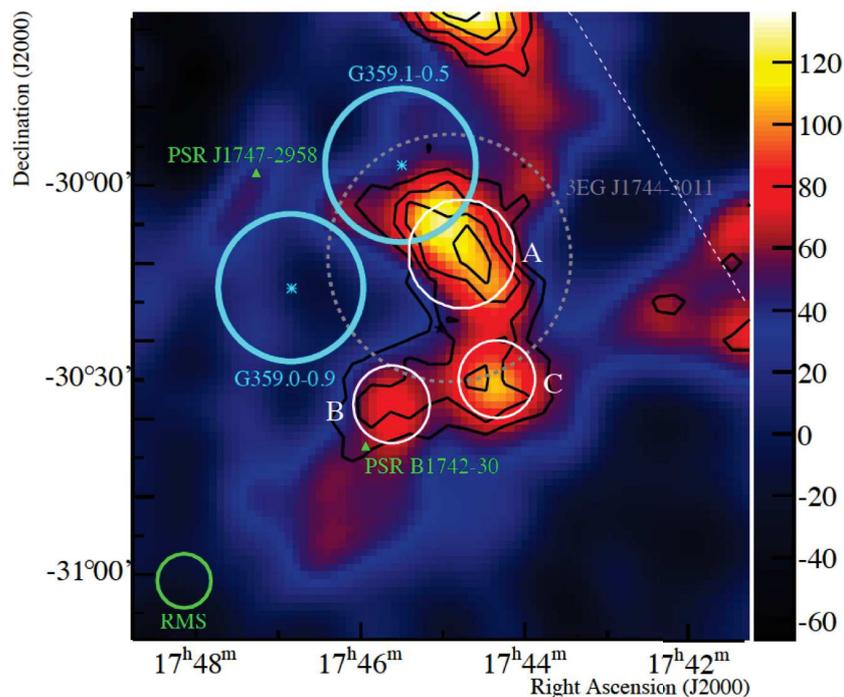


FIGURE 11.1 – Carte d'excès de rayons γ publiée par H.E.S.S. en 2008. La carte est lissée avec une gaussienne de 0.07° de largeur. Les contours de 4 à 7σ de significativité de l'excès sont superposés en noir. Les cercles blancs sont les régions testées indépendemment (voir texte). Les cercles bleus sont les positions et tailles apparentes des SNRs observées par le VLA. Le cercle en tirets gris représente la région de confiance à 95% de la source EGRET. Cette figure est extraite de [15].

Une étude réalisée sur ~ 79 heures d'observation a été menée en 2008 [15]. Une région centrée sur $\alpha = 17^{\text{h}} 45^{\text{m}} 2.01^{\text{s}}$, $\delta = -30^\circ 22' 14''$ avec un rayon de 0.4° a été choisie pour l'analyse. Ce

choix a été fait pour intégrer la totalité du rayonnement observé. Un total de 2030 rayons γ a été obtenu avec une significativité de 10.2σ . Un spectre en loi de puissance reproduit correctement les données avec un indice $\Gamma = 2.44 \pm 0.04_{\text{stat}} \pm 0.2_{\text{sys}}$, une normalisation $\Phi(1\text{TeV}) = 3.0 \pm 0.11_{\text{stat}} \pm 0.6_{\text{sys}} \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{TeV}^{-1}$ et une énergie de décorrélation $E_c = 798 \text{ GeV}$.

La carte du ciel de cet excès est montrée en figure 11.1. La carte est lissée avec une gaussienne de 0.07° de largeur. Les contours de significativité de 4 à 7σ sont superposés en noir. La morphologie au TeV est complexe, elle s'étend sur plus de 1° et semble présenter plusieurs pics. Une étude particulière a été menée sur chaque pic pour tester l'hypothèse de mécanismes d'émission différents. Aucun écart d'indice spectral significatif n'a été observé entre les régions A, B et C (voir figure 11.1). De plus la significativité des pics a été testée en projetant l'excès de rayons γ sur une dimension dans la direction des 3 différentes paires possibles. L'écart de la topologie à une valeur constante n'excède pas 2σ .

Le rayonnement au GeV

Une émission au GeV a été observée par l'instrument EGRET en provenance de cette région [151]. La source 3EG J1744-3011 est coïncidente avec l'émission la plus brillante au TeV. Le contour de confiance à 95% de la source est représenté par le cercle en tirets sur la figure 11.1. Cependant, cette source ne figure pas dans le catalogue révisé [47]. Cela s'explique par la complexité de l'analyse des données au GeV de cette région. En effet, la proximité du centre galactique induit une densité de matière élevée, et la mesure de l'émission du flux au dessus du fond dû aux rayons cosmiques se propageant dans la galaxie reste difficile par des méthodes automatiques.

Ce problème persiste avec la génération suivante d'instrument. En effet l'instrument *Fermi*-LAT a détecté une source de rayons γ au GeV, 2FGL J1738.9-29.08, coïncidente avec la région B au TeV [139]. Mais dans le catalogue 3FGL, la source coïncidente avec l'émission à très haute énergie est 3FGL J1745.1-3011 et coïncide avec la région A [167].

Une émission au GeV en provenance de cette région semble évidente mais les outils automatiques ne permettent pas de mesurer précisément la morphologie de cette région. Une étude dédiée apparaît nécessaire.

11.1.2 Les interactions SNR/MC comme associations possibles

Le rayonnement γ de cette région montre une morphologie complexe dont l'origine est incertaine. Plusieurs contre-parties peuvent expliquer l'émission observée.

Deux pulsars sont présents dans la région proche de l'émission de rayons γ observés par H.E.S.S.. Le plus au Sud, PSR B1742-30, est plutôt âgé (546 000 ans) et a un ralentissement de rotation de $\dot{E}/D^2 = 2.1 \cdot 10^{35} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{kpc}^{-2}$ [134]. Le second est PSR J1747-2958 [86]. Ce pulsar est associé à une nébuleuse à vent de pulsar produisant un choc du fait de sa grande vitesse intrinsèque. Le flux de ralentissement est de $\dot{E}/D^2 = 4.0 \cdot 10^{35} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{kpc}^{-2}$ pour un âge de 25 000 ans.

Les nébuleuses à vent de pulsar sont connues pour émettre des rayons γ mais, dans le cas étudié ici, leur position est relativement éloignée de l'émission au TeV et en particulier de la partie la plus brillante à très haute énergie.

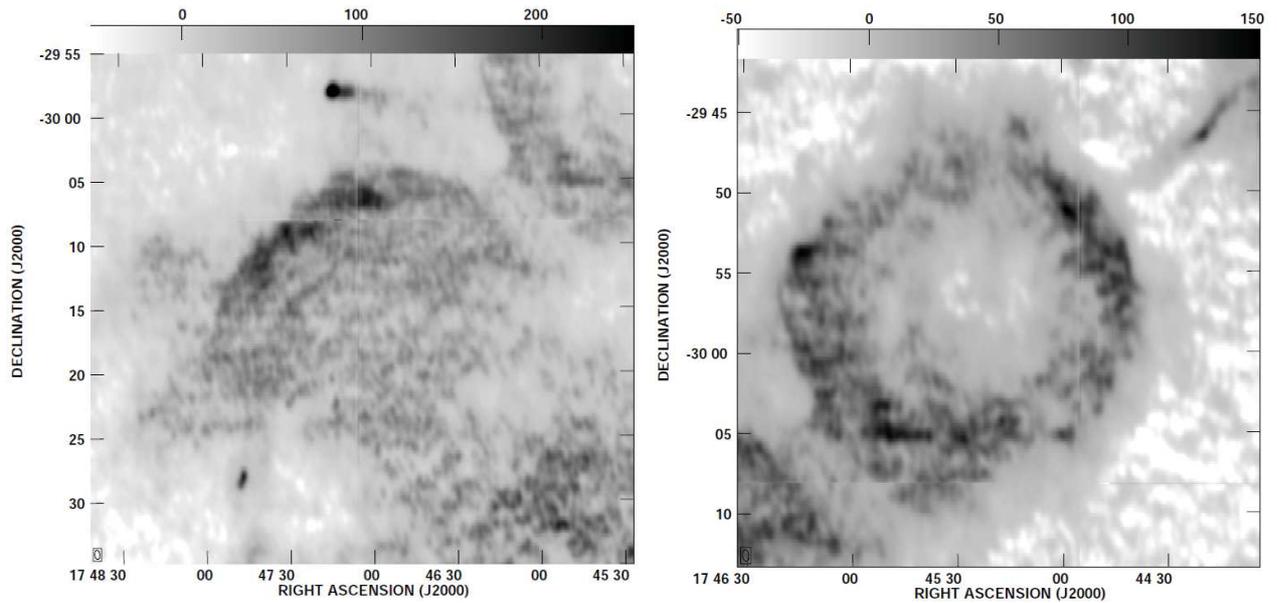


FIGURE 11.2 – Images du VLA à 90 cm des vestiges de supernova G359.0-0.9 à gauche et G359.1-0.5 à droite. L'échelle est en mJy beam^{-1} . Ces images sont extraites de [122].

Deux vestiges de supernova, G359.0-0.9 [127] et G359.1-0.5 [68], sont présents à proximité de la source H.E.S.S.. Ces deux vestiges sont observés à $\lambda=90$ cm par le VLA dont les images sont montrées en figure 11.2, et leurs positions sont reportées sur la figure 11.1.

L'émission mesurée par le VLA révèle, à partir d'absorption de raies de HI, une distance proche entre G359.1-0.5 et le centre de la galaxie. La distance estimée pour cette source est de ~ 8 kpc [173]. A cette distance, la taille apparente de $\sim 12'$ équivaut à ~ 28 pc de rayon pour la coquille. Une telle taille correspond probablement à un vestige de supernova d'âge moyen, c'est à dire de plus de 10 000 ans.

Un anneau de $^{12}\text{CO}(J=1\rightarrow 0)$ entourant la coquille a été observé [174]. Cet anneau de matière a une dispersion de vitesse radiale indiquant une distance compatible avec la région centrale de la galaxie. Il est probablement le résultat de vents stellaires créés par quelques centaines d'étoiles massives. Le précurseur du vestige est probablement originaire de cet amas. L'interaction de l'onde de choc avec une forte densité de matière est mise en évidence par la présence d'émission de masers OH à 1720 MHz [184]. Six émissions compactes ont été détectées le long de l'anneau de matière entourant la coquille. La vitesse radiale (-5 km.s^{-1}) de ces masers est différente de celle de l'émission CO. Cela s'explique par le fait que seule la composante à faible vitesse radiale satisfait les conditions nécessaires à la production d'émission stimulée car la répartition spatiale des masers coïncide très bien avec la coquille. Le vestige G359.0-0.9 est moins bien connu, un âge de ~ 10 000 ans a été estimé lors de sa découverte [127].

La région a été largement observée par les instruments en rayons X. ASCA a mesuré une émission thermique compatible avec l'émission du fond dans cette partie de la galaxie [34]. L'absence d'émission non thermique à la position de l'émission au TeV a été confirmée par *XMM-Newton* [15] et *Suzaku* [33].

Le scénario privilégié pour expliquer le rayonnement au TeV est l'émission d'origine hadro-

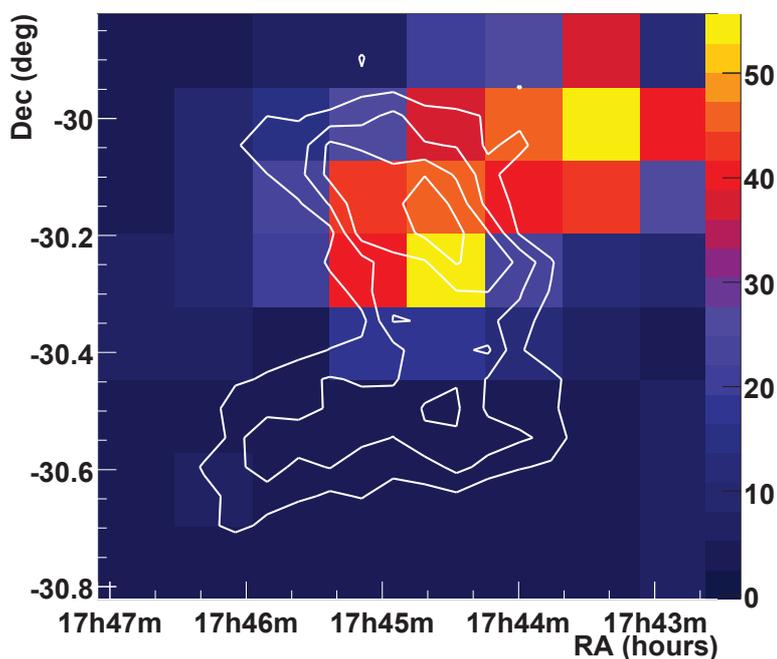


FIGURE 11.3 – Carte de ^{12}CO intégrée entre -100 et 60 km.s^{-1} . Les contours de significativité de l'émission γ détecté par H.E.S.S. sont superposés en blanc. Cette figure est extraite de [15].

nique. Cette hypothèse est étayée par la présence d'un nuage moléculaire coïncidant avec la partie la plus brillante de l'émission au TeV [15]. La figure 11.3 montre la corrélation entre l'émission du nuage moléculaire et le rayonnement au TeV. L'émission ^{12}CO présente un maximum compatible avec la région A de la source H.E.S.S.. De plus un nuage atomique détecté dans les données SGPS HI est potentiellement associé avec la partie Sud de l'émission au TeV [97]. Enfin, le champ magnétique relativement intense ($0.4\text{-}0.6 \text{ mG}$) observé par effet Zeeman sur l'émission des masers OH, entraînerait un refroidissement important des leptons et une émission synchrotron non détectée en rayons X.

11.2 Analyse des données de H.E.S.S. I

11.2.1 L'analyse de la région entière

L'analyse de 2008 utilise ~ 79 heures de données. H.E.S.S. a observé la partie centrale de la galaxie très régulièrement depuis cette date.

L'analyse présentée ici utilise ~ 166 heures de données de H.E.S.S. I. Cela représente plus du double de l'analyse précédente. La méthode choisie est l'analyse X_{eff} présentée au chapitre 5. Le gain en sensibilité et en résolution angulaire est crucial pour l'association du rayonnement γ de HESS J1745–303 avec les contre-parties à d'autres longueurs d'onde.

Tout d'abord une analyse de la région entière est réalisée. Le rayonnement en provenance de cette région est relativement élevé. Le paramètre $\eta = 0.2$ a été choisi afin d'avoir le maximum

de statistiques et pouvoir mieux étudier la morphologie. La région ON choisie est la même que celle du papier de 2008. Cependant, le rayon a été étendu à 0.5° . Ceci est motivé par le fait que les contours de la région d'émission sont mieux définis grâce au doublement de la statistique et à l'augmentation de la sensibilité de l'analyse.

La majorité des observations utilisées dans l'analyse provient d'observations du centre galactique. Les distributions des observations en fonction de l'angle zénithal et du décalage hors axe sont montrées dans la figure 11.4. Comme dans le cas de la Tornado et de G349.7+0.2, un gradient d'acceptance dans le champ de vue est produit par ces observations.

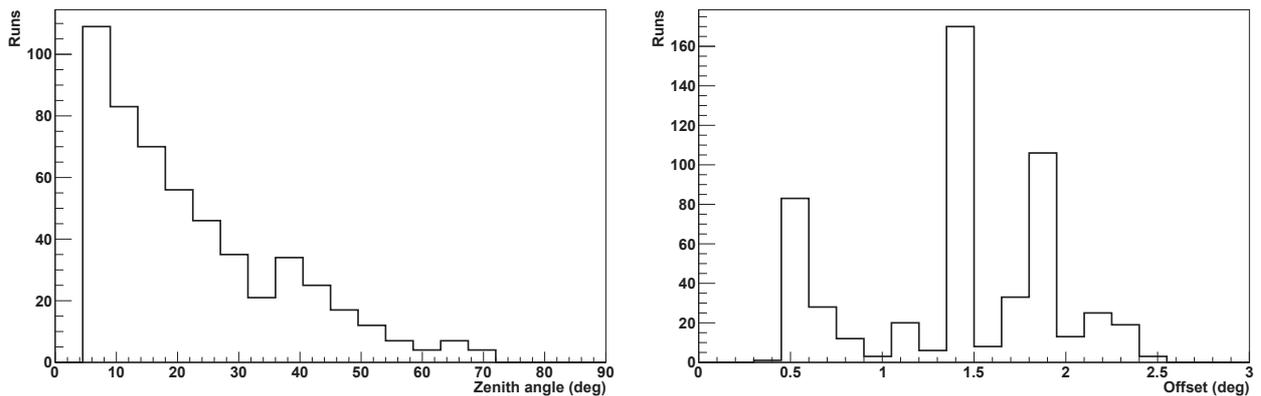


FIGURE 11.4 – Distribution du décalage hors axe (figure de gauche) et de l'angle zénithal (droite) des observations de HESS J1745–303 ayant satisfait les critères de sélection.

De plus, l'analyse de HESS J1745–303 utilise une grande région ON. La figure 11.5 montre les cartes d'acceptance de l'analyse. On remarque que l'acceptance varie beaucoup à l'intérieur de la région ON. Ce point doit être pris en compte lors de la comparaison des différentes structures morphologiques.

Les résultats de l'analyse sont résumés dans la figure 11.6 à gauche. Un total de 7209 rayons γ est observé avec une significativité de 34.5σ . L'importante statistique de γ disponible permet une analyse plus détaillée de la région que précédemment. L'émission étendue observée dans la distribution de θ^2 correspond à l'émission au Sud et à l'Est de la région testée. Cette émission n'était pas détectée dans l'analyse de 2008.

La carte de rayons γ détectés par H.E.S.S. est montrée dans la figure 11.7 à gauche. Les contours de significativité de l'analyse de 2008 sont superposés. La correspondance entre les deux analyses est très bonne. A droite le spectre de la région entière est indiqué. Les points noirs correspondent à l'analyse présentée ici et les points bleus à l'analyse de 2008. L'indice spectral de la loi de puissance ajustée est $\Gamma = 2.43 \pm 0.04$ avec une normalisation à 1 TeV $\Phi(1 \text{ TeV}) = 3.0 \pm 0.1 \times 10^{-12} \text{ TeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. La normalisation et l'indice spectral sont en bon accord avec l'analyse précédente.

11.2.2 Recherche de contre-parties

Le gradient d'acceptance dans le champ de vue et en particulier dans la région d'intérêt limite l'interprétation de la morphologie à partir de la carte d'excès comme c'est le cas habituellement.

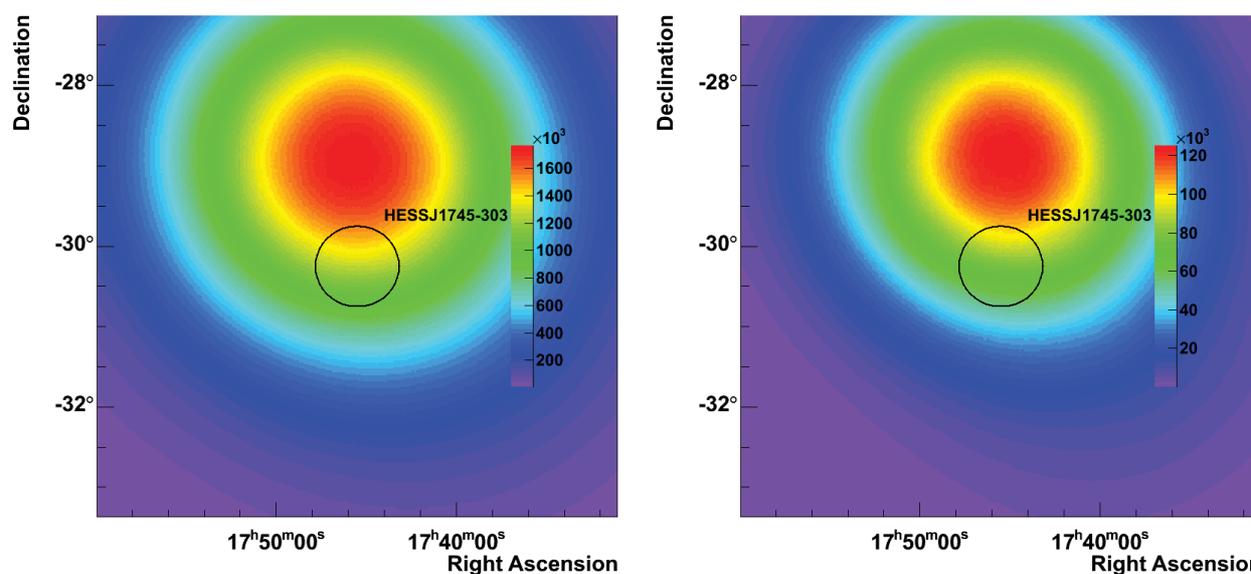


FIGURE 11.5 – Cartes d’acceptance de l’analyse des observations sélectionnées pour l’étude de HESS J1745–303 calculées à partir des évènements hadrons à gauche et γ à droite.

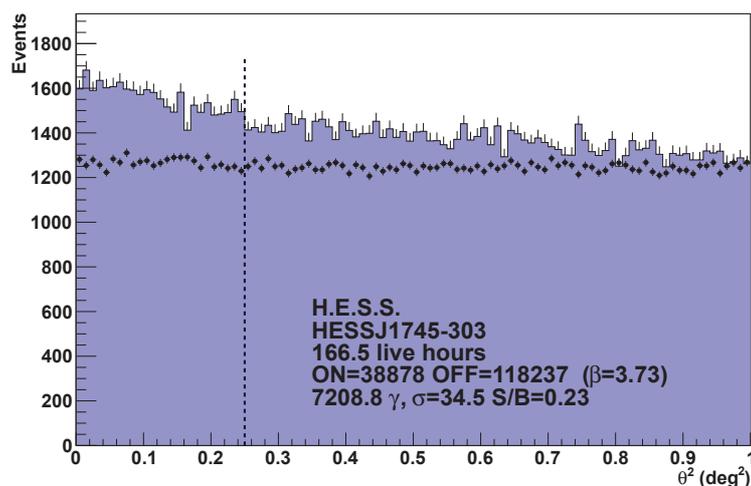


FIGURE 11.6 – Distribution spatiale des évènements conservés après sélection. Les évènements sont échantillonnés en anneaux concentriques autour de la position testée. La barre verticale en pointillés montre la sélection appliquée par la définition de la région ON. Les points noirs représentent l’estimation du niveau de fond.

Pour visualiser la luminosité relative de chaque région, la carte de normalisation du flux est montrée en figure 11.8. Cette carte est calculée en supposant que le spectre de l’excès en tout point suit une loi de puissance d’indice 2.4. Elle est lissée avec une gaussienne de largeur 0.06° . Les cercles blancs représentent les vestiges de supernova G359.1-0.5 et G359.0-0.9 au Nord et Sud respectivement. Les étoiles jaunes indiquent la position des deux pulsars PSR B1742-30 et PSR J1747-2958. Les ellipses montrent la position des sources *Fermi*-LAT du 2FGL en cyan et 3FGL en bleu. Une étude détaillée des données de *Fermi*-LAT de la région de HESS J1745–303

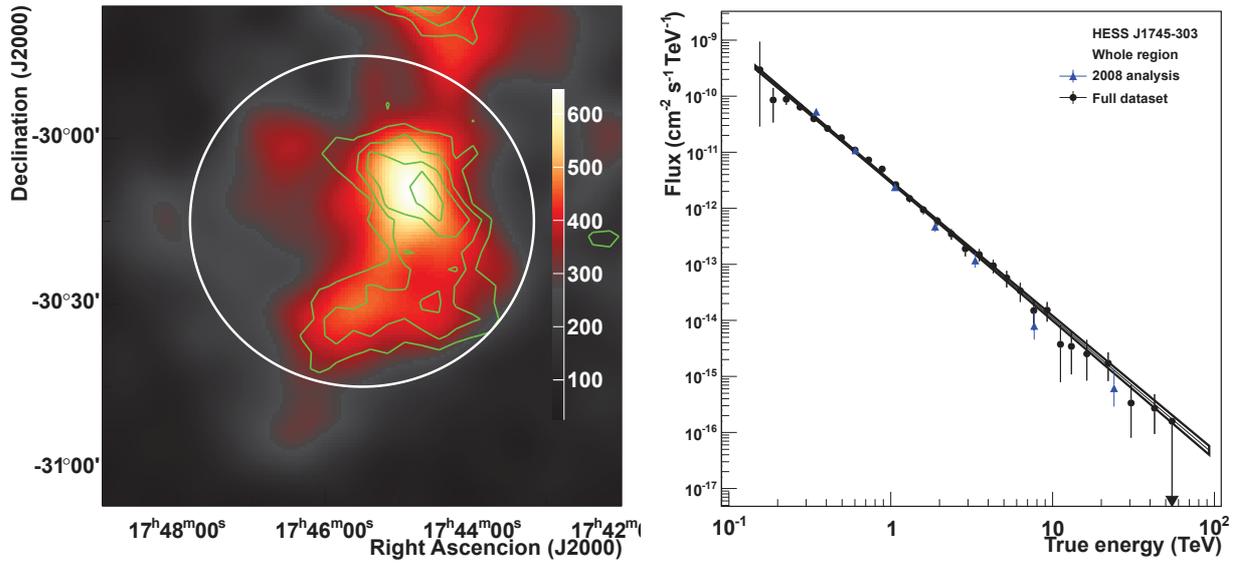


FIGURE 11.7 – *Gauche* : Carte d’excès de rayons γ obtenue avec X_{eff} . La carte est lissée avec une gaussienne de 0.06° . Les lignes vertes superposées correspondent aux contours de significativité à 4, 5, 5.5 et 6.5σ de l’analyse de 2008. Le cercle blanc représente la région ON de cette analyse. *Droite* : Spectre de la région entière analysée avec X_{eff} en noir, les points bleus correspondant à la publication de 2008.

a été réalisée [76]. Cette étude utilise les données «Pass 7» reprocessées. Les ellipses, en cyan foncé, indiquent la position des sources détectées dans cette étude.

L’émission s’étend sur plus de 1° de long selon le grand axe. Les trois régions analysées en 2008, associées aux trois pics d’émission, sont légèrement revues dans l’analyse présentée ici. Les deux principales régions d’émission (A et B) sont présentes dans cette carte. En revanche la région C semble être un prolongement des émissions A et B avec un flux décroissant. Au Sud de la région B, du rayonnement γ est détecté pour la première fois.

Deux sources *Fermi*-LAT coïncident spatialement avec l’émission vue par H.E.S.S.. La position de ces sources est potentiellement associée avec les deux principales régions au TeV. L’émission la plus au Sud n’est associée avec aucun émetteur γ potentiel connu. Bien que moins intense, l’émission à l’Est est significative. Une corrélation entre l’émission γ et la position des coquilles des vestiges de supernova semblent apparaître.

Pour mieux étudier les possibles associations, une étude spectrale pour différentes positions de la région d’émission a été réalisée.

11.2.3 Analyses spectrales détaillées

L’origine de ce rayonnement est encore mal connue. Plusieurs contre-parties contribuent potentiellement à l’émission γ . Parmi elles, l’hypothèse de l’émission hadronique semble privilégiée. Les deux vestiges de supernova accéléreraient des rayons cosmiques qui diffuseraient loin du choc et rencontreraient un milieu dense. Ce cas de figure impliquerait que les rayons cosmiques de plus haute énergie diffuseraient plus loin que ceux de basse énergie, et l’indice

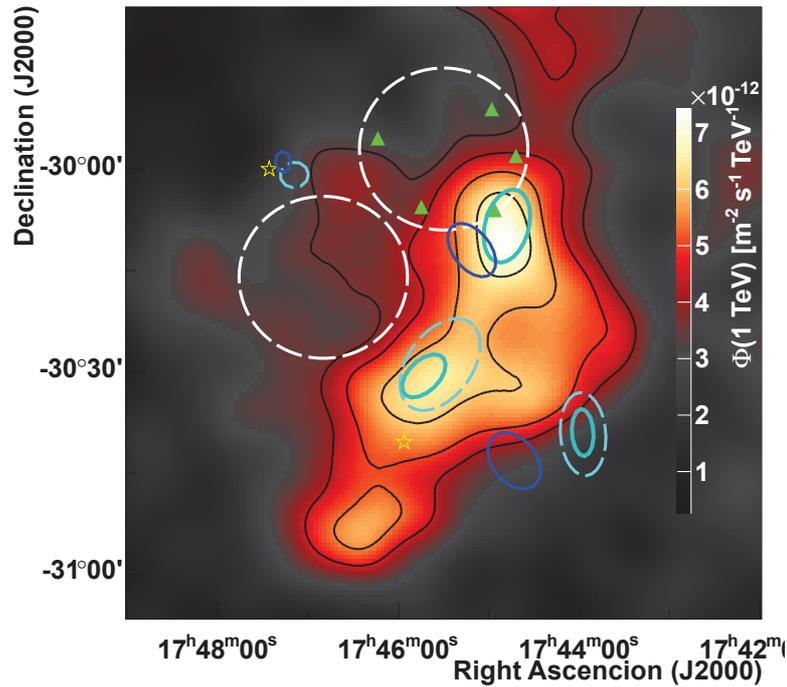


FIGURE 11.8 – Carte de flux de rayons γ obtenue avec H.E.S.S. en supposant un indice spectral de 2.4. La carte est lissée par une gaussienne de largeur 0.06° . Les contours noirs sont les contours de significativité à 7.5, 9, 11, 13, 15 σ . Les cercles blancs représentent les vestiges de supernova G359.1-0.5 et G359.0-0.9 au nord et sud respectivement. Les étoiles jaunes indiquent la position des deux pulsars PSR J1747-2958 (nord) et PSR B1742-30 (sud). Les ellipses montrent l'intervalle à 95% de confiance de la position des sources *Fermi*-LAT du 2FGL en cyan (tirets) et du 3FGL (bleues). Les ellipses en cyan foncé indiquent les position des sources détectées dans [76].

du rayonnement γ serait donc plus dur en s'éloignant du vestige. Pour tester cette hypothèse, plusieurs régions ont été définies et le spectre en a été extrait. Les régions sont indiquées sur la figure 11.9, elles ont été définies arbitrairement. Un rayon de 0.15° a été choisi pour disposer de suffisamment de statistiques. Les résultats des analyses et les indices spectraux sont résumés dans le tableau 11.1.

Pour toutes les régions des formes spectrales plus complexes n'améliorent pas significativement la qualité de l'ajustement des données. Les indices spectraux sont relativement proches. La différence la plus importante se situe entre les régions 5 et 7 avec un écart de l'indice de plus de 3 σ entre eux, en ne considérant que les erreurs statistiques. La région 7 présente également un spectre plus mou que les régions 1, 2, 3 et 10 à 2 σ de significativité. Les variations d'intensité peuvent s'expliquer par la variation de la densité du milieu et/ou de la densité de particules à l'origine du processus d'émission. Les résultats ne permettent pas de mettre en évidence une évolution de l'indice spectral suivant la région testée.

Toutefois, la similarité des formes spectrales observées dans chaque partie de l'émission de HESS J1745–303 suggère que le même mécanisme d'émission est à l'oeuvre.

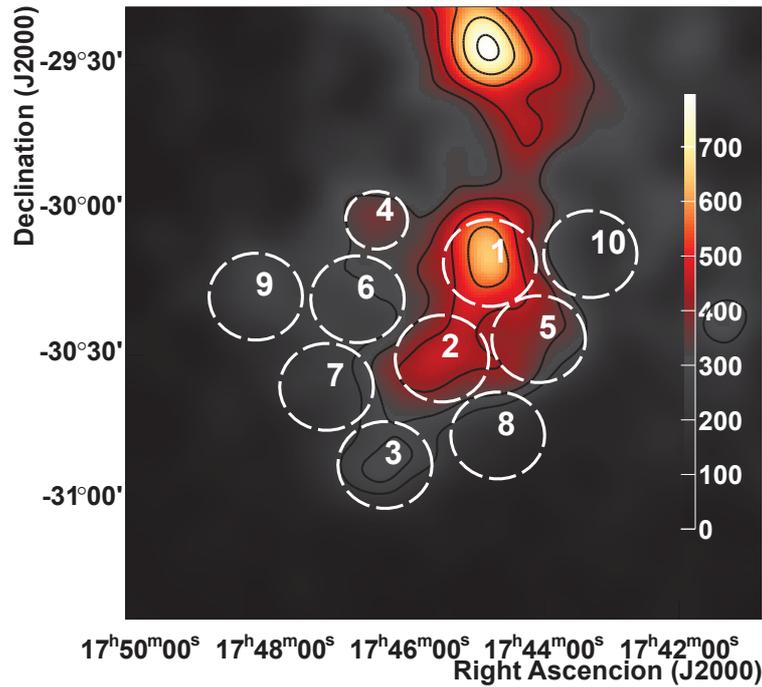


FIGURE 11.9 – Carte d’excès de rayons γ analysé par X_{eff} . La carte est lissée avec une gaussienne de 0.06° . Les contours noirs sont les contours de significativité à $7.5, 9, 11, 13, 15 \sigma$. Les cercles blancs indiquent les position et les tailles des régions testées.

TABLE 11.1 – Résumé des résultats des différentes régions analysées.

Région	RA Deg (J2000)	Dec Deg (J2000)	Rayon	γ	σ	Γ	$\Phi_0 \cdot 10^{-12}$ $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{TeV}^{-1}$
1	266.203	-30.1821	0.15°	1244	19.2	2.55 ± 0.07	0.48 ± 0.03
2	266.381	-30.5118	0.15°	1483	21.6	2.62 ± 0.07	0.48 ± 0.03
3	266.593	-30.8780	0.15°	817	14.4	2.52 ± 0.09	0.40 ± 0.03
4	266.624	-30.0348	0.10°	336	7.5	2.66 ± 0.18	0.14 ± 0.02
5	266.022	-30.4448	0.15°	1521	22.0	2.50 ± 0.06	0.50 ± 0.03
6	266.695	-30.3072	0.15°	457	7.7	2.60 ± 0.17	0.18 ± 0.03
7	266.810	-30.6094	0.15°	713	11.6	3.00 ± 0.15	0.21 ± 0.03
8	266.174	-30.7770	0.15°	757	12.7	2.61 ± 0.12	0.27 ± 0.03
9	267.073	-30.2982	0.15°	676	9.9	2.69 ± 0.13	0.23 ± 0.03
10	265.830	-30.1516	0.15°	572	9.1	2.52 ± 0.16	0.19 ± 0.03

11.3 Analyse des données de H.E.S.S. II

La région du centre galactique a été observée par H.E.S.S. II durant les premières années de fonctionnement. Cependant, le champ de vue du cinquième télescope étant plus réduit, l’analyse de la région de HESS J1745–303 est ainsi très complexe. Dans cette section, le statut actuel

des résultats de l'analyse de H.E.S.S. II est reporté.

11.3.1 Analyse Mono

Pour l'analyse des données de H.E.S.S. II, les observations du centre galactique ont été utilisées. Le décalage hors axe de HESS J1745–303 par rapport aux pointés des observations est à 1.22° en moyenne. Cela correspond donc au bord de champ de la caméra de CT5, La reconstruction Mono perd rapidement en efficacité lorsque les images sont ainsi coupées.

Les cartes d'excès de rayons γ et de significativité obtenues par l'analyse Mono sont présentées en figure 11.10. L'excès de rayons γ ne se situe pas à la position de l'émission vue par H.E.S.S. I et ne présente pas les mêmes structures. La figure 11.11 montre à droite la distribution de la significativité, la position et la largeur de la distribution sont correctes. Cependant, la figure 11.11 montre à gauche la distribution de la significativité dans le champ de vue de 4° de rayon. Un gradient apparaît entre le Nord-est et le Sud-ouest. De plus, un excès et une carence de rayons γ apparaissent de part et d'autre du centre galactique par rapport au plan de la Voie Lactée. Ces structures indiquent que certains effets systématiques ne sont pas encore correctement pris en compte dans l'analyse Mono des événements en bord de caméra. Les résultats de l'analyse Mono de HESS J1745–303 ne sont donc pas fiables en l'état actuel.

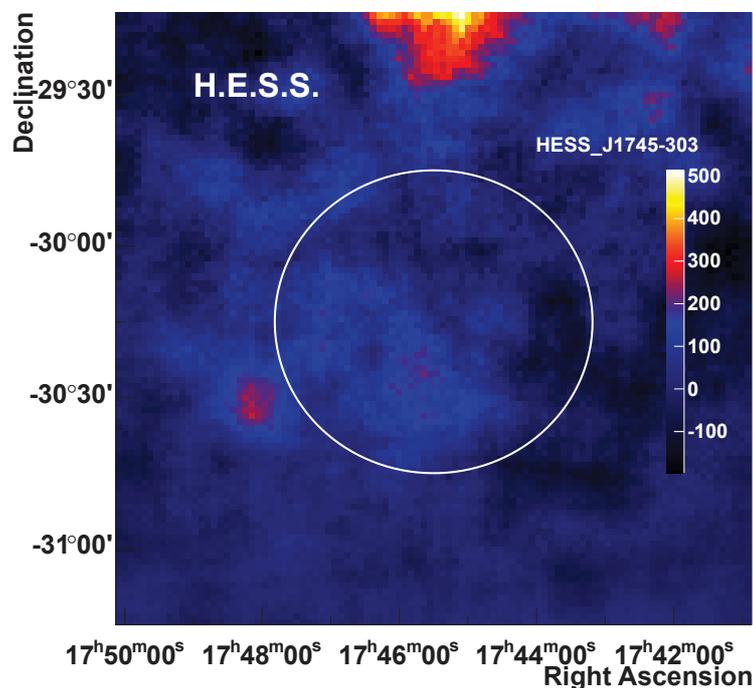


FIGURE 11.10 – Carte d'excès de rayons γ observés par H.E.S.S. en mode Mono autour de HESS J1745–303. La carte est suréchantillonnée avec un rayon de 0.1° .

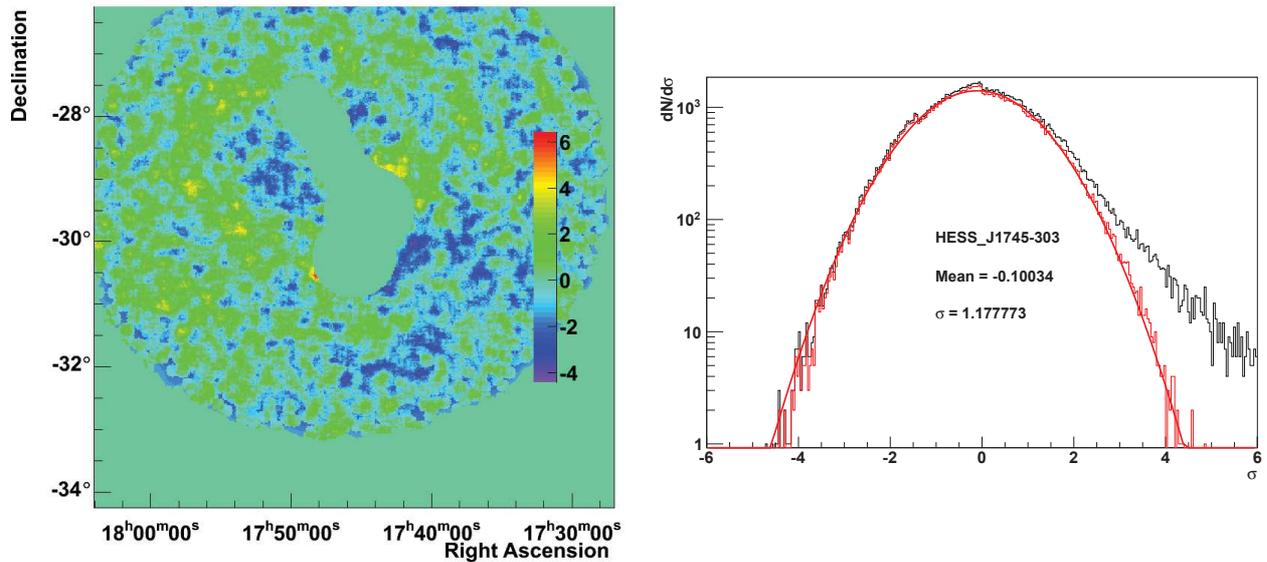


FIGURE 11.11 – *Gauche* : Carte de significativité de l’excès en mode Mono suréchantillonnée avec un rayon de 0.06° . Les pixels inclus dans les régions d’exclusion ont une valeur fixée à 0. *Droite* : Distribution de la significativité sur toute la carte (noire), en dehors des régions d’exclusion (rouge). Un ajustement gaussien est appliqué sur la courbe rouge. Les résultats sont indiqués dans la légende.

11.3.2 Analyse Stéréo

L’analyse Stéréo permet de diminuer les effets du bord de caméra grâce à la multiplicité des images. Elle présente donc l’avantage d’être plus stable mais les événements uniquement détectés par CT5 ne sont pas utilisés. Les mêmes données ont été utilisées pour l’analyse Stéréo que pour l’analyse Mono.

Les résultats de l’analyse sont résumés en figure 11.12. Le rayonnement γ de HESS J1745–303 est détecté à plus de 17σ , avec près de 3453 rayons γ .

La carte de significativité est montrée en figure 11.13. Les fluctuations d’excès de rayons γ ne montrent pas de motif particulier. La distribution suit une loi centrée en 0 et de largeur 1 comme attendue pour des fluctuations aléatoires. La présence de nombreuses sources de rayons γ dans cette région implique de définir de larges régions d’exclusion, l’acceptance est donc particulièrement délicate à mesurer. De plus la région étudiée pour HESS J1745–303 est large (0.5° de rayon), donc peu de régions OFF peuvent être définies (~ 3.28 régions ont été définies en moyenne par observation). Malgré ces difficultés, l’analyse des données prises avec deux types de télescope différents est stable.

Une analyse spectrale de la région entière a été réalisée. Le seuil en énergie de l’analyse Stéréo est légèrement plus bas que l’analyse H.E.S.S. I. La plus grande surface de collection de la lumière de CT5 permet de reconstruire des événements qui n’auraient pas satisfait les sélections avec H.E.S.S. I, en particulier sur la charge. Le spectre de la région entière est montré en rouge dans la figure 11.15. Le spectre de l’analyse X_{eff} est indiqué en noir pour comparaison. Les résultats sont compatibles, l’indice spectral étant $\Gamma = 2.49 \pm 0.06$ contre $\Gamma = 2.43 \pm 0.03$ avec X_{eff} . Le seuil en énergie est 119 GeV soit $\sim 18\%$ plus bas que l’analyse H.E.S.S. I.

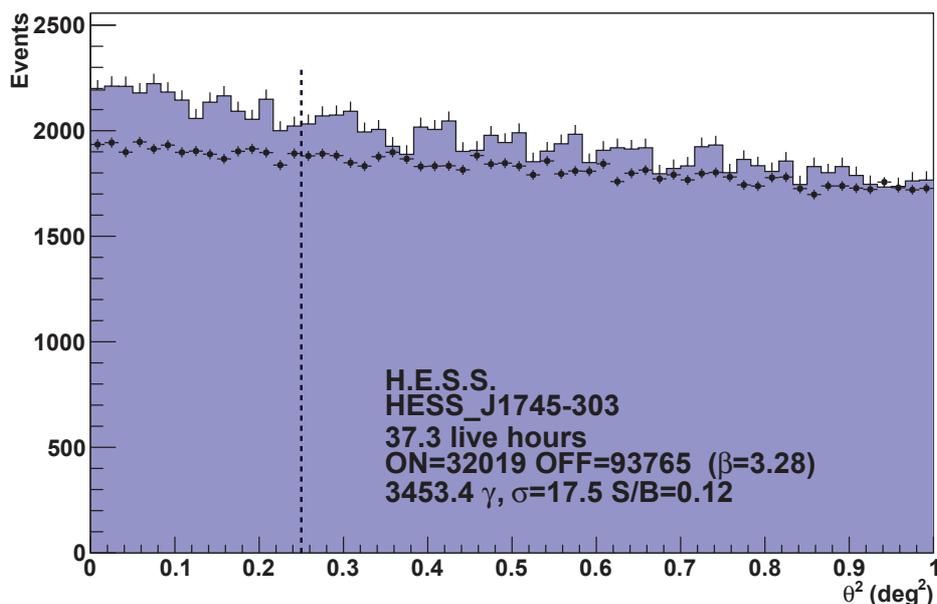


FIGURE 11.12 – Distribution spatiale des événements conservés après sélections en mode Stéréo. Les événements sont échantillonnés en anneaux concentriques autour de la position testée. La barre verticale en pointillés montre la sélection appliquée par la définition de la région ON. Les points noirs représentent l'estimation du niveau de fond.

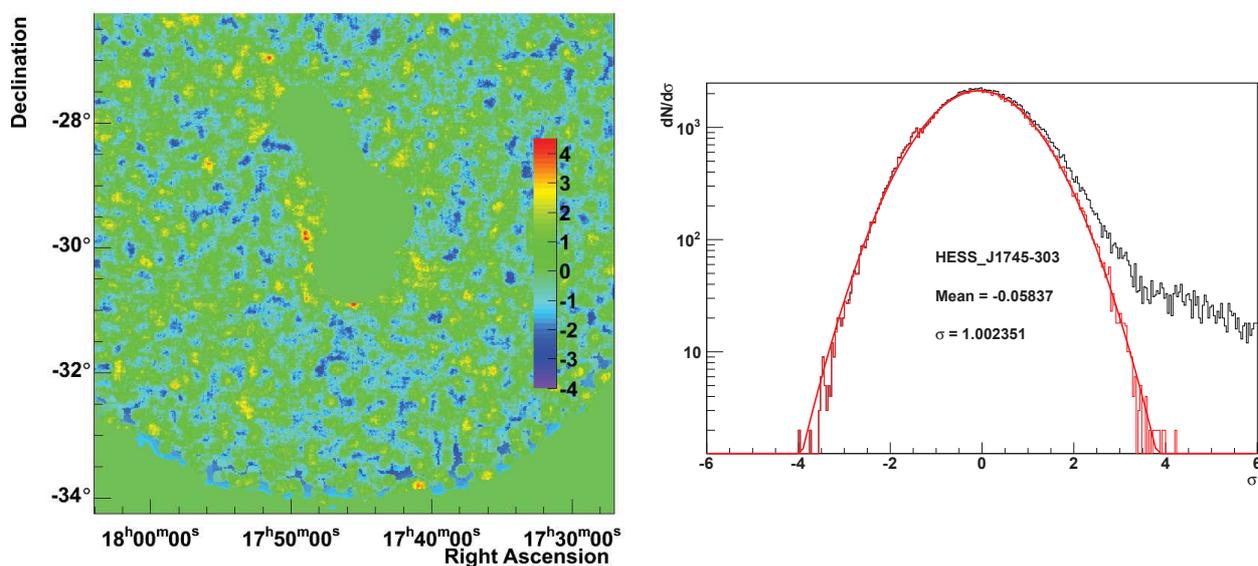


FIGURE 11.13 – *Gauche* : Carte de significativité de l'excès en mode Stéréo suréchantillonnée avec un rayon de 0.1° . Les pixels inclus dans les régions d'exclusion ont une valeur fixée à 0. *Droite* : Distribution de la significativité sur toute la carte (noire), en dehors des régions d'exclusion (rouge). Un ajustement gaussien est appliqué sur la courbe rouge. Les résultats sont indiqués dans la légende.

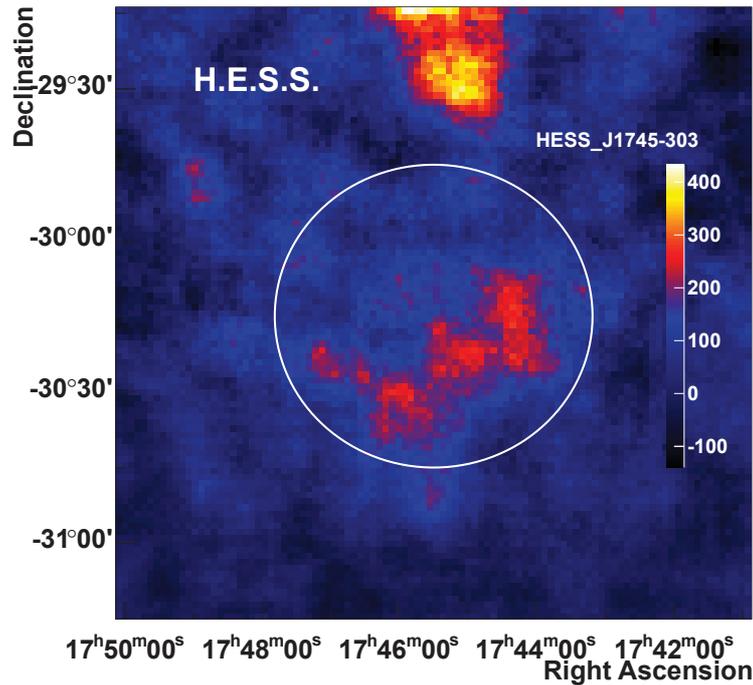


FIGURE 11.14 – Carte d’excès observé par H.E.S.S. en mode Stéréo autour de HESS J1745–303. La carte est suréchantillonnée avec un rayon de 0.1° .

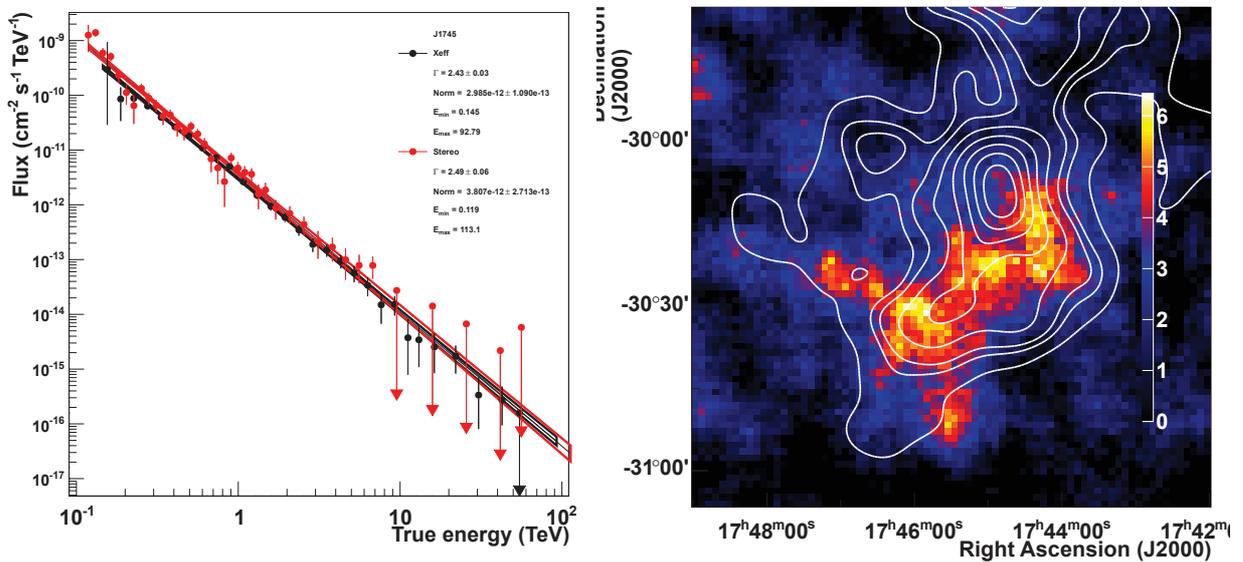


FIGURE 11.15 – *Gauche* : Spectres en loi de puissance ajustés sur les données de H.E.S.S. II en rouge et H.E.S.S. I en noir. *Droite* : Carte de significativité de l’excès de rayons γ observés par H.E.S.S. II. La carte est suréchantillonnée avec un rayon de 0.1° . Les contours blancs représentent l’excès de rayons γ analysé par X_{eff} .

La figure 11.15 à droite montre la carte suréchantillonnée de l’analyse. Les contours blancs

représentent l'excès de rayons γ observé dans les données de H.E.S.S. I. L'accord entre les deux analyses est correct. Toutefois, la position de la région détectée avec le plus de significativité dans H.E.S.S. I ne correspond pas à un maximum d'excès dans H.E.S.S. II.

Des observations de la «raie de Fermi» ont été réalisées avec H.E.S.S. II. Les pointés de ces observations sont à $\sim 1^\circ$ de HESS J1745–303. Cependant ces données ont été bloquées pour ne pas introduire de biais dans la recherche de cette raie à 130 GeV qui pourrait être due à la matière noire. L'utilisation de ces données permettra d'analyser les événements Mono en direction de HESS J1745–303 et de baisser encore le seuil en énergie.

La source est détectée avec H.E.S.S. II et les résultats sont en très bon accord spectral avec les résultats de H.E.S.S. I. Pourtant, les données utilisées pour l'analyse ont été prises dans de mauvaises conditions pour analyser la région de HESS J1745–303. Ces résultats sont donc très encourageants pour les prochaines analyses de cette région avec H.E.S.S. II.

Les analyses de H.E.S.S. II sont en amélioration continue depuis la mise en service de CT5. L'analyse utilisée dans ce manuscrit est optimisée pour la recherche de nouvelles sources. Le seuil en énergie actuel est artificiellement plus haut que ce que permet l'instrument afin de s'assurer de la robustesse des résultats. La prise en compte d'effets systématiques permettra de baisser le seuil en énergie qui est l'objectif principal des développements réalisés par la collaboration H.E.S.S..

L'analyse H.E.S.S. I fournit une morphologie détaillée de HESS J1745–303. La comparaison des résultats H.E.S.S. II avec ceux obtenus avec H.E.S.S. I permettra de s'assurer de la stabilité de l'analyse. L'émission au GeV est elle aussi complexe à cerner dans cette région et les positions des sources *Fermi*-LAT varient fortement d'un catalogue à l'autre. L'association des données *Fermi*-LAT avec l'émission au TeV n'est pas facile. Les informations, en particulier sur la morphologie, qu'apportera H.E.S.S. II à quelques dizaines de GeV permettront de mieux comprendre les données de *Fermi*-LAT. La connexion entre les deux domaines d'énergie sera plus aisée et une analyse de cette région entre quelques centaines de MeV et près de 100 TeV, sans interruption sera possible. Cela permettra de mieux comprendre l'évolution spectrale du rayonnement γ et sonder l'évolution de la distribution des particules dans la région.

Résumé du chapitre

HESS J1745–303 est une source particulièrement intéressante pour étudier la diffusion des rayons cosmiques. Une partie du rayonnement γ est potentiellement associé à un vestige de supernova en interaction avec un nuage moléculaire. Cependant ce scénario ne peut expliquer toute l'émission détectée par H.E.S.S..

Nouvelle analyse des données de H.E.S.S. I avec X_{eff} :

- Confirmation de la forme générale de l'émission.
- Détection d'une émission en provenance du sud de la région.
- Une étude spectrale détaillée ne révèle pas de changement important de l'indice spectral
- Un mécanisme d'émission commun dans l'intégralité de la région est probablement à l'oeuvre.
- Confirmation que les processus hadroniques sont probablement dominants.
- Le scénario impliquant uniquement une contribution de G359.1-0.5 est peu probable.

Analyse des données de H.E.S.S. II :

- Les données sont à trop grand décalage hors axe pour qu'une analyse Mono soit possible.
- Une analyse Stéréo permet la détection de HESS J1745–303 avec H.E.S.S. II.
- L'accord spectral entre H.E.S.S. I et H.E.S.S. II est très bon.

Conclusion

L'expérience H.E.S.S. a largement contribué à l'essor de l'astronomie γ . Elle a permis la détection de nombreuses sources dans la gamme en énergie du TeV. Ces sources présentent une forte diversité, et leur étude améliore continuellement la compréhension des processus astrophysiques non thermiques. La stratégie d'observation de la collaboration, en particulier le balayage profond du plan de la Voie lactée, a mené à la détection de nombreuses sources galactiques dont des vestiges de supernova.

Les techniques d'analyse de données ont fait l'objet de développements constants, ces améliorations ont largement contribué au succès de cette expérience. Ces développements améliorent la sensibilité et permettent la détection de nouvelles sources.

L'optimisation de la méthode d'analyse X_{eff} a été présentée dans cette thèse. Elle consiste en l'intégration des conditions d'observation et l'augmentation du nombre de variables discriminantes dans la détermination des fonctions de densité de probabilité. Ces modifications permettent un gain de sensibilité de l'analyse comparée aux analyses standards. Il a été montré que les nouvelles variables introduites permettent également un gain en résolution angulaire.

Une deuxième partie de ce travail d'optimisation concerne les effets de la focalisation dans les données de H.E.S.S. II. Le système de focalisation du cinquième télescope introduit une modification des images enregistrée suivant la configuration adoptée. La reconstruction des événements en particulier proche du seuil en énergie est affectée. La caractérisation et la prise en compte de ces effets dans l'analyse de H.E.S.S. II ont été présentées. Il a été montré également qu'une focalisation à une altitude de 12.5 km permet un gain de sensibilité.

Les vestiges de supernova sont considérés depuis près de 100 ans comme les principaux contributeurs à l'accélération des rayons cosmiques dans notre galaxie. L'étude du rayonnement γ de ces objets est un moyen de sonder directement l'efficacité d'accélération de particules par ces objets. Plusieurs vestiges de supernova en interaction avec des nuages moléculaires montrent des signatures spectrales typiques de processus hadroniques dans les observations au GeV. Ces systèmes sont donc des cibles de choix pour valider l'hypothèse selon laquelle les vestiges de supernova sont les principaux accélérateurs de rayons cosmiques en dessous de 10^{15} eV.

Ce manuscrit présente l'étude de quatre candidats de vestiges de supernova en interaction avec un nuage moléculaire. La première étude a conduit à la détection de l'émission de G349.7+0.2 au TeV. En confirmant l'émission γ au GeV de cette source, l'interprétation du spectre à ces énergies a permis de montrer que l'émission est très probablement originaire de la région d'interaction et vraisemblablement dominée par des processus hadroniques. Cette source présente les mêmes caractéristiques spectrales que les autres associations SNR/MC connues malgré son jeune âge, ce qui en fait un cas particulier.

L'analyse avec X_{eff} de la région de W51 a mené à la distinction des deux émetteurs γ , la

nébuleuse à vent de pulsar et la région d'interaction entre le vestige de supernova et le nuage. Cela a permis pour la première fois l'extraction du spectre en énergie autour du TeV au niveau de chacun des émetteurs. Le premier est compatible avec l'émission d'une population d'électrons accélérés. Le second rayonnement, associé aux données de *Fermi*-LAT, est compatible avec l'émission d'une population de protons dans un milieu dense.

L'étude de la nébuleuse de la Tornade avec les données de H.E.S.S. et *Fermi*-LAT, a montré que le spectre γ diffère sensiblement des spectres observés en provenance d'autres associations SNR/MC. L'émission étendue, plutôt associée avec le centre de la Tornade, permet de privilégier le scénario de l'objet compact émettant un jet bipolaire.

Enfin, la mise à jour de l'analyse de HESS J1745–303 a révélé une nouvelle vision de l'émission γ de cette région. Une extension de la région au sud a été observée grâce aux nouvelles données et l'utilisation de l'analyse très performante X_{eff} . Cette partie n'est pas associée avec des contre-parties connues potentiellement émettrices de rayons γ . Une analyse spectrale détaillée a montré peu de variation de l'indice dans différentes sous régions, sous tendant que l'ensemble de l'émission provient d'un même mécanisme. Il est toutefois difficile d'associer ce rayonnement à un objet identifié à d'autres longueurs d'onde. L'analyse des données de H.E.S.S. II de cette région a conduit à la détection de cette source par le réseau constitué des cinq télescopes. Cela permet de baisser le seuil en énergie de l'étude.

Perspectives

La multiplication des détections fait apparaître des caractéristiques spectrales communes aux associations de vestiges de supernova avec des nuages moléculaires. La voie est ouverte aux études de population, qui est le seul moyen de s'affranchir des particularités individuelles des quelques sources détectées et étudiées à ce jour.

La poursuite des observations avec H.E.S.S. II permettra de renforcer les liens entre GeV et TeV afin de mieux mesurer ces caractéristiques spectrales survenant entre ces deux domaines. Enfin, seule la mise en service de CTA dans quelques années permettra de vraiment contraindre les mécanismes d'accélération.

Liste des tableaux

1.1	Résumé des caractéristiques des expériences Tcherenkov en activité. La partie basse du tableau montre les caractéristiques qui ont changées suite à l'amélioration des instruments. N_{tel} est le nombre de télescopes dans le réseau, N_{pix} le nombre de pixels par caméra et S_E le seuil en énergie. * : uniquement pour le cinquième télescope.	36
5.1	Résumé des coupures appliquées dans la nouvelle analyse X_{eff} en fonction de la luminosité de la source.	105
5.2	Résultats de l'analyse X_{eff} pour trois sources avec une luminosité différente. Pour chaque analyse, la valeur du paramètre η a été modifiée. Les résultats de l'analyse publiée sont indiqués quand disponibles. N_γ : Nombre de rayons γ ; N_σ : Significativité du signal; Γ : Indice spectral reconstruit; $\Phi(1 \text{ TeV})$: Normalisation spectrale à 1 TeV.	112
5.3	Comparaison des résultats de X_{eff} et Model++ pour deux sources, avec différents niveaux de luminosité, observées avec un grand angle zénithal. N_γ : Nombre de rayons γ ; N_σ : Significativité du signal; Γ : Indice spectral reconstruit; $\Phi(1 \text{ TeV})$: Normalisation spectrale à 1 TeV.	113
5.4	Comparaison des résultats de X_{eff} et Model++ pour deux sources, avec différents niveaux de luminosité, observées avec un grand décalage de pointé. N_γ : Nombre de rayons γ ; N_σ : Significativité du signal; Γ : Indice spectral reconstruit; $\Phi(1 \text{ TeV})$: Normalisation spectrale à 1 TeV.	114
6.1	Résumé des résultats des analyses sur deux sources de référence avec deux jeux de tables de redimensionnement. Les deux colonnes de droite représentent la distribution spatiale de significativité.	131
6.2	Résumé des observations menées à différentes focalisations.	134
8.1	Détails des observations H.E.S.S. ayant satisfait les critères de qualité et utilisées pour l'étude de G349.7+0.2	169
8.2	Résultats spectraux des analyses réalisées avec différents modèles. Le détail des modèles est indiqué dans le texte. \diamond : Résultats spectraux de G349.7+0.2. N_{Iso} : Normalisation de l'émission diffuse extragalactique, L ou F indique si celle ci est libre ou fixée respectivement. N_{Gal} : Normalisation de l'émission diffuse galactique. n_{libre} : nombre de paramètres libres dans le modèle.	179
8.3	Résumé des paramètres des modèles ajustés sur les données dans le scénario leptonique (voir texte).	184

8.4	Résumé des paramètres des modèles ajustés sur les données dans les deux scénarios considérés (voir texte).	185
9.1	Résumé des résultats de l'analyse de découverte publiée en 2009 et celle présentée avec la méthode X_{eff}	197
9.2	Résumé des résultats des ajustements morphologiques. * : Gaussienne asymétrique	198
9.3	Résumé des analyses spectrales des différentes régions testées.	202
10.1	Etude morphologique de sources observées à grand décalage hors axe avec X_{eff} .	217
11.1	Résumé des résultats des différentes régions analysées.	232

Table des figures

1.1	Victor Hess lors de la préparation d'un vol pour mesurer l'ionisation à haute altitude	14
1.2	Spectres des rayons cosmiques	17
1.3	Abondance des rayons cosmiques galactiques	18
1.4	Diagramme de Hillas	19
1.5	Schéma d'un vestige de supernova	24
1.6	Spectre électromagnétique	26
1.7	Ciel observé par <i>Fermi</i> -LAT au dessus de 1 GeV	31
1.8	Images des principales expériences d'imagerie Tcherenkov en activité. <i>Haut</i> : à gauche, H.E.S.S. II; à droite, MAGIC II. <i>Bas</i> : VERITAS.	34
1.9	Carte de significativité du plan galactique vu par H.E.S.S..	35
1.10	Répartition spatiale des sources détectées au TeV	36
2.1	<i>Haut</i> : Représentation de gerbes atmosphériques obtenues avec le logiciel CORSIKA[52]. Les traits correspondent à la trajectoire des particules (rouge : leptons et rayons γ ; vert : muons; bleu : hadrons). <i>Bas</i> : Projection des trajectoires sur le sol. <i>Gauche</i> : Gerbe produite par un rayon γ de 100 GeV. <i>Droite</i> : Gerbe produite par un proton de 100 GeV.	43
2.2	Schéma de l'émission Tcherenkov dans le cas d'un milieu d'indice n et sans dispersion.	44
2.3	<i>Gauche</i> : Schéma d'un réseau de télescopes détectant le flash Tcherenkov issu d'une gerbe atmosphérique. Les détecteurs sont placés à l'intérieur du bassin de lumière produite par l'ensemble des particules de la gerbe. <i>Droite</i> : Schéma du principe de l'imagerie Tcherenkov. L'image de la gerbe se forme dans le plan focal du télescope. Le cercle représente le champ de vue centré sur l'axe optique. Une gerbe se développant selon l'axe optique produira une image en émission Tcherenkov ellipsoïdale dont l'axe de symétrie passe par le centre de la caméra.	44
2.4	Exemples de gerbes atmosphériques simulées issues d'un rayon γ et d'un proton (gauche et milieu respectivement), ainsi qu'un muon passant le détecteur (droite). Les évènements sont observés à travers une simulation de H.E.S.S.. Chaque point est un pixel de la caméra dont la couleur représente l'intensité en photons Tcherenkov dans des unités arbitraires.	45
2.5	Photographie du site de H.E.S.S. sur le plateau Khomas en Namibie. Les quatre télescopes aux extrémités du réseau sont répartis selon un carré de 120 m de côté. Un cinquième télescope plus large est placé au centre depuis 2012.	46

2.6	<i>Gauche</i> : Schéma d'un télescope de H.E.S.S. [38]. <i>Droite</i> : Schéma de la monture optique de type Davies-Cotton [63].	47
2.7	Image d'une source ponctuelle en fonction de l'écart angulaire à l'axe optique [58]. L'hexagone représente la taille d'un pixel de la caméra de H.E.S.S..	48
2.8	Evolution de la PSF en fonction du décalage hors axe (gauche) et de l'élévation (droite). Les variables $r_{80\%}$, $\sigma_{azimutal}$ et σ_x correspondent au rayon contenant 80% du signal et aux écarts types de l'image respectivement [58].	49
2.9	Image d'une caméra de H.E.S.S. pendant la mise en place des cônes de Winston.	50
2.10	<i>Gauche</i> : Efficacité quantique en fonction de la longueur d'onde des PMs des caméras de H.E.S.S.. Les points noirs représentent différents PMs, et la courbe rouge la valeur moyenne. Cette figure est extraite de [150]. <i>Droite</i> : Image d'un tiroir installé dans les caméra de H.E.S.S.. Un tiroir comprend 16 PMs (sur la droite) et les cartes électroniques.	50
2.11	Image du cinquième télescope (CT5) au centre du réseau H.E.S.S. en Namibie. Sa mise en service en septembre 2012 permet de baisser le seuil en énergie et d'augmenter la sensibilité du réseau. L'expérience est appelée H.E.S.S. II.	53
2.12	Schéma de la structure de CT5. La surface réfléchrice mesure 32.6 m \times 24.3 m et est composée de 850 miroirs hexagonaux de 90 cm de diamètre. La distance focale est de 36 m. Cette figure est extraite de [65].	55
2.13	Image de la caméra de CT5 avant son départ sur le site de H.E.S.S..	56
2.14	Photographie du système de focalisation sur la structure de support de la caméra de CT5.	57
2.15	Schéma des critères de déclenchement du réseau. <i>Gauche</i> : Si CT5 déclenche seul, l'évènement est conservé. <i>Droite</i> : Si au moins deux télescopes déclenchent en coïncidence, quelque soit leur type, l'évènement est conservé.	57
3.1	<i>Gauche</i> : Distribution de la charge, en coups d'ADC, dans un PM durant une acquisition spécialement dédiée à la mesure du gain des PMs (voir texte). La courbe rouge est l'ajustement par la fonction 3.3. Le gain mesuré dans ce cas est de 77.51 coups d'ADC par photoélectron. <i>Droite</i> : Mesure de la charge des PMs, en coup d'ADC, dans les deux voies d'acquisition avec le capot de la caméra fermée. Ces figures sont extraites de [150].	62
3.2	Distribution de la charge, en coups d'ADC, dans un PM durant la prise de données lorsque le pixel est identifié comme n'appartenant pas à la gerbe (histogramme plein), ou pour tous les évènements (histogramme simple). Cette figure est extraite de [63].	62
3.3	Exemple de l'anneau de lumière Tcherenkov produite par un muon traversant la surface réfléchrice. L'intensité de lumière est représentée dans le plan focal (en bas à droite) et la charge des PMs attendue dans les caméras de H.E.S.S. (en haut à droite). Ces figures sont extraites de [50].	64
3.4	Exemples d'une image de muon observée avec une caméra de H.E.S.S. (à gauche) et le modèle de muon ajusté sur cette image (à droite). Ces figures sont extraites de [50].	64

3.5	Image des outils mis en place pour la consultation de la base de données de l'étalonnage électronique. Tous les paramètres de l'étalonnage électronique sont accessibles avec leur répartition sur la caméra. Les distributions des paramètres par acquisition et par période sont disponibles.	65
3.6	Evolution des gains des PMs de CT5.	66
3.7	Schéma de l'analyse Hillas. Les ellipses, ajustées sur les images de chaque caméra, permettent de reconstruire la direction et l'énergie des événements.	69
3.8	Schéma de la détermination du paramètre d'impact de la gerbe reconstruite. Les images sont projetées au sol. Le point d'intersection est le point d'impact reconstruit. Cette figure est extraite de [71].	70
3.9	Exemple d'une table utilisée dans la reconstruction en énergie de la méthode Hillas. <i>Gauche</i> : Moyenne de l'énergie vraie en fonction du paramètre d'impact reconstruit et de la mesure de la charge de l'image. <i>Droite</i> : RMS de la même grandeur. Cette figure est extraite de [63]	70
3.10	Exemples d'images obtenues par le modèle de gerbes utilisées dans l'analyse semi-analytique pour un rayon γ de 1 TeV. Les images sont dans le référentiel de la caméra, les axes sont en degrés. <i>Gauche</i> : Le paramètre d'impact est à 100m du télescope. <i>Droite</i> : Le paramètre d'impact est à 250 m du télescope. Ces figures sont extraites de [64].	72
3.11	<i>Gauche</i> : Résolution en énergie au zénith de l'analyse Model avec les sélections standard(rouge) en fonction de l'énergie . Le biais en énergie en fonction de l'énergie est présenté dans l'encadré. <i>Droite</i> : Résolution angulaire en fonction de l'énergie de l'analyse Model avec les sélections standard (rouge). Une comparaison avec une analyse avec deux sélections sur la charge des images (60 et 200 photoélectrons) est montrée (bleues). Les résolutions énergétiques et angulaires de l'analyse Hillas (pour les sélections dites dures et douces) sont superposées. Ces figures sont extraites de [64].	74
3.12	Schéma du calcul de l'acceptance radiale. Si un événement est à la distance r du centre de la caméra avec $r_0 - d < r < r_0 + d$ alors un poids lui est attribué (voir texte).	76
3.13	Schéma du calcul de l'acceptance 2D. <i>Haut</i> : La carte d'exposition est calculée à partir des événements rejetés par les sélections. La carte des candidats γ est divisée par cette carte d'exposition afin d'obtenir la carte d'acceptance. Ces figures sont extraites de [63].	77
3.14	Schéma de la méthode des régions OFF multiples. Les régions OFF (bleues) ont la même taille que la région ON (rouge) et sont à la même distance du centre de la caméra. Une région d'exclusion (pointillé rouge) a été définie autour de la région ON pour éviter toute contamination par la queue de distribution de la PSF. A droite, une région d'exclusion a été définie dans le champ de vue, les régions OFF intersectant celle-ci ne sont pas prises en compte pour la détermination du fond.	79
3.15	Schéma de la méthode de l'anneau complet. L'anneau définissant la région OFF est centré autour de la région ON et à l'extérieur de la région d'exclusion. A droite une région d'exclusion intersecte l'anneau.	80

3.16	Exemple de densité de probabilité de reconstruire un évènement γ simulé d'énergie E_{true} , en abscisse, à une énergie E_{rec} en ordonnée. Les simulations ont été produites au zénith. Cette figure est extraite de [150].	82
3.17	Surfaces effectives des analyses des données de H.E.S.S. II. Les différentes analyses sont décrites dans le texte. Cette figure est extraite de [106].	88
4.1	<i>Gauche</i> : Image du satellite <i>Fermi</i> monté à bord de la fusée Delta II peu avant son lancement. L'instrument LAT est situé en avant du satellite et recouvert par une protection grise. <i>Droite</i> : Schéma de l'instrument LAT à bord du satellite <i>Fermi</i> . Il est composé de 16 tours divisées en un trajectographe et un calorimètre. Un bouclier anti-coïncidence entoure le détecteur pour mesurer la charge des particules incidentes.	90
4.2	Surface effective de l'instrument <i>Fermi</i> -LAT pour des évènements arrivant dans la direction du pointé du satellite. Les différentes courbes correspondent à différentes sélections des évènements.	92
4.3	Résolution angulaire des analyses des données de <i>Fermi</i> -LAT. Les courbes pleines et en pointillées correspondent respectivement aux rayons de 68% et 80% de contenu pour une source ponctuelle. Les différentes couleurs correspondent aux types d'évènements choisis pour l'analyse.	93
5.1	Corrélations entre la <i>MSSG</i> et les autres variables discriminantes utilisées dans la nouvelle version de X_{eff} (MeanScaledLength et MeanScaledWidth de l'analyse Hillas, ReScaledWidth3D de l'analyse Model3D et les $\Delta\theta_i$). Les six figures du haut ont été obtenues pour les rayons γ avec des simulations Monte Carlo et les six du bas pour les hadrons avec des données (OFF). Les variables sur l'axe des ordonnées de la deuxième et quatrième lignes sont respectivement $MtoM3DDistance=\Delta\theta_{Model-Model3D}$; $MtoHDistance=\Delta\theta_{Model-Hillas}$; $HtoM3DDistance=\Delta\theta_{Hillas-Model3D}$ (en degrés). Le coefficient de corrélation est indiqué en haut à droite sur chaque figure.	99
5.2	Distributions normalisées de la variable X_{eff} pour un spectre simulé de rayons γ (rouge) et des données hors sources (bleu).	101
5.3	<i>PDFs</i> de deux variables générées avec <i>RooFit</i> . <i>Gauche</i> : La <i>MeanScaledWidth</i> issue des paramètres Hillas. <i>Droite</i> : La différence entre la direction reconstruite par Model++ et Model3D. Les <i>PDFs</i> ont été produites par RooFit pour un angle zenithal entre 52° et 70° et pour les intervalles d'énergie indiqués dans la légende. Les <i>PDFs</i> rouges et bleues sont des simulations Monte Carlo et des données réelles de fond respectivement.	102
5.4	Comparaison entre les <i>PDFs</i> de la <i>MeanScaledShowerGoodness</i> , calculées par <i>RooFit</i> , pour des simulations Monte Carlo (points rouges) et des données (bleus) pour une énergie entre 100 et 300 GeV et pour un angle zénithal entre 15° et 25°.	103
5.5	Les courbes bleues et noires montrent l'efficacité γ de Model++ et X_{eff} respectivement, pour un angle zénithal entre 15° et 25°, une gamme d'énergie entre 2 et 5 TeV et une efficacité muon à 100%. Le ratio de l'efficacité entre les deux analyses ($X_{eff}/Model++$) est indiqué en rouge avec son échelle de valeur à droite.	104

5.6	<i>Gauche et milieu</i> : Efficacité γ de l'analyse X_{eff} après application des pré-coupures, pour $\eta = 0.1$ et $\eta = 0.7$ respectivement. <i>Droite</i> : Contamination du fond dans les mêmes conditions pour $\eta = 0.7$	106
5.7	Surfaces effectives de l'analyse X_{eff} pour $\eta = 0.1$ and 0.7 (rouge et rose respectivement) et Model++ (bleu) pour trois angles zenithaux (de gauche à droite : 0° , 30° et 50°).	107
5.8	<i>Haut - Gauche</i> : Carte d'excès de l'analyse x_{eff} des observations de l'éruption de PKS 2155–304. Le cercle blanc représente la région ON. <i>Haut - Droite</i> : Distribution spatiale des évènements échantillonnés en anneaux concentriques par rapport à la position testée. La barre verticale en pointillés indique la position de la coupure appliquée par la définition de la région ON. Le niveau de fond est indiqué par des points noirs. Les résultats de l'analyse sont montrés sur la figure. <i>Bas</i> : Distributions normalisées de la variable X_{eff} . L'histogramme rouge a été obtenu pour les trois observations de l'éruption de PKS 2155–304 desquelles le fond a été retranché. Les points noirs sont les simulations Monte Carlo dans les mêmes conditions. L'histogramme bleu a été obtenu avec les évènements dans les régions OFF.	109
5.9	Résumé des performances de X_{eff} . Les carrés rouges et les triangles bleus sont les ratios ($X_{\text{eff}}/\text{Model++}$) de la significativité du signal (normalisée par la racine du temps d'observation) et l'excès de rayons γ respectivement pour 11 sources de références.	110
5.10	Indice et normalisation spectrale obtenus pour les mêmes sources que celles de la figure 5.9. Les points représentent les résultats de l'analyse X_{eff} et Model++ respectivement.	111
5.11	Ratio ($X_{\text{eff}}/\text{Model++}$) des rayons R_{68} et R_{99} pour un jeu de 13 AGNs. Les points et triangles représente les rayons de confinement à 68% et 99% respectivement.	115
5.12	Extensions gaussiennes ajustées sur les mêmes sources que la figure 5.11. Model++ et X_{eff} sont montrés en bleu et rouge respectivement. Une constante est ajustée sur les points pour estimer la valeur de l'extension systématique pour les deux analyses. Les lignes représentent le meilleur ajustement et les erreurs à 1σ sont indiquées.	116
5.13	Distance angulaire entre la position ajustée aux données et la position des sources étudiées pour l'analyse X_{eff} en rouge et Model++ en bleu.	117
6.1	Comparaison d'un évènement γ simulé à 50 GeV pour différentes valeurs de focalisation. Le télescope focalise à 5 km en haut à gauche, à 10 km en haut à droite, à 15 km en bas à gauche et à l'infini en bas à droite.	123
6.2	Comparaison d'un évènement γ simulé à 500 GeV pour différentes valeurs de focalisation. Le télescope focalise à 5 km en haut à gauche, à 10 km en haut à droite, à 15 km en bas à gauche et à l'infini en bas à droite.	123
6.3	Taux de déclenchement de rayons γ simulés au zénith en fonction de l'altitude focalisée et pour différentes énergies.	124
6.4	Identique à 6.3 mais pour un angle zénithal de 50°	124

6.5	Evolution du biais en énergie en fonction de l'énergie obtenue à partir de simulations Monte Carlo focalisées à l'infini en vert et à 15 km de distance en bleu. Le cadre de gauche correspond à des simulations au zénith et celui de droite à 50°.	124
6.6	Evolution de la résolution en énergie en fonction de l'énergie obtenue à partir de simulations Monte Carlo focalisées à l'infini en vert et à 15 km de distance en bleu. Le cadre de gauche correspond à des simulations au zénith et celui de droite à 50°.	125
6.7	Comparaison de la distribution de la <i>MeanScaledShowerGoodness</i> obtenue par simulations Monte Carlo (au zénith) focalisées à l'infini (histogramme remplis) et à 15 km de distance (noir). Les cadres correspondent à différentes énergies.	125
6.8	Comparaison de la distribution de la <i>PrimaryDepth</i> obtenue par simulations Monte Carlo (au zénith) focalisées à l'infini (histogramme remplis) et à 15 km de distance (noir). Les cadres correspondent à différentes énergies.	125
6.9	Comparaisons entre les simulations Monte Carlo d'un spectre de rayons γ (points rouges) et les données prises en direction de PKS 2155–304 (histogramme bleu). <i>Gauche</i> : Spectre de rayons γ simulé d'indice 2.4 avec une focalisation à l'infini. <i>Droite</i> : Spectre de rayons γ simulé d'indice 3.0 avec une focalisation à 15 km de distance.	127
6.10	Comparaison entre les simulations Monte Carlo d'un spectre de rayons γ d'indice $\Gamma=3.0$ (points rouges) et les données prises en direction de PKS 2155–304 (histogramme bleu).	128
6.11	Comparaison entre les simulations Monte Carlo d'un spectre de rayons γ ($\Gamma=3.0$) et les données prises en direction de PKS 2155–304, en utilisant les tables supposant la focalisation à 15 km de distance.	129
6.12	Comparaisons des surfaces effectives de rayons γ focalisées à l'infini (bleu) et à 15 km de distance (rouge). Le cadre de gauche correspond à des simulations à 18° d'angle zénithal et 50° pour celui de droite.	130
6.13	Rapport des surfaces effectives de rayons γ focalisées à l'infini et à 15 km de distance montrées en figure 6.12. Le cadre de gauche correspond à des simulations à 18° d'angle zénithal et 50° pour celui de droite.	130
6.14	Comparaison entre les spectres reconstruits de PKS 2155–304 en utilisant les <i>IRFs</i> avec une focalisation à l'infini (bleu) et à 15 km de distance (rouge). Les paramètres spectraux sont indiqués sur la figure.	132
6.15	Comparaison entre les spectres reconstruits de PG 1553+113 en utilisant les <i>IRFs</i> avec une focalisation à l'infini (bleu) et à 15 km de distance (rouge). Les paramètres spectraux sont indiqués sur la figure.	133
6.16	Carte du rayonnement γ observé par <i>Fermi</i> -LAT dans des unités arbitraires. Les cercles noirs représentent la position et le champ de vue dans le ciel des observations décrites dans le tableau 6.2. Les points rouges correspondent aux sources détectées au TeV tous instruments confondus [177].	135
6.17	Evolution du taux de déclenchement de CT5 en mode mono télescope en fonction de l'altitude focalisée. Les points noirs, bleus et rouges correspondent à des acquisitions réalisées au zénith durant 3 jours différents (indiqués dans la légende). Les points verts correspondent à une acquisition à 50° d'angle zénithal.	136

- 6.18 Evolution relative du taux de déclenchement par rapport à une focalisation à l'infini en fonction de la position de la caméra. L'altitude focalisée est indiquée pour chaque valeur de position de la caméra. La flèche rouge indique la position de la caméra lors de la prise de données actuellement. *Gauche* : au zénith. *Droite* : à 50° 136
- 6.19 Efficacité γ normalisée par l'efficacité à la focalisation actuelle en fonction de l'altitude focalisée. Les points noirs sont pour une énergie fixe et les points rouges pour une gamme d'énergies. *Haut* : Simulations réalisées au zénith (points noirs : E=80 GeV ; points rouges : E=80-500 GeV). *Bas* : Simulations réalisées à 50° d'angle zénithal (points noirs : E=200 GeV ; points rouges : E=125-500 GeV). . 138
- 6.20 Nombre de rayons γ en fonction du nombre d'évènements OFF obtenu dans les données. La valeur de la focalisation est indiquée pour chaque point. L'échelle de couleur correspond à la significativité du signal (en supposant $\alpha=1$). Les simulations Monte Carlo et les observations ont été réalisées au zénith. Le point rouge correspond à la focalisation actuelle. *Gauche* : Les évènements ont été intégrés entre 80 et 500 GeV. *Droite* : Les évènements correspondent à une énergie de 80 GeV. 139
- 6.21 Résolution angulaire de simulations Monte Carlo entre 50 et 800 GeV, normalisée par la valeur obtenue à la focalisation ComValue, en fonction de l'altitude focalisée et de l'énergie. *Gauche* : au zénith. *Droite* : à 50° 140
- 6.22 Altitude focalisée en fonction de l'angle zénithal. La courbe en pointillés correspond à la focalisation actuelle, celle en trait plein est l'altitude optimisée proposée. 140
- 6.23 Fonction d'étalement d'une source ponctuelle (PSF) de la surface réfléchissante de CT5 pour différents décalages hors axes. Les limites de la caméra sont indiquées en ligne pointillée. La taille d'un pixel de la caméra est montrée par l'hexagone sur l'axe optique. L'axe de rotation de la surface réfléchissante est le long de la direction X. 141
- 6.24 Projection de la PSF pour différents angles hors axe. *Gauche* : sur l'axe, *Droite* : 0.5° . La courbe verte est obtenue en focalisant à l'infini une source ponctuelle située à 15 km de distance. Les courbes noire, rouge et bleue sont obtenues en focalisant à 15 km une source ponctuelle située à 15 km, 10 km et 20 km de distance respectivement. La largeur d'un pixel est indiquée par la ligne noire horizontale. 142
- 6.25 Projection de la PSF pour différents angles hors axe. *Gauche* : 1° , *Droite* : 1.5° . La courbe verte est obtenue en focalisant à l'infini une source ponctuelle située à 15 km de distance. Les courbes noire, rouge et bleue sont obtenues en focalisant à 15 km une source ponctuelle située à 15 km, 10 km et 20 km de distance respectivement. La largeur d'un pixel est indiquée par la ligne noire horizontale. 143

- 7.1 *Gauche* : Carte d'excès de rayons γ observés par H.E.S.S. et lissée par la PSF [94]. La taille de la PSF est indiquée en bas à gauche. *Droite* : Distribution spectrale d'énergie de l'émission totale de RX J1713.7–3946 observée par H.E.S.S. et *Fermi*-LAT [2]. Les bandes vertes représentent respectivement les erreurs statistiques et systématiques de l'ajustement des données de *Fermi*-LAT en supposant une loi de puissance. Des modèles d'émission γ dominés par des processus leptoniques sont indiqués. 148
- 7.2 Modélisation du rayonnement γ des vestiges de supernova en forme de coquille (lignes continues). La modélisation du rayonnement γ de W44 est montrée pour comparaison (ligne en tirets). Cette figure est extraite de [8]. 149
- 7.3 Masse des nuages moléculaires déduite à partir du théorème du Viriel en fonction de l'intensité de la raie CO intégrée sur la surface du nuage. Cette figure est extraite de [152]. 151
- 7.4 Premiers niveaux d'énergie rotationnels et vibrationnels de la molécule OH. Les doublets de structure fine et hyperfine sont représentés sans respect de l'échelle en énergie. Les nombres écrits verticalement indiquent la fréquence en MHz de la transition. Cette figure est extraite de [132]. 153
- 7.5 Vitesse radiale en fonction de la distance au système solaire dans le modèle de rotation de la galaxie [56] pour deux directions d'observation proches du centre galactique à gauche ($l=348.5; b=0.1$), et dans une direction opposée à droite ($l=205.5, b=0.5$). Cette figure est extraite de [80]. 155
- 7.6 Spectre γ de deux vestiges de supernova en interaction avec des nuages moléculaires. Le meilleur ajustement est réalisé par un modèle d'émission de désintégration de pions neutres produits par une population de rayons cosmiques dans le nuage. La distribution de ces hadrons suit une loi de puissance brisée. *Gauche* : Spectre de IC 443. *Droite* : Spectre de W44. Ces figures sont extraites de [12]. 157
- 8.1 a) Image du continuum centimétrique (échelle de gris) compilée à partir de données d'archives du VLA (18 et 20 cm) [39]. Les contours noirs représentent l'émission $^{12}\text{CO}(J=2\rightarrow 1)$ à 40, 55, 70, 85, 100 et 115 K km. s $^{-1}$. L'étoile représente la source infrarouge ponctuelle IRAS J17146-3723. Les croix blanches montrent la position des masers OH à 1720 MHz. b) Même image mais avec les contours $^{12}\text{CO}(J=3\rightarrow 2)$ à 60, 80, 100, 120, 140, 160 et 180 K km. s $^{-1}$. Ces cartes sont extraites de [69]. 162
- 8.2 Emission CO intégrée entre +14.5 et 20.5 km. s $^{-1}$ [147] . L'échelle de gris est en K km. s $^{-1}$. Une ellipse ajustée sur les pics d'émission CO est indiquée sur la carte. Les contours en gris indiquent l'émission du continuum de G349.7+0.2. Les étoiles correspondent à trois sources *IRAS* probablement associées à des régions de formation d'étoiles. Cette carte est extraite de [147]. 163
- 8.3 Représentation de la position de G349.7+0.2 par rapport à la Terre. Ce schéma est extrait de [168]. 163

- 8.4 *Gauche* : Image obtenue par l'instrument ACIS [123]. Les contours noirs de l'émission à 18 cm de l'instrument ATCA sont superposés. L'échelle de gris est en $\text{coups.arcmin}^{-1}.s^{-1}$. Le niveau des contours est indiqué en $mJ.beam^{-1}$. *Droite* : Spectre obtenu par l'instrument ACIS intégré sur tout le vestige [123]. L'ajustement des données par un modèle à deux composantes thermiques est indiqué par la ligne continue. La ligne en pointillés (tirets) représente la composante à 0.8keV (1.4KeV) de ce modèle. Les résidus de l'ajustement sont montrés dans le panneau du dessous. 165
- 8.5 Carte en excès de $5^\circ \times 5^\circ$ de la région autour de G349.7+0.2 vue par H.E.S.S.. La taille des pixels est de 0.01° , le suréchantillonnage est de 0.06° . Le cercle blanc représente la région ON utilisée pour l'analyse. 168
- 8.6 Distribution du décalage hors axe (figure de gauche) et de l'angle zénithal (droite) des observations de G349.7+0.2 ayant satisfait les critères de sélection. 169
- 8.7 Cartes d'acceptance de l'analyse des observations sélectionnées pour l'étude de G349.7+0.2 calculées à partir des événements hadron à gauche et gamma à droite. 170
- 8.8 *Gauche* : Distribution spatiale des événements conservés après coupures. Les événements sont échantillonnés en anneaux concentriques autour de la position testée. La barre verticale en pointillés montre la coupure appliquée par la définition de la région ON. Les points noirs représentent l'estimation du niveau de fond. 171
- 8.9 Courbes d'évolution de la significativité du signal (gauche) et de l'excès (droite) de la région ON en fonction du nombre d'évènements OFF. Les barres d'erreurs noires sont calculées pour chaque observation. Un ajustement avec l'évolution attendue pour un signal réel est indiqué en tirets rouges. 171
- 8.10 *Gauche* : Carte de significativité de l'excès suréchantillonnée avec un rayon de 0.06° . Les pixels inclus dans les régions d'exclusion ont une valeur fixée à 0. *Droite* : Distribution de la significativité sur toute la carte (noire), en dehors des régions d'exclusion (rouge). Un ajustement gaussien est appliqué sur la courbe rouge. Les résultats sont indiqués dans la légende. 172
- 8.11 Carte d'excès observé par H.E.S.S. autour de G349.7+0.2. La carte est suréchantillonnée avec un rayon de 0.06° 173
- 8.12 Spectre de G349.7+0.2 obtenu par H.E.S.S.. Le papillon bleu représente le meilleur ajustement avec ses incertitudes statistiques, obtenu par la méthode de *forward folding*. Les points ont été calculés après l'ajustement et contiennent un excès de signal avec une significativité d'au moins 3σ . Les limites supérieures ont été calculées avec un niveau de confiance de 99%. 174
- 8.13 Spectre de G349.7+0.2 obtenu avec l'analyse des données de *Fermi*-LAT. L'ajustement global a été réalisé entre 200 MeV et 300 GeV en supposant une loi de puissance. Les barres d'erreurs représentent les incertitudes statistiques à 1σ . Les limites supérieures ont été calculées à 99% de niveau de confiance. 176

- 8.14 Spectre de G349.7+0.2 obtenu avec l'analyse des données de *Fermi*-LAT. L'ajustement global a été réalisé entre 200 MeV et 300 GeV en supposant une parabole logarithmique. Les barres d'erreurs représentent les incertitudes statistiques à 1σ . Les limites supérieures ont été calculées à 99% de niveau de confiance. 177
- 8.15 Points spectraux de G349.7+0.2 obtenus avec différentes définitions du modèle d'émission (voir texte). Les points noirs correspondent à l'analyse principale, figure 8.13. Les points rouges (bleus) ont été obtenus dans les mêmes conditions mais en faisant varier le niveau de fond galactique à $\pm 6\%$ et en fixant (laissant libre) la normalisation de la composante isotropique. 178
- 8.16 Etude de l'influence du nombre de paramètres libres dans le modèle. Les points correspondent aux différents modèles utilisés et détaillés dans le texte. 179
- 8.17 Profil de vraisemblance en fonction de la position de la brisure spectrale dans les données de *Fermi*-LAT. Les indices spectraux ont été fixés à $\Gamma_1 = 2.18$ et $\Gamma_2 = 2.88$. La position de la limite inférieure à 95 % est indiquée par les lignes pointillées. 180
- 8.18 *Gauche* : Carte de comptage des événements « *front* » avec $E_\gamma > 5\text{GeV}$. La carte est lissée par une gaussienne de largeur ($\sigma = 0.2$) et la taille des pixels est 0.01 deg^2 . *Droite* : Carte de rayonnement X observé par *Chandra* [123]. Le triangle et le cercle jaune (violet) représentent la position et la région de confiance à 1σ de la source *Fermi*-LAT (H.E.S.S.). Les croix blanches indiquent la position des masers OH. 181
- 8.19 Comparaison des spectres de rayons γ obtenus par *Fermi*-LAT (rouge) et H.E.S.S. (bleu) en provenance de G349.7+0.2. 182
- 8.20 Modélisation du rayonnement γ de G349.7+0.2 observé par *Fermi*-LAT (points rouges) et H.E.S.S. (points bleus). Les courbes violettes, bleues et rouges correspondent respectivement au rayonnement bremsstrahlung, Compton inverse et synchrotron émis par une distribution d'électrons. La densité du milieu a été fixée à 10^5 cm^{-3} . La limite supérieure du rayonnement X non thermique est indiquée en noire. *Gauche* : La distribution d'électrons suit une loi de puissance brisée. *Droite* : La distribution d'électrons suit une loi de puissance avec une coupure exponentielle. 184
- 8.21 Modélisation du rayonnement γ de G349.7+0.2 observé par *Fermi*-LAT (points rouges) et H.E.S.S. (points bleus). Les courbes violettes, bleues et rouges correspondent respectivement au rayonnement bremsstrahlung, Compton inverse et synchrotron émis par une distribution d'électrons. La densité du milieu a été fixée à 1.7 cm^{-3} . La limite supérieure du rayonnement X non thermique est indiquée en noire. La courbe noire est l'émission ajustée sur les données. *Gauche* : La distribution d'électrons suit une loi de puissance brisée. *Droite* : La distribution d'électrons suit une loi de puissance avec coupure exponentielle. 185
- 8.22 Modélisation du rayonnement γ de G349.7+0.2 observé par *Fermi*-LAT (points rouges) et H.E.S.S. (points bleus). La courbe noire correspond au spectre γ produit par une distribution de protons et ajusté aux données. *Gauche* : La distribution de protons suit une loi de puissance brisée. *Droite* : La distribution de protons suit une loi de puissance avec une courbure exponentielle. 186

- 8.23 Profils de vraisemblance en fonction de la position d'un paramètre de la distribution en loi de puissance brisée des protons. Tous les autres paramètres sont fixes. Les lignes rouges en tirets montrent l'intervalle à 95% de confiance déduits de ces profils. *Gauche* : Profil de la position de la brisure spectrale. *Droite* : Profil de la position de la coupure exponentielle. 186
- 9.1 *Gauche* : Carte en rayons X observés par *ROSAT* entre 0.7 et 2 keV [115]. L'unité de l'échelle de couleur est $s^{-1} \cdot \text{pixel}^{-1}$. Les contours blancs représentent l'émission ^{13}CO à 25, 50, 75, 100 K.km.s $^{-1}$ intégrée entre 60 et 80 km.s $^{-1}$. Le triangle blanc et l'étoile noire montrent la position du maser OH et de la nébuleuse à vent de pulsar. Le cercle vert indique la position du gaz choqué. *Droite* : Carte IRAS à 25 μm . L'échelle de couleur est en $\text{Log}_{10}(\text{mJy.sr}^{-1})$ 190
- 9.2 *Gauche* : Carte de coups de *Fermi*-LAT entre 2 et 10 GeV. La carte est lissée par une gaussienne de largeur 0.12° . Les contours noirs tracent l'émission en rayons X détectée par *ROSAT*. L'ellipse rose représente la région de l'émission de gaz choqué. La position de CXO est indiquée par le losange noir. Les positions des cinq régions HII sont représentées par les croix vertes. L'ellipse blanche schématise les bords de la coquille. *Droite* : Distribution spectrale d'énergie de la région de W51. Les points rouges ont été obtenus par *Fermi*-LAT, les barres d'erreur noires indiquent les incertitudes systématiques. Le point noir est le flux de H.E.S.S. (analyse de 2009). Les différentes courbes représentent un modèle d'émission avec des processus hadroniques (tirets longs), bremsstrahlung (tirets moyens) et Compton inverse (tirets courts). La courbe pleine est l'émission totale. Ces figures sont extraites de [5]. 192
- 9.3 *Gauche* : Carte de rayons γ observés par H.E.S.S. avec l'analyse de 2009. La carte est lissée par une gaussienne de largeur $7.6'$. Les contours de significativité sont indiqués en vert. *Droite* : Carte d'excès relatif (excès/fond) au dessus de 150 GeV. La carte est lissée avec une gaussienne de 0.085° . Les contours de significativité sont superposés en bleu. La position ajustée est représentée par le point noir. Le cercle rouge indique la position du gaz choqué. Le losange cyan montre la position de CXO. 193
- 9.4 Cartes d'acceptance de l'analyse des observations sélectionnées pour l'étude de W51 calculées à partir des événements hadrons à gauche et γ à droite. 194
- 9.5 Distribution du décalage hors axe (figure de gauche) et de l'angle zénithal (droite) des observations de W51 ayant satisfait les critères de sélection. 195
- 9.6 *Gauche* : Distribution spatiale des événements conservés après coupures. Les événements sont échantillonnés en anneaux concentriques autour de la position testée. La barre verticale en pointillés montre la coupure appliquée par la définition de la région ON. Les points noirs représentent l'estimation du niveau de fond. *Droite* : Courbes d'évolution de la significativité du signal et de l'excès de la région ON en fonction du nombre d'événements OFF. Les barres d'erreurs bleues (noires) sont calculées en accumulant la statistique (pour chaque observation). Un ajustement avec l'évolution attendue pour un signal réel est indiqué en tirets rouges. 195

- 9.7 Carte d'excès de rayons γ obtenue par H.E.S.S. et suréchantillonnée avec un rayon de 0.1° . Le cercle blanc représente la région ON de l'analyse. 196
- 9.8 *Gauche* : Carte de significativité de l'excès dont les pixels inclus dans les régions d'exclusion ont une valeur fixée à 0. *Droite* : Distribution de la significativité sur toute la carte (noire), en dehors des régions d'exclusion (rouge). Un ajustement gaussien est appliqué sur la courbe rouge. Les résultats sont indiqués dans la légende. 196
- 9.9 Carte d'excès de rayons γ observés par H.E.S.S.. La carte est lissée par la PSF. Les positions de l'interaction SNR/MC et de la nébuleuse à vent de pulsar sont indiquées par le triangle et l'étoile respectivement. Les contours blancs représentent l'émission ^{13}CO traçant la position du nuage moléculaire. Le cercle noir indique la position du gaz choqué. 197
- 9.10 *Gauche* : Carte du modèle à deux gaussiennes ajusté sur les données dans des unités arbitraires. Les croix indiquent la position des deux gaussiennes dont la taille représente l'erreur statistique. Le cercle blanc rempli et l'étoile noire indiquent la position de la nébuleuse à vent de pulsar HX3 West et CXO J192318.5+140305 respectivement. Le triangle noir montre la position du maser OH. L'ellipse représente les limites du vestige de supernova vues en rayons X (voir figure 9.1). Les contours blancs représentent l'émission CO traçant la position du nuage moléculaire. *Droite* : Résultats de l'analyse morphologique de *NAGs* avec X_{eff} (en rouge). Les points noirs correspondent à l'extension des deux gaussiennes avec les erreurs statistiques. 199
- 9.11 Carte du modèle avec une gaussienne et une gaussienne asymétrique, ajusté sur les données dans des unités arbitraires. Les croix indiquent la position des deux composantes dont la taille représente l'erreur statistique. Le cercle blanc rempli et l'étoile noire indiquent la position de la nébuleuse à vent de pulsar HX3 West et CXO J192318.5+140305 respectivement. Le triangle noir montre la position du maser OH. L'ellipse représente la limite du vestige de supernova vu en rayons X (voir figure 9.1). Les contours blancs représentent l'émission CO traçant la position du nuage moléculaire. 200
- 9.12 Agrandissement de la figure 9.11 autour des deux composantes. Les contours verts représentent l'émission entre 2 et 8 keV détectée par *XMM-Newton* [156]. *Gauche* : Gaussienne au Sud. *Droite* : Gaussienne asymétrique au Nord. 201
- 9.13 *Gauche* : Spectre de rayons γ observés par H.E.S.S. de la région entière de W51 (noir). Les points ont été calculés avec 3σ de significativité et les limites supérieures à 99% de niveau de confiance. La ligne noire représente la loi de puissance ajustée avec ses erreurs à 1σ . Les points verts correspondent au spectre de MAGIC [27]. *Droite* : Spectre des régions individuelles (voir texte). 201
- 9.14 Modélisation du rayonnement γ de la source Nord de W51 observé par *Fermi-LAT* (points rouges) et H.E.S.S. (points bleus). La courbe noire correspond au spectre γ produit par une distribution de protons et ajusté sur les données. *Gauche* : La distribution de protons suit une loi de puissance brisée. *Droite* : La distribution de protons suit une loi de puissance avec une courbure exponentielle. 203

9.15	Profils de vraisemblance de paramètres de la distribution en loi de puissance brisée des protons. Tous les autres paramètres sont fixes. Les lignes rouges en tirets montrent l'intervalle à 95% de confiance déduits de ces profils. <i>Gauche</i> : Profil de la position de la brisure spectrale. <i>Droite</i> : Profil de la position de la coupure exponentielle.	204
9.16	Modélisation du rayonnement non thermique associé à CXO. Le triangle est le flux à 1.4 GHz mesuré par le VLA, le papillon bleu ciel est le rayonnement X non thermique détecté par <i>Chandra</i> , les points bleus sont les données de H.E.S.S.. La courbe rouge est l'émission synchrotron et la bleue est le rayonnement Compton inverse sur le champ de photons cibles. La courbe noire est l'émission totale. . .	205
10.1	Image du VLA à 1.4 GHz de la nébuleuse de la Tornade. Cette image est extraite de [40].	208
10.2	Image du VLA à 20 cm de la Tornade. La croix montre la position du maser OH (1720 MHz) et le cercle blanc le champ de vue de l'instrument UNSWIRF [153] pour la mesure de raies moléculaires excitées (voir texte). Cette image est extraite de [124].	209
10.3	Carte en rayons X entre 2 et 5 keV observée par Suzaku. Les contours radio à 1.58 GHz sont superposés en blanc. Les unités de l'échelle de couleurs sont arbitraires. Cette image est extraite de [154].	210
10.4	Carte d'émission $^{13}\text{CO}(J=1\rightarrow 0)$ intégrée dans deux bandes de vitesse radiale. <i>Gauche</i> : entre -17 km.s^{-1} et 0 km.s^{-1} . <i>Droite</i> : entre 0 km.s^{-1} et $+15 \text{ km.s}^{-1}$. Les contours à 1.58 GHz du continuum radio sont superposés en blanc. Ces figures sont extraites de [154].	211
10.5	Scénario de la formation de la Tornade proposé par [154] (voir texte). <i>Gauche</i> : la configuration $\sim 10^6$ ans auparavant. <i>Droite</i> : la situation actuelle.	212
10.6	<i>Gauche</i> : Carte des évènements entre 2-200 GeV détectés par <i>Fermi</i> -LAT et lissée par une gaussienne de 0.2° de largeur. Les contours noirs représentent l'émission à 1.4 GHz de la tête, et l'ellipse blanche le contour de significativité à 7.5σ . Les croix blanche et verte montrent la position de la source <i>Fermi</i> -LAT du 2FGL et du maser OH respectivement. <i>Droite</i> : Spectre des rayons γ observé par <i>Fermi</i> -LAT. Les barres d'erreur noires et rouges représentent les erreurs statistiques et systématiques respectivement. La ligne noire représente le meilleur ajustement en loi de puissance. Ces images sont extraites de [49].	212
10.7	Distribution du décalage hors axe (figure de gauche) et de l'angle zénithal (droite) des observations de la Tornade ayant satisfait les critères de sélection.	213
10.8	Cartes d'acceptance de l'analyse des observations sélectionnées pour l'étude de la Tornade, calculées à partir des évènements gamma à gauche et hadron à droite.	214
10.9	Distribution spatiale des évènements conservés après sélections. Les évènements sont échantillonnés en anneaux concentriques autour de la position testée. La barre verticale en pointillés montre la sélection appliquée par la définition de la région ON. Les points noirs représentent l'estimation du niveau de fond.	214

10.10	<i>Gauche</i> : Carte d'excès de rayons γ suréchantillonnée avec un rayon de 0.1° . Le cercle blanc représente la région ON. <i>Milieu</i> : Carte de significativité avec le même suréchantillonnage pour laquelle les pixels inclus dans les régions d'exclusion ont une valeur fixée à 0. <i>Droite</i> : Distribution de la significativité sur toute la carte (noire) et en dehors des régions d'exclusion (rouge). Un ajustement gaussien est appliqué sur la courbe rouge. Les résultats sont indiqués dans la légende.	215
10.11	Spectre des rayons γ observé par H.E.S.S. en supposant un modèle de loi de puissance. Les paramètres de l'ajustement sont indiqués dans la légende. Les points ont été obtenus avec une significativité de 1σ et les limites supérieures à 99% de niveau de confiance.	216
10.12	Carte d'excès de rayons γ observés par H.E.S.S. et lissée par une gaussienne de largeur 0.04° . Les contours verts représentent l'émission radio observée par ATCA. Les contours blancs indiquent l'émission en rayons X détectée par Suzaku. L'ellipse cyan est la source <i>Chandra</i> . Le triangle noir montre la position du maser OH à 1720 MHz.	217
10.13	Carte des modèles morphologiques ajustés sur les données de H.E.S.S.. L'échelle des couleurs est arbitraire. Les contours superposés représentent l'émission radio observée par ATCA en vert et de rayons X par Suzaku en blanc. <i>Gauche</i> : Modèle gaussien. <i>Droite</i> : Modèle gaussien asymétrique.	218
10.14	Extension gaussienne pour des sources tests, des <i>NAGs</i> , analysées avec X_{eff} (rouges). La ligne droite est un ajustement des sources test. Les points noirs correspondent à l'extension des modèles morphologiques ajustés pour la Tornade. Le premier est l'extension gaussienne, les deux suivants sont respectivement le grand et le petit axe de la gaussienne asymétrique ajustée.	218
10.15	Carte en coups des données <i>Fermi</i> -LAT entre 200 MeV et 300 GeV. Les contours verts représentent l'émission radio observée par ATCA. Les contours blancs indiquent l'émission en rayons X détectée par Suzaku. L'ellipse cyan est la source <i>Chandra</i> . Le triangle noir montre la position du maser OH à 1720 MHz.	219
10.16	Spectres des données de <i>Fermi</i> -LAT en supposant un modèle en LogParabola. <i>Gauche</i> : Entre 200 MeV et 300 GeV. <i>Droite</i> : Entre 3 et 300 GeV.	220
10.17	Comparaison des spectres de rayons γ obtenus par <i>Fermi</i> -LAT (rouge) et H.E.S.S. (bleu) en provenance de la nébuleuse de la Tornade.	221
11.1	Carte d'excès de rayons γ publiée par H.E.S.S. en 2008. La carte est lissée avec une gaussienne de 0.07° de largeur. Les contours de 4 à 7σ de significativité de l'excès sont superposés en noir. Les cercles blancs sont les régions testées indépendamment (voir texte). Les cercles bleus sont les positions et tailles apparentes des SNRs observées par le VLA. Le cercle en tirets gris représente la région de confiance à 95% de la source EGRET. Cette figure est extraite de [15].	224
11.2	Images du VLA à 90 cm des vestiges de supernova G359.0-0.9 à gauche et G359.1-0.5 à droite. L'échelle est en mJy beam^{-1} . Ces images sont extraites de [122].	226
11.3	Carte de ^{12}CO intégrée entre -100 et 60 km.s^{-1} . Les contours de significativité de l'émission γ détecté par H.E.S.S. sont superposés en blanc. Cette figure est extraite de [15].	227

11.4	Distribution du décalage hors axe (figure de gauche) et de l'angle zénithal (droite) des observations de HESS J1745–303 ayant satisfait les critères de sélection.	228
11.5	Cartes d'acceptance de l'analyse des observations sélectionnées pour l'étude de HESS J1745–303 calculées à partir des événements hadrons à gauche et $g\gamma$ à droite.	229
11.6	Distribution spatiale des événements conservés après sélection. Les événements sont échantillonnés en anneaux concentriques autour de la position testée. La barre verticale en pointillés montre la sélection appliquée par la définition de la région ON. Les points noirs représentent l'estimation du niveau de fond.	229
11.7	<i>Gauche</i> : Carte d'excès de rayons γ obtenue avec X_{eff} . La carte est lissée avec une gaussienne de 0.06° . Les lignes vertes superposées correspondent aux contours de significativité à 4, 5, 5.5 et 6.5σ de l'analyse de 2008. Le cercle blanc représente la région ON de cette analyse. <i>Droite</i> : Spectre de la région entière analysée avec X_{eff} en noir, les points bleus correspondant à la publication de 2008.	230
11.8	Carte de flux de rayons γ obtenue avec H.E.S.S. en supposant un indice spectral de 2.4. La carte est lissée par une gaussienne de largeur 0.06° . Les contours noirs sont les contours de significativité à 7.5,9,11,13,15 σ . Les cercles blancs représentent les vestiges de supernova G359.1-0.5 et G359.0-0.9 au nord et sud respectivement. Les étoiles jaunes indiquent la position des deux pulsars PSR J1747-2958 (nord) et PSR B1742-30 (sud). Les ellipses montrent l'intervalle à 95% de confiance de la position des sources <i>Fermi</i> -LAT du 2FGL en cyan (tirets) et du 3FGL (bleues). Les ellipses en cyan foncé indiquent les position des sources détecté dans [76].	231
11.9	Carte d'excès de rayons γ analysé par X_{eff} . La carte est lissée avec une gaussienne de 0.06° . Les contours noirs sont les contours de significativité à 7.5,9,11,13,15 σ . Les cercles blancs indiquent les position et les tailles des régions testées.	232
11.10	Carte d'excès de rayons γ observés par H.E.S.S. en mode Mono autour de HESS J1745–303. La carte est suréchantillonnée avec un rayon de 0.1°	233
11.11	<i>Gauche</i> : Carte de significativité de l'excès en mode Mono suréchantillonnée avec un rayon de 0.06° . Les pixels inclus dans les régions d'exclusion ont une valeur fixée à 0. <i>Droite</i> : Distribution de la significativité sur toute la carte (noire), en dehors des régions d'exclusion (rouge). Un ajustement gaussien est appliqué sur la courbe rouge. Les résultats sont indiqués dans la légende.	234
11.12	Distribution spatiale des événements conservés après sélections en mode Stéréo. Les événements sont échantillonnés en anneaux concentriques autour de la position testée. La barre verticale en pointillés montre la sélection appliquée par la définition de la région ON. Les points noirs représentent l'estimation du niveau de fond.	235
11.13	<i>Gauche</i> : Carte de significativité de l'excès en mode Stéréo suréchantillonnée avec un rayon de 0.1° . Les pixels inclus dans les régions d'exclusion ont une valeur fixée à 0. <i>Droite</i> : Distribution de la significativité sur toute la carte (noire), en dehors des régions d'exclusion (rouge). Un ajustement gaussien est appliqué sur la courbe rouge. Les résultats sont indiqués dans la légende.	235

11.14	Carte d'excès observé par H.E.S.S. en mode Stéréo autour de HESS J1745–303. La carte est suréchantillonnée avec un rayon de 0.1°	236
11.15	<i>Gauche</i> : Spectres en loi de puissance ajustés sur les données de H.E.S.S. II en rouge et H.E.S.S. I en noir. <i>Droite</i> : Carte de significativité de l'excès de rayons γ observés par H.E.S.S. II. La carte est suréchantillonnée avec un rayon de 0.1° . Les contours blancs représentent l'excès de rayons γ analysé par X_{eff}	236

Bibliographie

- [1] Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010, *ApJS*, 188, 405
- [2] Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2011, *ApJ*, 734, 28
- [3] Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2009, *VizieR Online Data Catalog*, 218, 30046
- [4] Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2009, *ApJS*, 183, 46
- [5] Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2009, *ApJ*, 706, L1
- [6] Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010, *ApJ*, 722, 1303
- [7] Acciari, V. A., Aliu, E., Arlen, T., et al. 2009, *ApJ*, 698, L133
- [8] Acero, F., Lemoine-Goumard, M., Renaud, M., et al. 2015, *ArXiv e-prints*
- [9] Ackermann, M., Ajello, M., Albert, A., et al. 2012, *ApJS*, 203, 4
- [10] Ackermann, M., Ajello, M., Albert, A., et al. 2015, *ApJ*, 799, 86
- [11] Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., et al. 2013, *ApJS*, 209, 34
- [12] Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., et al. 2013, *Science*, 339, 807
- [13] Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Anton, G., et al. 2009, *A&A*, 502, 749
- [14] Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Aye, K.-M., et al. 2005, *A&A*, 437, 135
- [15] Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Barres de Almeida, U., et al. 2008, *A&A*, 483, 509
- [16] Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Barres de Almeida, U., et al. 2008, *A&A*, 490, 685
- [17] Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Barres de Almeida, U., et al. 2008, *A&A*, 486, 829
- [18] Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2008, *A&A*, 481, 401
- [19] Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2007, *A&A*, 472, 489
- [20] Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2006, *A&A*, 449, 223
- [21] Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2006, *ApJ*, 636, 777
- [22] Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2007, *A&A*, 464, 235
- [23] Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2007, *ApJ*, 661, 236
- [24] Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2006, *A&A*, 460, 365

- [25] Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2006, *A&A*, 460, 743
- [26] Albert, J., Aliu, E., Anderhub, H., et al. 2007, *ApJ*, 664, L87
- [27] Aleksić, J., Alvarez, E. A., Antonelli, L. A., et al. 2012, *A&A*, 541, A13
- [28] Aliu, E., Anderhub, H., Antonelli, L. A., et al. 2008, *Science*, 322, 1221
- [29] Atkins, R., Benbow, W., Berley, D., et al. 2004, *ApJ*, 608, 680
- [30] Auger, P., Maze, R., Ehrenfest, P., & A., F. 1939, *J. Phys. Radium*, 10, 39
- [31] Baade, W. & Zwicky, F. 1934, *Proceedings of the National Academy of Science*, 20, 259
- [32] Baixeras, C., Bastieri, D., Bigongiari, C., et al. 2004, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 518, 188
- [33] Bamba, A., Yamazaki, R., Kohri, K., et al. 2009, *ApJ*, 691, 1854
- [34] Bamba, A., Yokogawa, J., Sakano, M., & Koyama, K. 2000, *PASJ*, 52, 259
- [35] Barrau, A., Bazer-Bachi, R., Beyer, E., et al. 1998, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 416, 278
- [36] Bennett, K., Burger, J. J., Gorisse, M., et al. 1974, in *The Context and Status of Gamma-Ray Astronomy*, ed. B. G. Taylor, 323–337
- [37] Berge, D., Funk, S., & Hinton, J. 2007, *A&A*, 466, 1219
- [38] Bernlöhner, K., Carrol, O., Cornils, R., et al. 2003, *Astroparticle Physics*, 20, 111
- [39] Brogan, C. L., Frail, D. A., Goss, W. M., & Troland, T. H. 2000, *ApJ*, 537, 875
- [40] Brogan, C. L. & Goss, W. M. 2003, *AJ*, 125, 272
- [41] Brogan, C. L. & Troland, T. H. 2001, *ApJ*, 550, 799
- [42] Brun, F. 2011, *Theses, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI*
- [43] Brun for the H.E.S.S. Collaboration, F. 2011, *ArXiv e-prints*
- [44] Buskulic, D., de Bonis, I., Decamp, D., et al. 1996, *Physics Letters B*, 377, 205
- [45] Carpenter, J. M. & Sanders, D. B. 1998, *AJ*, 116, 1856
- [46] Carrigan, S., Brun, F., Chaves, R. C. G., et al. 2013, *ArXiv e-prints*
- [47] Casandjian, J.-M. & Grenier, I. A. 2008, *A&A*, 489, 849
- [48] Castro, D. & Slane, P. 2010, *ApJ*, 717, 372
- [49] Castro, D., Slane, P., Carlton, A., & Figueroa-Feliciano, E. 2013, *ApJ*, 774, 36
- [50] Chalme-Calvet, R., de Naurois, M., Tavernet, J.-P., & for the H. E. S. S. Collaboration. 2014, *ArXiv e-prints*
- [51] Chevalier, R. A. & Fransson, C. 1994, *ApJ*, 420, 268
- [52] chmidt, F. "CORSIKA Shower Images", <http://www.ast.leeds.ac.uk/fs/showerimages.html>

-
- [53] Cioffi, D. F., McKee, C. F., & Bertschinger, E. 1988, *ApJ*, 334, 252
- [54] Clark, G. W., Garmire, G. P., & Kraushaar, W. L. 1968, *ApJ*, 153, L203
- [55] Clay, J. 1927, *Proceedings of the Section of Sciences*, 30, 1115
- [56] Clemens, D. P. 1985, *ApJ*, 295, 422
- [57] Condon, J. J., Cotton, W. D., Greisen, E. W., et al. 1998, *AJ*, 115, 1693
- [58] Cornils, R., Gillessen, S., Jung, I., et al. 2003, *Astroparticle Physics*, 20, 129
- [59] Cranmer, K. 2001, *Computer Physics Communications*, 136, 198
- [60] D. A. Sanchez for the H. E. S. S. collaboration. 2015, *ArXiv e-prints*
- [61] Dame, T. M. & Thaddeus, P. 2008, *ApJ*, 683, L143
- [62] Daum, A., Hermann, G., Heß, M., et al. 1997, *Astroparticle Physics*, 8, 1
- [63] De Naurois, M. 2012, *Habilitation à diriger des recherches*, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI
- [64] de Naurois, M. & Rolland, L. 2009, *Astroparticle Physics*, 32, 231
- [65] Deil, C., van Eldik, C., Förster, A., et al. 2008, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1085, *American Institute of Physics Conference Series*, ed. F. A. Aharonian, W. Hofmann, & F. Rieger, 693–695
- [66] Dermer, C. D. 1986, *A&A*, 157, 223
- [67] Dermer, C. D. 2007, *ArXiv e-prints*
- [68] Downes, D., Goss, W. M., Schwarz, U. J., & Wouterloot, J. G. A. 1979, *A&AS*, 35, 1
- [69] Dubner, G., Giacani, E., Reynoso, E., & Parón, S. 2004, *A&A*, 426, 201
- [70] Dubner, G., Loiseau, N., Rodríguez-Pascual, P., et al. 2013, *A&A*, 555, A9
- [71] Dubois, F. 2009, *Theses*, Université de Savoie
- [72] Dubois, F., Lamanna, G., & Jacholkowska, A. 2009, *Astroparticle Physics*, 32, 73
- [73] Dumas, G., Vaupré, S., Ceccarelli, C., et al. 2014, *ApJ*, 786, L24
- [74] Eisenhauer, F., Genzel, R., Alexander, T., et al. 2005, *ApJ*, 628, 246
- [75] Elitzur, M. 1976, *ApJ*, 203, 124
- [76] Falletti, L. 2013, *Theses*, Université Montpellier II - Sciences et Techniques du Languedoc
- [77] Fermi, E. 1949, *Physical Review*, 75, 1169
- [78] Fermi, E. 1954, *ApJ*, 119, 1
- [79] Fesen, R. A., Kremer, R., Patnaude, D., & Milisavljevic, D. 2012, *AJ*, 143, 27
- [80] Fiasson, A. 2008, *Theses*, Université Montpellier II - Sciences et Techniques du Languedoc
- [81] Fiasson, A., Gallant, Y., & Feinstein, F. 2007, *H.E.S.S. internal proposals*

- [82] Frail, D. A., Goss, W. M., Reynoso, E. M., et al. 1996, *AJ*, 111, 1651
- [83] Funk, S., Hermann, G., Hinton, J., et al. 2004, *Astroparticle Physics*, 22, 285
- [84] Gabici, S. & Aharonian, F. A. 2014, *MNRAS*, 445, L70
- [85] Gaensler, B. M., Fogel, J. K. J., Slane, P. O., et al. 2003, *ApJ*, 594, L35
- [86] Gaensler, B. M., van der Swaluw, E., Camilo, F., et al. 2004, *ApJ*, 616, 383
- [87] Giuliani, A., Tavani, M., Bulgarelli, A., et al. 2010, *A&A*, 516, L11
- [88] Goudis, C. 1976, *Ap&SS*, 40, 91
- [89] Green, A. J., Frail, D. A., Goss, W. M., & Otrupcek, R. 1997, *AJ*, 114, 2058
- [90] Green, D. A. 2009, *Bulletin of the Astronomical Society of India*, 37, 45
- [91] Green, D. A. 2014, *Bulletin of the Astronomical Society of India*, 42, 47
- [92] Greisen, K. 1966, *Physical Review Letters*, 16, 748
- [93] H. E. S. S. Collaboration, Abramowski, A., Aharonian, F., et al. 2015, *A&A*, 575, A81
- [94] H. E. S. S. Collaboration, Abramowski, A., Aharonian, F., et al. 2015, in prep.
- [95] Hanabata, Y., Katagiri, H., Hewitt, J. W., et al. 2014, *ApJ*, 786, 145
- [96] Hanlon, W. ””, <http://www.physics.utah.edu/~whanlon/spectrum.html>
- [97] Hayakawa, T., Torii, K., Enokiya, R., Amano, T., & Fukui, Y. 2012, *PASJ*, 64, 8
- [98] Heck, D., Knapp, J., Capdevielle, J. N., Schatz, G., & Thouw, T. 1998, *CORSIKA* : a Monte Carlo code to simulate extensive air showers.
- [99] Hess, V. 1912, *Physikalische Zeitschrift*, 13, 1084
- [100] HESS Collaboration, Abramowski, A., Acero, F., et al. 2015, *MNRAS*, 446, 1163
- [101] HESS Collaboration, Abramowski, A., Acero, F., et al. 2013, *MNRAS*, 434, 1889
- [102] Hillas, A. M. 1984, *ARA&A*, 22, 425
- [103] Hillas, A. M. 1985, *International Cosmic Ray Conference*, 3, 445
- [104] Hinton, J., Sarkar, S., Torres, D., & Knapp, J. 2013, *Astroparticle Physics*, 43, 1 , seeing the High-Energy Universe with the Cherenkov Telescope Array - The Science Explored with the {CTA}
- [105] Hofmann, W. 2001, *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 27, 933
- [106] Holler, M., Berge, D., van Eldik, C., et al. 2015, in prep.
- [107] Hwang, U., Petre, R., & Hughes, J. P. 2000, *ApJ*, 532, 970
- [108] Jaffe, D., Le Diberder, F., & Schune, M. 1994, LAL 94-67 and FSU-SCRI 94-101
- [109] Kaspi et al., V. M. 1993, *ApJ*, 409, L57
- [110] Kelner, S. R., Aharonian, F. A., & Bugayov, V. V. 2006, *Phys. Rev. D*, 74, 034018

-
- [111] Keohane, J. W., Reach, W. T., Rho, J., & Jarrett, T. H. 2007, *ApJ*, 654, 938
- [112] Kertzman, M. & Sembroski, G. 1994, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 343, 629
- [113] Klebesadel, R. W., Strong, I. B., & Olson, R. A. 1973, *ApJ*, 182, L85
- [114] Kolhörster, W. 1913, *Physikalische Zeitschrift*, 14, 1153
- [115] Koo, B.-C., Kim, K.-T., & Seward, F. D. 1995, *ApJ*, 447, 211
- [116] Koo, B.-C., Lee, J.-J., & Seward, F. D. 2002, *AJ*, 123, 1629
- [117] Koo, B.-C., Lee, J.-J., Seward, F. D., & Moon, D.-S. 2005, *ApJ*, 633, 946
- [118] Koo, B.-C. & Moon, D.-S. 1997, *ApJ*, 475, 194
- [119] Koo, B.-C. & Moon, D.-S. 1997, *ApJ*, 485, 263
- [120] Krayzel, F., Maurin, G., Brunetti, L., et al. 2013, *ArXiv e-prints*
- [121] Lagage, P. O. & Cesarsky, C. J. 1983, *A&A*, 125, 249
- [122] LaRosa, T. N., Kassim, N. E., Lazio, T. J. W., & Hyman, S. D. 2000, *AJ*, 119, 207
- [123] Lazendic, J. S., Slane, P. O., Hughes, J. P., Chen, Y., & Dame, T. M. 2005, *ApJ*, 618, 733
- [124] Lazendic, J. S., Wardle, M., Burton, M. G., et al. 2004, *MNRAS*, 354, 393
- [125] Lazendic, J. S., Wardle, M., Whiteoak, J. B., Burton, M. G., & Green, A. J. 2010, *MNRAS*, 409, 371
- [126] Le Bohec, S., Degrange, B., Punch, M., et al. 1998, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 416, 425
- [127] Leahy, D. A. 1989, *A&A*, 216, 193
- [128] Lemoine-Goumard, M., Degrange, B., & Tluczykont, M. 2006, *Astroparticle Physics*, 25, 195
- [129] Leprince-Ringuet, L. & Auger, P. 1934, *J. Phys. Radium*, 5, 193
- [130] Li, T.-P. & Ma, Y.-Q. 1983, *ApJ*, 272, 317
- [131] Linsley, J. 1985, *International Cosmic Ray Conference*, 7, 163
- [132] Lockett, P., Gauthier, E., & Elitzur, M. 1999, *ApJ*, 511, 235
- [133] Longair, M. S. 2011, *High Energy Astrophysics*
- [134] Manchester, R. N., Hobbs, G. B., Teoh, A., & Hobbs, M. 2005, *AJ*, 129, 1993
- [135] McClure-Griffiths, N. M., Dickey, J. M., Gaensler, B. M., et al. 2012, *ApJS*, 199, 12
- [136] Milne, D. K. 1970, *Proceedings of the Astronomical Society of Australia*, 1, 333
- [137] Narayan, R., Paczynski, B., & Piran, T. 1992, *ApJ*, 395, L83
- [138] Naumann-Godó, M., Lemoine-Goumard, M., & Degrange, B. 2009, *Astroparticle Physics*, 31, 421
- [139] Nolan, P. L., Abdo, A. A., Ackermann, M., et al. 2012, *ApJS*, 199, 31

- [140] Paciesas, W. S., Meegan, C. A., Pendleton, G. N., et al. 1999, *ApJS*, 122, 465
- [141] Paczyński, B. 1998, *ApJ*, 494, L45
- [142] Pare, E., Balaage, B., Bazer-Bachi, R., et al. 2002, *Nucl.Instrum.Meth.*, A490, 71
- [143] Piron, F., Djannati-Atai, A., Punch, M., et al. 2001, *A&A*, 374, 895
- [144] Pittori, C., Verrecchia, F., Chen, A. W., et al. 2009, *A&A*, 506, 1563
- [145] Porter, T. A., Moskalenko, I. V., Strong, A. W., Orlando, E., & Bouchet, L. 2008, *ApJ*, 682, 400
- [146] Radhakrishnan et al., V. 1972, *ApJS*, 24, 49
- [147] Reynoso, E. M. & Mangum, J. G. 2001, *AJ*, 121, 347
- [148] Rho, J. & Borkowski, K. J. 2002, *ApJ*, 575, 201
- [149] Rodriguez-Fernandez, N. J. & Combes, F. 2008, *A&A*, 489, 115
- [150] Rolland, L. 2005, Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI
- [151] Romero, G. E., Benaglia, P., & Torres, D. F. 1999, *A&A*, 348, 868
- [152] Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. 1979, *Radiative processes in astrophysics*
- [153] Ryder, S. D., Sun, Y.-S., Ashley, M. C. B., et al. 1998, *PASA*, 15, 228
- [154] Sakai, D., Oka, T., Tanaka, K., et al. 2014, *ApJ*, 791, 49
- [155] Sanchez, D. A. & Deil, C. 2013, [arXiv:1307.4534](https://arxiv.org/abs/1307.4534)
- [156] Sasaki, M., Heinitz, C., Warth, G., & Pühlhofer, G. 2014, *A&A*, 563, A9
- [157] Sato, F. 1973, *PASJ*, 25, 135
- [158] Sawada, M., Tsuru, T. G., Koyama, K., & Oka, T. 2011, *PASJ*, 63, 849
- [159] Shaver, P. A., Pottasch, S. R., Salter, C. J., et al. 1985, *A&A*, 147, L23
- [160] Shaver, P. A., Salter, C. J., Patnaik, A. R., van Gorkom, J. H., & Hunt, G. C. 1985, *Nature*, 313, 113
- [161] Shull, J. M., Fesen, R. A., & Saken, J. M. 1989, *ApJ*, 346, 860
- [162] Stewart, R. T., Haynes, R. F., Gray, A. D., & Reich, W. 1994, *ApJ*, 432, L39
- [163] Tanaka, T., Uchiyama, Y., Aharonian, F. A., et al. 2008, *ApJ*, 685, 988
- [164] Taylor, G. 1950, *Royal Society of London Proceedings Series A*, 201, 159
- [165] Taylor, G. 1950, *Royal Society of London Proceedings Series A*, 201, 159
- [166] Taylor, G. 1950, *Royal Society of London Proceedings Series A*, 201, 175
- [167] The Fermi-LAT Collaboration. 2015, *ArXiv e-prints*
- [168] Tian, W. W. & Leahy, D. A. 2014, *ApJ*, 783, L2
- [169] Torres, D. F. & Anchordoqui, L. A. 2004, *Reports on Progress in Physics*, 67, 1663

-
- [170] Trichard, C., Fiasson, A., Sanchez, D., Maurin, G., & Lamanna, G. 2014, H.E.S.S. internal proposals
- [171] Trichard, C. for the H.E.S.S. Collaboration. 2013, 33rd ICRC, Rio de Janeiro, GA-EX 756
- [172] Truelove, J. K. & McKee, C. F. 1999, *ApJS*, 120, 299
- [173] Uchida, K., Morris, M., & Yusef-Zadeh, F. 1992, *AJ*, 104, 1533
- [174] Uchida, K. I., Morris, M., Bally, J., Pound, M., & Yusef-Zadeh, F. 1992, *ApJ*, 398, 128
- [175] Vaupré, S., Hily-Blant, P., Ceccarelli, C., et al. 2014, *A&A*, 568, A50
- [176] VERITAS Collaboration, Aliu, E., Arlen, T., et al. 2011, *Science*, 334, 69
- [177] Wakely, S. & Horan, D. "TeVcat", <http://tevcat.uchicago.edu/>
- [178] Wang, Z. R., Qu, Q.-Y., & Chen, Y. 1997, *A&A*, 318, L59
- [179] Weekes, T. C., Badran, H., Biller, S. D., et al. 2002, *Astroparticle Physics*, 17, 221
- [180] Weekes, T. C., Cawley, M. F., Fegan, D. J., et al. 1989, *ApJ*, 342, 379
- [181] Weniger, C. 2012, *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 8, 7
- [182] Yasumi, M., Nobukawa, M., Nakashima, S., et al. 2014, *PASJ*
- [183] Yuan, Q., Liu, S., Fan, Z., Bi, X., & Fryer, C. L. 2011, *ApJ*, 735, 120
- [184] Yusef-Zadeh, F., Uchida, K. I., & Roberts, D. 1995, *Science*, 270, 1801
- [185] Yusef-Zadeh, F., Wardle, M., Rho, J., & Sakano, M. 2003, *ApJ*, 585, 319
- [186] Zatsepin, G. T. & Kuz'min, V. A. 1966, *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 4, 78
- [187] Zhu, H., Tian, W. W., & Zuo, P. 2014, *ApJ*, 793, 95

Résumé : L'expérience H.E.S.S. est un réseau de télescopes Tcherenkov, situé en Namibie, qui observe le rayonnement de sources astrophysiques de rayons γ de très haute énergie. Depuis sa mise en service il y a plus de dix ans, H.E.S.S. a permis d'améliorer considérablement notre vision de l'univers à ces énergies. Depuis 2012, le démarrage de la deuxième phase de l'expérience avec la mise en service d'un cinquième télescope permet de baisser le seuil en énergie de l'expérience.

L'optimisation d'une analyse multivariée au sein de l'expérience H.E.S.S. est présentée dans cette thèse. L'analyse X_{eff} a été améliorée en prenant en compte les conditions d'observation, et en introduisant de nouvelles variables dans l'estimateur. Un gain de sensibilité de l'analyse par rapport aux analyses standards est observé. Cette méthode a été ensuite utilisée pour diverses analyses de sources de rayons γ .

La prise en compte des effets de la focalisation de l'analyse de données de H.E.S.S. II est détaillée. L'ajustement de la distance entre la caméra et les miroirs du cinquième télescope permet d'améliorer l'image dans le plan focal. L'amélioration de la reconstruction et le gain en sensibilité qui en découle sont présentés.

L'étude du rayonnement γ de quatre candidats d'associations de vestiges de supernova et de nuages moléculaires est présentée : G349.7+0.2, W51, la nébuleuse de la Tornade, et HESS J1745–303. Une interprétation de ce rayonnement utilisant également les données de *Fermi*-LAT permet d'estimer l'origine dominante des mécanismes d'émission et d'appréhender l'efficacité d'accélération de particules par ces systèmes.

Les travaux présentés dans cette thèse ont fait l'objet de deux notes internes à la collaboration H.E.S.S., de multiples présentations dans des conférences internationales et de publications scientifiques.

Mots Clés : Astronomie gamma de très haute énergie, H.E.S.S., Rayons cosmiques, Vestiges de supernova, Nuages moléculaires, G349.7+0.2, W51, Nébuleuse de la tornade, HESS J1745-303, Analyse multivariée, H.E.S.S. phase II, Système de focalisation.

Abstract : The H.E.S.S. experiment is an array of Cherenkov telescopes, located in Namibia, observing the very high energy γ rays from astrophysical sources. H.E.S.S. greatly increased our understanding of the very high energy non thermal universe. Since 2012, a fifth telescope was installed at the center of the array. This improvement increase the energy range and the sensitivity of the detector.

The optimization of a multivariate analysis method, within the H.E.S.S. framework, is presented in this thesis. The X_{eff} analysis is improved by taking into account the observation conditions and by increasing the number of discriminating variables. The sensitivity of this analysis compared to standard analyses is demonstrated. X_{eff} is then used to analyze several sources of γ rays.

The effects of the focus impacting the H.E.S.S. II data are described. They are taken into account in the analysis and an optimization of the distance between the mirrors and the camera is presented.

The study of the γ emission from four candidates of molecular clouds and supernova remnant associations is presented. The H.E.S.S. data from G349.7+0.2, W51, the Tornado nebula and HESS J1745–303 is performed. The interpretation of their emission, using also *Fermi*-LAT data, leads to the estimation of the particles acceleration efficiency in these objects.

The work described in this thesis led to the production of two internal notes in the H.E.S.S. collaboration, to several presentations in international conferences, and scientific publications.

Keywords : Very high energy astronomy, H.E.S.S., Cosmic rays, Supernova remnants, Molecular clouds, G349.7+0.2, W51, Tornado Nebula, HESS J1745-303, Multivariate analysis, H.E.S.S. phase II, Focus system.