



HAL
open science

Recherche de halos γ avec H.E.S.S. et préparation de la science avec CTA

Pauline Chambéry

► **To cite this version:**

Pauline Chambéry. Recherche de halos γ avec H.E.S.S. et préparation de la science avec CTA. Astrophysique [astro-ph]. Université de Bordeaux, 2023. Français. NNT : 2023BORD0388 . tel-04508573

HAL Id: tel-04508573

<https://theses.hal.science/tel-04508573>

Submitted on 18 Mar 2024

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 présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR

DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

École doctorale Sciences physiques et de l'ingénieur

Spécialité Astrophysique, Plasmas et Nucléaire

par **Pauline CHAMBÉRY**

**Recherche de halos γ avec H.E.S.S. et
préparation de la science avec CTA**

Sous la direction de Marianne LEMOINE-GOUMARD

Thèse soutenue le 12 décembre 2023 devant le jury composé de :

Jérôme GIOVINAZZO

Heide COSTANTINI

Régis TERRIER

Pierrick MARTIN

Marianne LEMOINE-GOUMARD

Thierry REPOSEUR

Directeur de Recherche

Maître de conférence

Directeur de Recherche

Chargé de Recherche

Directrice de Recherche

Chargé de Recherche

LP2iB, Université Bordeaux

CPPM, Université Aix-Marseille

APC, Université Paris Cité

IRAP, Université Toulouse III

LP2iB, Université Bordeaux

LP2iB, Université Bordeaux

Président du jury

Rapporteuse

Rapporteur

Examineur

Directrice de thèse

Encadrant de thèse

”Si tu crois que tu es trop petit pour changer le monde, c’est que tu n’as jamais passé la nuit avec un moustique !”

”Le fracas d’un arbre qui tombe fait plus de bruit que le murmure de la forêt qui pousse...”

- Proverbes africains, en souvenir de ce mois passé en Namibie et à tellement d’autres...

REMERCIEMENTS

Me voilà à quelques heures de la deadline où je dois rendre la version finale de mon manuscrit...Que dire, j'ai oublié mon cahier de correction chez moi et en terme de remerciements je pense à tellement de choses que je n'ai pu me fixer sur une jolie métaphore filée ou de super blagues pour chaque personne qui a compté dans la réussite de cette thèse. Paradoxalement, je trouve que dire merci est profondément important. J'avais proposé à mes proches, avant de me faire recalier, d'écrire un petit paragraphe sur "pourquoi dire merci?". Alors dans ce stress intense de ne pas dire ce qu'il faut, comme il faut et à qui il faut, je tiens tout simplement à vous remercier infiniment.

Vous c'est ma directrice qui m'a pris sous son aile de scientifique brillante pendant ces 3 ans, ainsi que toute l'équipe astro prêt à m'aider ou refaire le monde pendant des heures. D'ailleurs, SAUVONS LA PLANETE!! Vous c'est aussi toutes les personnes que j'ai rencontré au labo, les jeunes et les moins jeunes, des chanteurs professionnels, des encyclopédies sur pattes, des tailleurs de belles plantes, des squatteurs en puissance en prière devant l'arbre à dips,...Sachez que je ne sais pas encore ce que je compte faire de ma vie, mais je sais que vous m'avez bien motivée pour continuer de lutter pour mes idées! Pour finir sur le monde de la physique, je n'oublie pas tous les collègues rencontrés aux réunions/fêtes de collaboration avec qui on switch de l'analyse en γ au type de cocktail que l'on est entrain de déguster.

Vous c'est ma famille qui tout en m'appelant "la chieuse" me suit dans tous mes projets aux quatre coins du monde, de jour comme de nuit et sous toutes mes humeurs. Vous m'avez permis de faire des choix des plus simplistes ou plus déterminants. Évidemment, la famille est au sens large et je parle également à Matmat, Lélé et tous les frères et soeurs rattachés;) Les anciennes et nouvelles amitiés ont été au rendez-vous durant ces dernières années d'études et m'ont sans aucun doute portée dans ce périple scientifique mais aussi de remise en question ultime. Je ne détaille pas tous vos noms mais vous le savez bien que vous représentez une part importante de ma motivation incessante pour voyager à droite à gauche et découvrir de nouvelles choses, ainsi que de mon optimiste intarissable envers l'humanité.

Merci à vous tous de m'avoir appris plein de trucs, de m'avoir fait autant rire et de m'avoir supportée, en considérant toutes les nuances de ce mot :)

RÉSUMÉ

Les nébuleuses à vent de pulsar (PWNe) sont de puissants accélérateurs cosmiques d'électrons et de positrons qui rayonnent par interaction avec les champs de photons et magnétiques ambiants. Leurs caractéristiques dépendent de leur environnement et du pulsar qui les alimente. Le dernier stade d'évolution de la PWN, découvert pour la première fois en rayons γ en 2017, est appelé halo.

Cette thèse expose les analyses spectro-morphologiques détaillées de trois régions du plan galactique incluant de nombreuses sources étendues spatialement imbriquées.

La première présente une large émission confuse au GeV et au TeV à la longitude 312° et comporte cinq pulsars puissants de différents âges. Les nouveaux résultats obtenus avec H.E.S.S. permettent d'identifier deux candidats PWNe qui pourraient être en transition vers le stade de halo. De même, Fermi a permis d'identifier 3 sources distinctes dont, et pour la première fois en γ , le vestige de supernova (SNR) G312.4-0.4.

La deuxième est la région ambiguë de HESS J1813-178. Les conclusions obtenues avec H.E.S.S. et Fermi semblent en désaccord quant aux mécanismes d'accélération en présence. Une nouvelle étude avec H.E.S.S. a permis de clarifier en partie la nature de cette région. A partir de cette étude, la nouvelle production des données reconstruites avec la méthode de Hillas et la technique MVA dans H.E.S.S. a été vérifiée.

La troisième étude porte sur la PWN la plus étendue connue à ce jour : HESS J1825-137. En utilisant les données de H.E.S.S., la région a été simulée pour une période d'observation de 50 heures avec le réseau Sud de CTA. Les techniques et les outils spécifiques à CTA ont été testés et ont démontré les excellentes performances du futur réseau. Ces études ont aussi permis d'optimiser les configurations du réseau Sud de CTA et en particulier pour les plus hautes énergies.

Mots-clés : Nébuleuses à vent de pulsar, halos γ , rayons γ , H.E.S.S., CTA

ABSTRACT

Pulsar wind nebulae (PWNe) are powerful cosmic accelerators of electrons and positrons that radiate through interaction with ambient photons and magnetic fields. Their characteristics depend on their environment and their associated pulsar. The final stage of a PWN evolution is called halo and was first discovered in γ -rays in 2017.

This thesis presents detailed spectro-morphological analyses of three regions in the galactic plane including numerous spatially nested sources.

The first presents a large and confused GeV and TeV emission at longitude 312° and includes five powerful pulsars of different ages. New results from H.E.S.S. have allowed to detect two PWNe candidates possibly evolving toward a halo stage. Fermi observes three bright emissions, including for the first time in γ the supernova remnant (SNR) G312.4-0.4.

The second is the ambiguous region of HESS J1813-178. Results from H.E.S.S. and Fermi show different acceleration mechanisms. A new study with H.E.S.S. has helped to partly clarify the nature of this region. From this study, the new production of reconstructed data with the Hillas method and the MVA technique in H.E.S.S. was verified.

The third analysis focuses on the most extended PWN HESS J1825-137 known to date. A 50-hours observation period of CTA data was simulated from H.E.S.S. data. Analysis methods and scientific tools have been tested and have demonstrated the great performances of the Observatory. Those studies have also permitted to optimize the configurations of the CTA South array and in particular for the highest energies.

Keywords : Pulsar wind nebulae, γ -rays halos, γ -rays, H.E.S.S., CTA

Table des matières

Remerciements	5
Résumé	7
Introduction	13
Partie I – L’astronomie γ de haute énergie dans notre Galaxie	16
1 L’astronomie γ	17
1.1 Début des recherches : les rayons cosmiques	18
1.1.1 Histoire et caractéristiques du rayonnement cosmique	18
1.1.2 Mécanismes d’accélération des particules chargées à haute énergie	20
Accélération de Fermi : second et premier ordre	20
Accélération diffuse par onde de choc	22
1.2 Le rayonnement γ	23
1.2.1 Mécanismes de production de photons γ	23
Le rayonnement synchrotron	23
La diffusion Compton inverse	24
Le rayonnement de freinage	25
La désintégration de pions neutres	26
Résumé des différents processus de rayonnement	27
1.2.2 Les différentes sources d’émissions γ	27
Les sources du système solaire	28
Les sources galactiques	28
Les sources extragalactiques	29
Les émissions diffuses	29
1.3 Les gerbes atmosphériques	30
1.3.1 Cascades électromagnétiques	30
1.3.2 Cascades hadroniques et ses différences	32
1.3.3 La lumière Cherenkov	33
1.4 L’astronomie γ	34
1.4.1 Le développement des techniques de détection en astronomie γ	35
1.4.2 Les observations de la Voie lactée aujourd’hui à HE et VHE	37

2	Évolution de la PWN et les objets associés	41
2.1	Vestige de supernova	41
2.1.1	À la mort d'une étoile massive	41
2.1.2	Évolution du vestige dans le milieu interstellaire	42
2.1.3	L'émission γ d'un vestige accélérant des protons	44
2.2	Nébuleuse à vent de pulsar	45
2.2.1	Les propriétés d'un pulsar	45
2.2.2	Évolution de la nébuleuse dans le vestige	47
2.2.3	L'émission γ des nébuleuses et propagation des particules	50
2.3	Halo de pulsar, un nouvel objet dans notre Galaxie ?	52
 Partie II – Détection des rayons γ et Analyse de données		58
3	Instruments de détection	59
3.1	Détection directe avec le Fermi-LAT	59
3.1.1	Description de l'instrument LAT à bord du satellite Fermi	59
	Le satellite Fermi	59
	L'instrument LAT	62
	Le système anti-coïncidence du LAT	63
	Le trajectographe du LAT	64
	Le calorimètre du LAT	65
3.1.2	Traitement des données et fonctions de réponse de l'instrument	66
	Rejet d'une grande partie du bruit de fond par les systèmes embarqués	66
	Reconstruction puis classification des événements	66
	Fonctions de réponse de l'instrument : <i>Pass 8</i>	67
3.2	Détection indirecte avec H.E.S.S.	69
3.2.1	Le réseau de télescopes et son fonctionnement	70
	Le site de H.E.S.S.	70
	Les miroirs	72
	Les caméras	72
	Le système de déclenchement	74
3.2.2	Analyse des données de bas niveau	74
	Reconstruction des événements avec la méthode de Hillas	75
	Reconstruction des événements avec le modèle semi-analytique	77
	Comparaison des deux méthodes	78
4	Analyse des sources γ étendues	79
4.1	Préparation des données	80
4.1.1	Sélection et échantillonnage des données	80
4.1.2	Définition de la signification et bruit de fond des IACTs	81
4.1.3	Estimation du fond hadronique des IACTs	82
4.2	Analyse spectro-morphologique	85
4.2.1	Création de modèles spatiaux et spectraux	85
	Modèles de sources individuelles	85
	Modèles d'émissions diffuses	87
4.2.2	Ajustements et comparaisons des modèles	88
	Estimation du maximum de vraisemblance et erreurs statistiques	88
	Comparaisons des modèles et ordre d'ajustements	89

4.3	Les produits scientifiques	90
4.3.1	Les cartes du ciel	90
4.3.2	La distribution spectrale en énergie	91
4.4	Les erreurs systématiques	92
4.4.1	Les erreurs systématiques dans H.E.S.S.	92
4.4.2	Les erreurs systématiques avec le Fermi-LAT	93
Partie III – Contraindre l'évolution de la PWN au halo de pulsar		98
5	Étude de la région à 312° avec Fermi-H.E.S.S.	99
5.1	Une région complexe du plan galactique	100
5.2	Étude spectro-morphologique avec les données H.E.S.S.	104
5.2.1	Préparation et sélection des données	104
5.2.2	Ajustement du fond hadronique	105
5.2.3	Analyse spectro-morphologique de la région	106
	Analyse 3D et construction du meilleur modèle	106
	Résultats et discussion du meilleur modèle 3D sans diffus galactique	109
	Comparaison avec l'analyse "cross-check" sur PSR J1413-6205	114
	Résultats et discussion du meilleur modèle 3D avec diffus galactique	116
5.2.4	Synthèse et futurs résultats avec les données H.E.S.S.	121
5.3	Étude spectro-morphologique avec les données Fermi	123
5.3.1	Préparation et sélection des données	125
5.3.2	Analyse spectro-morphologique de la région	126
	Analyse morphologique	126
	Analyse spectrale	129
5.3.3	Discussion et synthèse avec les données Fermi	131
5.4	Étude combinée Fermi-H.E.S.S.	133
5.5	Conclusion de cette étude	135
6	L'émission étendue autour de HESS J1813-178	137
6.1	HESS J1813-178 et sa région aux multi-longueurs d'onde	138
6.2	Analyse spectro-morphologique dans H.E.S.S. : détection d'un halo de pulsar ?	140
6.2.1	Préparation et sélection des données	140
6.2.2	Ajustement du fond et maximum de vraisemblance	142
6.2.3	Résultats de l'étude spectro-morphologique	143
6.2.4	Étude d'une morphologie dépendante de l'énergie	147
6.2.5	Vérification de la Prod04 des données HAP-FR-ash	149
6.3	Analyses avec les données du Fermi-LAT	150
6.4	Discussion et conclusion de cette étude	152
7	Étude des simulations CTA de HESS J1825-137	155
7.1	Observatoire CTA : la nouvelle génération des IACTs	155
7.1.1	Performances techniques	156
7.1.2	Performances scientifiques dans l'étude du plan galactique	158
7.1.3	Simulations du plan galactique avec CTA	160
7.2	Objectifs de cette étude	164
7.3	Étude spectro-morphologique de HESS J1825-137 dans CTA	168
7.3.1	Sélection et préparation des données	168

TABLE DES MATIÈRES

7.3.2	Construction et résultats du meilleur modèle 3D	169
7.3.3	Morphologie dépendante de l'énergie et modèles de propagation des particules	175
	Méthode du profil radial	175
	Méthode de l'ajustement gaussien	176
	Modèles d'advection et de diffusion	178
7.3.4	Analyse spectrale résolue spatialement	179
	Modèle spatial découpé en anneaux	179
	Modèle spatial découpé en boîtes	180
7.3.5	Optimisation de la configuration du réseau Sud de CTA	181
7.4	Conclusion de cette étude	186
	Conclusion	189
	Bibliographie	204
	Liste des figures	209
	Liste des tableaux	210

INTRODUCTION

La nébuleuse du Crabe est la première nébuleuse à vent de pulsar ("pulsar wind nebula", PWN) à avoir été observée au XVIII^e siècle d'abord par John Bevis puis par Charles Messier. Au départ, il l'avait confondu avec la comète de Halley alors il en fit la première source de son "Catalogue des nébuleuses et amas d'étoiles". La brillante supernova à l'origine de son existence avait été vue en Chine en 1054. C'est au XX^e siècle en mesurant la vitesse d'expansion de la nébuleuse et avec la découverte des pulsars par Jocelyn Bell en 1967 que les recherches sur les nébuleuses ont réellement commencé. Celle du Crabe a été la première source connue au téraélectronvolt (TeV) : elle est aujourd'hui le site d'accélération de particules astrophysiques le mieux étudié en dehors du système solaire. Depuis, de nombreuses sources de cette nature ont été découvertes dans la Voie Lactée sur tout le spectre électromagnétique. Leurs spectres en énergie et leurs morphologies étendues très diverses mettent en avant l'exception du comportement de la nébuleuse du Crabe liée au pulsar le plus énergétique connu à ce jour.

Les PWNe sont de puissants accélérateurs d'électrons et de positrons qui rayonnent par interaction avec les champs de photons et magnétiques ambiants. Ses caractéristiques dépendent principalement de son environnement et du pulsar qui l'alimente. Au cours du temps, ce dernier injecte un flux continu mais décroissant de leptons qui sont confinés et transportés par advection dans le milieu. Les particules peuvent également se propager par diffusion au sein de la nébuleuse puis s'échapper dans le vestige de supernova ("supernova remnant", SNR) parent ou dans le milieu interstellaire ("interstellar medium", ISM). Ce dernier stade de l'évolution de la PWN crée un halo de pulsar qui produit une émission extrêmement large en rayons γ . Ce dernier a été identifié comme un nouvel objet astrophysique pour la première fois en 2017.

Le satellite Fermi avec son instrument LAT balaie tout le ciel de quelques centièmes à quelques centaines de gigaélectronvolt (GeV). Ses observations ont permis de détecter depuis son lancement en 2008 plus de 6000 sources. Les pulsars représentent la classe de sources identifiées majoritaire dans la Voie Lactée et peuvent probablement alimenter des PWNe. Le réseau de télescopes Cherenkov ("Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes", IACTs) H.E.S.S. au sol, quant à lui, est à l'origine du relevé du plan galactique le plus complet au TeV dont un tiers des objets sont des PWNe. Ces instruments ont été les principaux acteurs de la rapide découverte des sources en astronomie γ et ont permis des découvertes scientifiques majeures. Cependant, une grande proportion des sources détectées dans ce domaine sont de nature inconnue et nécessitent de meilleures performances. Le futur réseau d'IACTs CTA observera dans les deux hémisphères de la dizaine de GeV à la centaine de TeV avec un grand champ de vue, une sensibilité accrue et une résolution angulaire précise. Il pourra dévoiler un millier de sources dont la moitié de celles provenant de la galaxie seraient des PWNe ou des halos de pulsar.

La majorité des nébuleuses de pulsar fermement identifiées et brillantes en γ sont alimentées par des pulsars de moins de 30 000 ans. Peu de systèmes âgés ou en transition vers l'étape de relique ou de halo ont été détectés et modélisés. La compréhension de leurs propriétés physiques et des différents

stades d'évolution dans le temps permettrait de contraindre le transport des rayons cosmiques ("cosmic rays", CRs) énergétiques au sein de la Voie Lactée. Pour les analyser, des méthodes sophistiquées sont nécessaires car ils se trouvent en grande partie dans les régions du plan galactique qui comportent un grand nombre de sources imbriquées spatialement avec des émissions diffuses très brillantes. Des nouveaux outils pour la communauté de l'astronomie γ ont été développés et permettent de faire face à ces problématiques.

Le premier objectif de cette thèse est de résoudre des régions énigmatiques du plan galactique qui semblent mettre en avant plusieurs nébuleuses alimentées par des pulsars de puissances et d'âges très divers. Le deuxième objectif est d'évaluer les futures performances de l'instrument CTA et de ses outils d'analyse dans le cadre d'une source très étendue dont la morphologie varie avec l'énergie. Ce deuxième point a permis également d'optimiser la disposition des télescopes dans le réseau de l'hémisphère Sud de CTA.

La première partie de la thèse revient sur l'histoire des rayons cosmiques, ces particules chargées qui nous bombardent en permanence et ouvrent une nouvelle fenêtre sur la compréhension de l'univers. Nous abordons ici aussi leurs processus d'accélération efficaces et leurs mécanismes de production des photons γ . Ensuite, nous parlerons de l'avancée des techniques d'observation en astronomie γ pour arriver au ciel que l'on observe aujourd'hui. À ces très hautes énergies, il est principalement composé des PWNe et des objets qui lui sont associés. Enfin, nous expliquerons l'évolution des nébuleuses au sein de leur SNR qui sont alimentées par un pulsar et finissent leur vie en halo.

La deuxième partie développe les techniques de détection directe et indirecte des photons γ à travers le Fermi-LAT et H.E.S.S. qui fêtent respectivement leur anniversaire des 15 et 20 ans cette année. Cette partie se concentre ensuite sur l'explication de la reconstruction des données et de l'obtention de produits scientifiques pertinents pour l'étude des accélérateurs galactiques. En particulier, elle décrit l'analyse de sources étendues dans des régions complexes avec les nouveaux outils.

Dans la troisième partie, nous mettons en avant les résultats obtenus lors de la thèse. Nous présentons tout d'abord l'analyse de la région à la longitude $l=312^\circ$ du plan galactique sur quasiment quatre décades en énergie. Cette dernière montre des indices d'objets en transition car elle dévoile des émissions étendues variables en énergie s'étendant autour de cinq pulsars énergétiques d'âges variés. Cette première étude spectro-morphologique précise de la région nous permet de dévoiler notamment un nouveau vestige de supernova avec Fermi et un candidat nébuleuse de pulsar avec H.E.S.S.. Nous détaillons ensuite une nouvelle étude de l'émission dans la région de HESS J1813-178 avec les données H.E.S.S. pour lever l'ambiguïté de son origine. Cette source compacte avait été identifiée au TeV comme une PWN énergétique accélérant des leptons mais les observations au GeV ont dévoilé une source très étendue autour d'elle. Finalement, nous exposons une analyse spectro-morphologique très détaillée de la PWN emblématique HESS J1825-137 avec les données simulées de CTA. Cette source γ , très brillante et connue à ce jour comme la PWN la plus étendue, nous a permis d'écrire des scripts pour apprécier les performances du futur instrument et de ses outils d'analyse. L'obtention de la meilleure disposition des télescopes de CTA dans le réseau Sud pour la résolution spatiale de sources étendues sera également détaillée.

PREMIÈRE PARTIE

L'astronomie γ de haute énergie dans notre Galaxie

CHAPITRE 1

L'astronomie γ

Sommaire

1.1	Début des recherches : les rayons cosmiques	18
1.1.1	Histoire et caractéristiques du rayonnement cosmique	18
1.1.2	Mécanismes d'accélération des particules chargées à haute énergie	20
1.2	Le rayonnement γ	23
1.2.1	Mécanismes de production de photons γ	23
1.2.2	Les différentes sources d'émissions γ	27
1.3	Les gerbes atmosphériques	30
1.3.1	Cascades électromagnétiques	30
1.3.2	Cascades hadroniques et ses différences	32
1.3.3	La lumière Cherenkov	33
1.4	L'astronomie γ	34
1.4.1	Le développement des techniques de détection en astronomie γ	35
1.4.2	Les observations de la Voie lactée aujourd'hui à HE et VHE	37

L'astronomie γ est l'étude de l'univers dans les énergies les plus grandes du spectre électromagnétique. Le domaine d'énergie commence à 100 keV et la limite supérieure n'est pas strictement définie mais les photons détectés à ce jour atteignent le PeV [64]. Les rayons γ observés s'étendent sur 10 ordres de grandeurs ce qui constitue un intervalle presque aussi large que celui de toutes les autres longueurs d'onde de l'astronomie, de la radio aux rayons X (11 ordres de grandeurs). En général, on le divise en quatre catégories :

- 0.1 - 100 MeV, la basse énergie ("low-energy", LE)
- 0.1 - 100 GeV, la haute énergie ("high-energy", HE)
- 0.1 - 100 TeV, la très haute énergie ("very high-energy", VHE)
- au-dessus de 100 TeV, la ultra-haute énergie ("ultrahigh energy", UHE)

L'étude de l'univers en astronomie γ , de haute énergie et au-delà, ouvre une fenêtre du spectre électromagnétique cruciale et unique pour comprendre le spectre en énergie des rayons cosmiques. Ces particules chargées relativistes, que nous recevons en continue sur la Terre, peuvent atteindre des énergies de plus de 10^{20} eV et les questions sur leur origine et leur accélération restent en suspens. Par ailleurs, les analyses des rayons γ nous apportent des connaissances essentielles sur les propriétés physiques des objets astrophysiques galactiques et extragalactiques. Enfin, l'astronomie γ peut répondre à des problématiques de la physique fondamentale, comme la violation de Lorentz, et contribuer aux études cosmologiques.

Dans ce chapitre nous présentons d'abord les rayons cosmiques et leurs mécanismes d'accélération qui leur permettent d'atteindre des énergies extrêmes. Puis nous verrons comment ils rayonnent en γ et quelles sources astrophysiques peuvent en être à l'origine. Ensuite nous parlerons de la formation de gerbes atmosphériques lors de l'entrée des rayons γ ou des rayons cosmiques énergétiques dans l'atmosphère terrestre. Dans la même partie, nous donnerons un aperçu de l'évolution des techniques de détection à HE et VHE dans l'espace ou au sol. Finalement nous verrons quelles sources sont principalement détectées aujourd'hui dans notre ciel γ et notamment dans notre galaxie.

1.1 Début des recherches : les rayons cosmiques

1.1.1 Histoire et caractéristiques du rayonnement cosmique

Le rayonnement cosmique est constitué de particules et d'ions énergétiques qui diffusent dans le milieu interstellaire ("interstellar medium", ISM) et que nous recevons sur la Terre en permanence avec une densité en énergie de $\sim 1 \text{ eV cm}^{-3}$. Il est composé à environ 90% de protons, 9% de noyaux plus lourds (principalement d'hélium) et 1% d'électrons et d'un peu d'antimatière (positrons et anti-protons). Ce rayonnement a plusieurs origines : le système solaire, la Voie lactée et au-delà.

Bien que les aurores boréales, créées par ces particules, sont observées depuis toujours et étudiées depuis le XVII^{ème} siècle, ce n'est vraiment qu'en 1900 que les physiciens ont découvert que l'atmosphère terrestre était ionisée. C. T. R. Wilson pensait à l'époque que ce rayonnement ionisant provenait de la radioactivité de la terre, mais en 1912, en embarquant des détecteurs sur un ballon, Victor Hess mit en évidence le fait que jusqu'à 5300 m l'ionisation augmente avec l'altitude. D'autres tests furent effectués sans le Soleil (nuit/éclipse solaire) pour montrer que le rayonnement ne diminuait pas. Ainsi, ils montrèrent que l'origine principale n'est ni terrestre, ni solaire, mais bien cosmique [147]. Cette expérience marque alors le début de l'astrophysique des hautes énergies. Par ailleurs, R. Millikan pensait que ces particules étaient surtout des photons donnant le terme de "rayons cosmiques" ("cosmic rays", CRs) mais de 1928 à 1929 d'autres expériences permettent d'en déduire que les CRs sont des particules chargées (chambre à brouillard, déviation par le champ magnétique [76], etc...). Par la suite, les différentes découvertes sur le rayonnement cosmique mettent en lien la physique des particules et l'astrophysique et fait naître la physique des astroparticules : la recherche des sites d'accélération des CRs commence.

Au milieu des années 1950, des détecteurs sont développés pour mesurer le spectre en énergie du rayonnement cosmique. La Figure 1.1 montre qu'il a été complété par une multitude d'expériences car il s'étend de $\sim 10^8 \text{ eV}$ à plus de 10^{20} eV sur 32 ordres de grandeur en flux. En dessous du GeV, le spectre des rayons cosmiques n'est pas décrit par une loi de puissance ("power law", PL)¹, c'est à dire $dN/dE \propto E^{-\Gamma}$ avec dN/dE le flux différentiel, E l'énergie et Γ l'indice spectral, en raison de la modulation solaire. Ces particules du système solaire sont composées principalement d'éléments stables (à droite de la Figure 1.1). Au-dessus, l'origine des CRs est plus lointaine et la distribution spectrale suit globalement une loi de puissance qui ne varie que légèrement à trois endroits. Le premier indice observé est de 2.7 jusqu'à $\sim 4 \times 10^{15} \text{ eV}$. Cette énergie est nommée le *genou* ("knee"). C'est la première variation du spectre donnant un indice plus "mou" de 3.1 (plus grand en valeur absolue). Une deuxième variation à $\sim 4 \times 10^{17} \text{ eV}$, le *deuxième genou* [48], fait tomber l'indice à 3.3. Enfin une troisième variation a lieu au niveau de la *cheville* ("ankle"), à $3 \times 10^{18} \text{ eV}$, qui rend l'indice plus "dur" (plus petit en valeur absolue) et vaut à nouveau 2.7. Finalement aux plus hautes énergies, le flux de CRs chute brutalement en loi de puissance avec une coupure exponentielle à $5 \times 10^{19} \text{ eV}$, appelée la *coupure GZK* [1].

1. Le modèle spectral de la PL est défini exactement comme suit : $\frac{dN}{dE} = N_0 \cdot \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\Gamma}$ (cf. Chapitre 4)

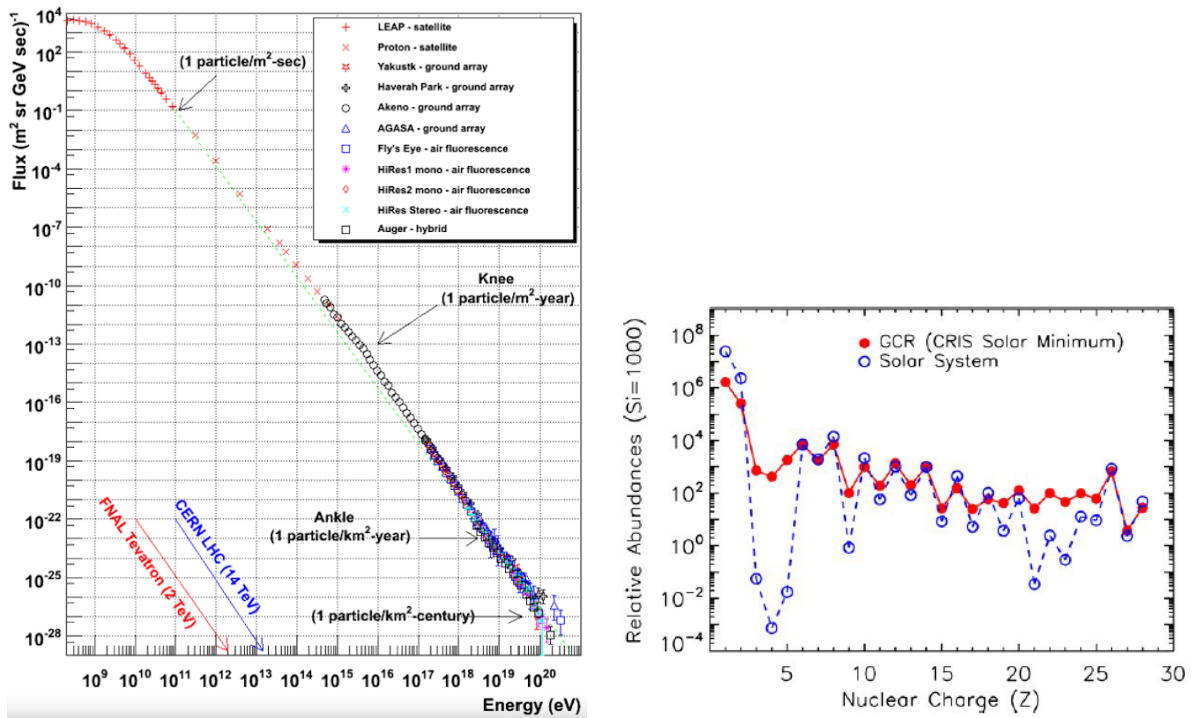


FIGURE 1.1 – *Gauche* : Spectre des rayons cosmiques de diverses expériences extrait de [139]. *Droite* : Composition des CRs du système solaire (rouge) et galactiques (bleu) extrait de [122].

La forme du spectre du rayonnement cosmique sur toute la bande d'énergie a diverses origines encore en discussion car les sites d'accélération des particules sont difficiles à identifier précisément, notamment entre 10^{15} et 10^{18} eV. Cependant, on peut voir deux tendances principales liées à leur rayon de giration qui dépend de l'énergie des CRs et du champ magnétique ambiant. Les CRs en-dessous du *genou* et au-delà de la *cheville* sont clairement identifiés comme respectivement galactiques et extragalactiques. Ces derniers ont un rayon de giration trop grand pour être confinés au sein du disque de la Voie lactée.

En-dessous de 10^{15} eV, la distribution spatiale des CRs est isotrope, excepté si le champ magnétique subit des turbulences locales ou si des sources de CRs sont particulièrement proches. Les CRs de basses énergies sont soumis pendant leur propagation au champ magnétique qui est assez faible, de l'ordre de 10^{-10} T (soit 1 μ G), mais dont les irrégularités provoquent de nombreux changements de direction de propagation. On ne peut donc pas retracer leur trajectoire et remonter directement à leurs sources. De $\sim 10^{15}$ à 10^{17} eV, on observe une abondance de noyaux plus lourds et une diminution de protons et d'hélium [239], ainsi qu'un changement d'indice. Or l'énergie maximale d'accélération d'une particule est proportionnelle à son nombre atomique Z . Ainsi, le *genou* serait lié à l'énergie maximale des protons, tandis que le *deuxième genou* serait lié à celle des noyaux plus lourds, en particulier le Fer. La différence entre la composition du rayonnement cosmique et la composition du système solaire, Figure 1.1, s'explique par un phénomène de spallation des noyaux lourds donnant des noyaux légers tels que le béryllium, le lithium et le bore. Inversement à plus de 10^{18} eV, la composition des CRs extragalactiques n'est pas bien connue et leur distribution spatiale est significativement anisotrope. La structure du flux de ces CRs est dipolaire suivant les lignes de champs magnétiques galactiques qu'ils traversent [238] [2]. Finalement, la perte brutale d'énergie de la *coupure GZK* [128] est induite par les interactions de protons ou de noyaux lourds avec le fond diffus cosmologique ("Cosmic Microwave Background", CMB). Le CMB est un rayonnement présent dans

tout l'Univers et dont le pic d'émission se situe dans le domaine des micro-ondes. Les interactions des CRs avec le CMB leur font perdre de l'énergie et limitent leur libre parcours moyen. Pour les protons, ce dernier est de $\sim 50 - 100$ Mpc [33]. Les CRs de plus de 10^{20} eV ne sont alors pas observés aux très larges échelles de distance.

Dans notre galaxie, on pense aujourd'hui que le rayonnement cosmique provient des poussières de l'ISM et qu'il est accéléré jusqu'à la *cheville* notamment dans les superbulles alimentées par des vents stellaires et des restes de supernova ("Supernova remnants", SNRs) [233]. Les nébuleuses à vent de pulsar ("pulsar wind nebulae", PWNe) sont aussi des accélérateurs très efficaces, en particulier de leptons. Néanmoins, les CRs galactiques pourraient aussi être accélérés seulement jusqu'au *deuxième genou*. Ceci nécessiterait des scénarios plus délicats comme la fin de la composante galactique exactement où la composante extragalactique commence [117]. À l'échelle extragalactique l'origine des CRs est encore plus mystérieuse et les candidats sont variés, de la naissance d'objets compacts, à des explosions liées à des sursauts γ [183] ou à des événements dans des galaxies actives [164]. Les questions liées à la composition, à l'énergie maximale et à la provenance des CRs constituent encore des vastes sujets de recherche en astronomie γ . La compréhension plus approfondie du rayonnement cosmique galactique notamment nous permettrait des modélisations plus précises de la Voie lactée et de mieux appréhender les objets astrophysiques qui la composent.

Pour répondre à la problématique de l'origine des CRs, il faut remonter à leurs sites d'accélération. L'ensemble du spectre en loi de puissance semble être décrit par un processus commun puisque les noyaux les plus répandus des CRs ont des indices spectraux proches. Dans la partie 1.1.2, nous allons décrire un mécanisme d'accélération de particules à haute énergie cohérent avec les contraintes liées aux CRs. On retrouve ce dernier dans les objets astrophysiques, tels que les SNRs et les PWNe, que nous avons analysés au cours de cette thèse et que nous décrirons au chapitre 2.

1.1.2 Mécanismes d'accélération des particules chargées à haute énergie

Accélération de Fermi : second et premier ordre

Enrico Fermi s'est penché sur la problématique de l'accélération des CRs et a proposé un mécanisme en 1949 [110]. Sa théorie décrit un ISM homogène avec une densité moyenne de 1 cm^{-3} dont environ 5% des régions ont une densité beaucoup plus élevée ($10 - 100 \text{ cm}^{-3}$), appelées "nuages", et qui alternent avec des régions plus diluées (0.1 cm^{-3}). Le milieu entre les nuages est composé majoritairement de protons car la lumière des étoiles ionise les hydrogènes environnant. De plus, les nuages se déplacent aléatoirement dans l'ISM induisant un mouvement d'ensemble. Cette énergie cinétique va être transformée en énergie magnétique (ondes d'Alfvén) donnant un champ magnétique de l'ordre du μG . La propagation des particules dans la galaxie suit ces lignes de champ.

L'idée générale du mécanisme d'accélération est qu'un proton de haute énergie de l'ISM, qui se propage en spiralant autour des lignes de champ, va rencontrer un nuage très dense avec un champ magnétique (nuage moléculaire par exemple). Les inhomogénéités du nuage vont jouer un rôle de miroir et vont diffuser le proton. Le mécanisme est illustré à gauche de la Figure 1.2. Lorsque la collision entre le nuage et le proton est frontale, il gagne toujours de l'énergie, inversement le résultat dépend des vitesses relatives entre la particule et le nuage. Statistiquement, il rencontre davantage de nuages qu'il n'en rattrape, donc en moyenne le proton gagne de l'énergie.

Le gain d'énergie peut être calculé avec deux changements de référentiel. Dans celui du nuage, la direction de la quantité de mouvement varie mais l'énergie de la particule E est constante. Dans le référentiel galactique, en considérant les deux types de collisions en fonction de leur dépendance aux vitesses relatives, on observe un gain d'énergie pour une collision :

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4}{3} \beta^2$$

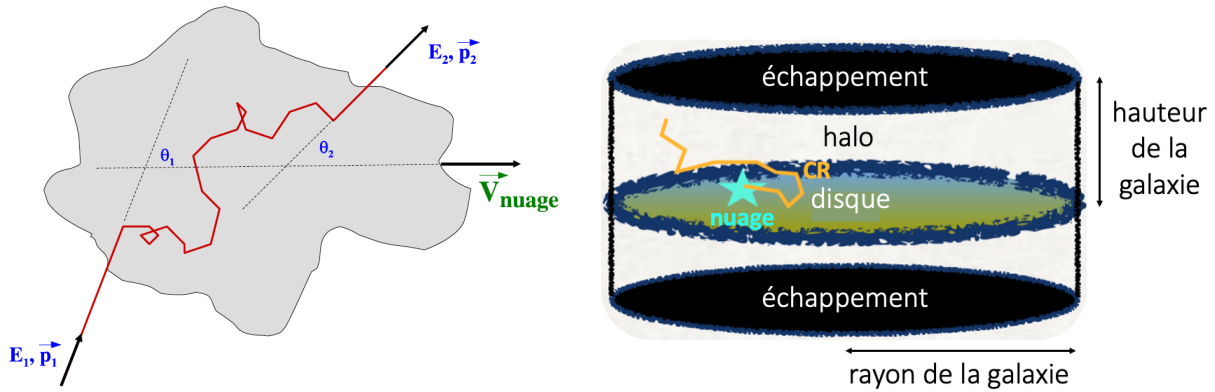


FIGURE 1.2 – *Gauche* : Schéma de l'accélération de Fermi du second ordre pour une collision, extrait de [201]. *Droite* : Schéma de l'échappement de la galaxie des CRs.

avec $\beta = \frac{v}{c}$ où v est la vitesse du nuage et c celle de la lumière. Le nom d'accélération de Fermi du second ordre provient de la dépendance en β^2 .

La nature stochastique de ce mécanisme reproduit très bien une loi de puissance. Cette forme spectrale se retrouve en supposant que les particules sont injectées en continue avec un taux \dot{N}_0 et avec une énergie initiale E_0 . Elles sont ensuite accélérées dans les régions denses de l'ISM, rencontrées par hasard, et leurs énergies se multiplient à chaque passage tant qu'elles ne s'échappent pas de la galaxie (schéma à droite de la Figure 1.2). Leur temps d'accélération est défini par τ_{acc} et d'échappement par τ_{esc} . Le spectre différentiel en énergie s'écrit, avec L la distance entre deux régions denses sur une ligne de champ :

$$N(E) = \frac{\dot{N}_0 \tau_{acc}}{E_0} \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-x}; \quad x = 1 + \frac{\tau_{acc}}{\tau_{esc}} \quad \text{and} \quad \tau_{acc} \equiv \frac{3}{2} \frac{L}{c} \beta^{-2}$$

Cependant, le modèle ne permet pas d'expliquer l'origine du rayonnement cosmique pour trois raisons. Premièrement, un problème d'injection des CRs force les particules à avoir une importante énergie initiale, de 200 MeV pour les protons qui constituent le spectre aux basses énergies et davantage pour les noyaux lourds. La fréquence des collisions doit être très élevée pour compenser les pertes d'énergie par interactions Coulombiennes des ions injectés de basse énergie. Deuxièmement, le temps nécessaire pour accélérer les particules est déraisonnable. Sachant que les nuages interstellaires ont une vitesse d'environ 10 km s^{-1} ($\beta \sim 10^{-4}$), le gain d'énergie par collision est de l'ordre de 10^{-8} . Ensuite, supposant une distance typique de 1 parsec (pc) entre les nuages, le temps nécessaire pour doubler l'énergie est bien plus grand que la limite supérieure d'âge des CRs d'environ 3×10^6 ans [54]. Ce modèle ne leur permet donc pas d'atteindre les énergies extrêmes observées. Troisièmement, ce mécanisme n'est pas universel car le spectre est une fonction des temps d'accélération et d'échappement qui dépendent de critères variables partout dans la galaxie : fréquence des nuages, leur vitesse et leur taille. Ce modèle ne reproduit donc pas un spectre commun à tout le rayonnement cosmique galactique.

Fermi a repensé en 1954 sa théorie [111] pour obtenir une accélération plus efficace et plus générale. Il propose que les particules puissent être confinées entre deux régions d'accélération impliquant une variation de leur énergie bien plus rapide. En étant prises au piège, les particules subissent surtout des collisions frontales et leur gain en énergie est désormais proportionnel à β . C'est le mécanisme d'accélération de Fermi du premier ordre. Ces deux articles posent les bases de l'accélération de particules chargées à haute énergie dans l'ISM.

Accélération diffuse par onde de choc

Une puissante accélération est donc possible dans l'ISM de la galaxie pour les particules chargées de haute énergie qui diffusent à répétition sur ce que l'on suppose être des nuages magnétisés en mouvement. Dans les années 1970, cette théorie s'est développée grâce à de nombreux physiciens (par exemple [46] [56]) qui ont relié les mécanismes d'accélération de Fermi et les ondes de choc dans les SNRs. L'idée est apparue que ces nuages sont en réalité des ondes de choc non-collisionnelles. Ces dernières sont définies par le nombre de Mach : $M = \frac{v_s}{c_s}$, avec v_s la vitesse de l'onde de choc et c_s celle du milieu, et sont appelées ainsi lorsque $M > 1$. Au niveau du choc, les paramètres physiques du milieu tels que la température, la pression et la densité changent soudainement. Le saut de densité est appelé facteur de compression et noté r . Par conséquent, les particules, dont le rayon de giration est bien plus grand que l'épaisseur du front d'onde, voient une discontinuité du milieu. Elles vont être réfléchies de manière répétitive en aval ("downstream") et en amont ("upstream") du choc par les instabilités magnétiques (ondes d'Alfvén) créées autour. Ces ondes magnétohydrodynamiques sont présentes de part et d'autre du choc mais bien plus importantes en aval où l'ISM est hautement choqué. De cette manière, les particules sont confinées au niveau de l'onde et ne voient que des collisions frontales donc gagnent progressivement de l'énergie à chaque traversée du choc. Le gain d'énergie pour un cycle amont - aval - amont est proportionnel à la vitesse relative Δv :

$$\langle \frac{\Delta E}{E} \rangle = \frac{4}{3} \frac{r-1}{r} \beta_{choc} ; \beta_{choc} = \frac{\Delta v}{c}$$

Ce mécanisme est appelé "accélération diffuse par onde de choc" ("Diffusive Shock Acceleration", DSA). Par ailleurs, la nature chargée des particules génère un courant qui amplifie le champ magnétique et rend le mécanisme plus efficace [47].

Dans le mécanisme DSA, les temps d'accélération et d'échappement sont tous deux dépendants de l'énergie (plus courts lorsque la particule est énergétique) et donc le rapport $\frac{\tau_{acc}}{\tau_{esc}}$ est constant. Ceci permet d'obtenir un spectre en loi de puissance :

$$N(E) = (x-1) \frac{N_0}{E_0} \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-x} ; x = \frac{r+2}{r-1}$$

En considérant un gaz monoatomique, $r \approx 4$, on obtient des particules accélérées en E^{-2} . De plus, la propagation des CRs dans la galaxie se fait avec un coefficient de diffusion $d(E) \propto E^\delta$ et fonction de l'énergie. On retrouve alors un spectre des CRs en $E^{-x-\delta}$. Finalement, l'échappement des particules commence lorsque la vitesse du choc diminue fortement de sorte que les particules ne sont plus confinées. Cela se produit dans les SNRs lorsqu'elles s'estompent dans l'ISM.

Par la suite, des études ont montré que la performance du mécanisme DSA implique un phénomène de rétroaction [99]. Autrement dit, les particules jouent un rôle dans leur propre accélération. Leur présence en amont du choc fait office de "précurseur" et exerce une pression qui ralentit le milieu. La Figure 1.3 illustre le mécanisme DSA et la modification de la dynamique du choc par la présence de particules. À gauche, r est équivalent pour toutes les énergies. À droite, les particules de haute énergie défléchissent plus loin du choc que celles de basse énergie. La vitesse relative des milieux en aval et en amont est plus grande donc ils ressentent un facteur de compression plus élevé. Le gain d'énergie est par conséquent plus important pour les particules très énergétiques. L'effet de rétroaction avec un "précurseur" induit alors une non-linéarité (détaillée dans [196]) et donc un indice spectral dépendant de l'énergie [34]. Le spectre fait désormais apparaître une courbure.

Ce mécanisme théorique permet de décrire correctement les objets galactiques tels que les SNRs et les PWNe. Lorsqu'ils s'échappent de ces sites d'accélération, les CRs sont énormément déviés par les irrégularités magnétiques dans la galaxie. Leur accélération va produire des rayonnements γ qui permettent de remonter directement à leurs sources mais qui sont responsables de la limitation de leur énergie maximale.

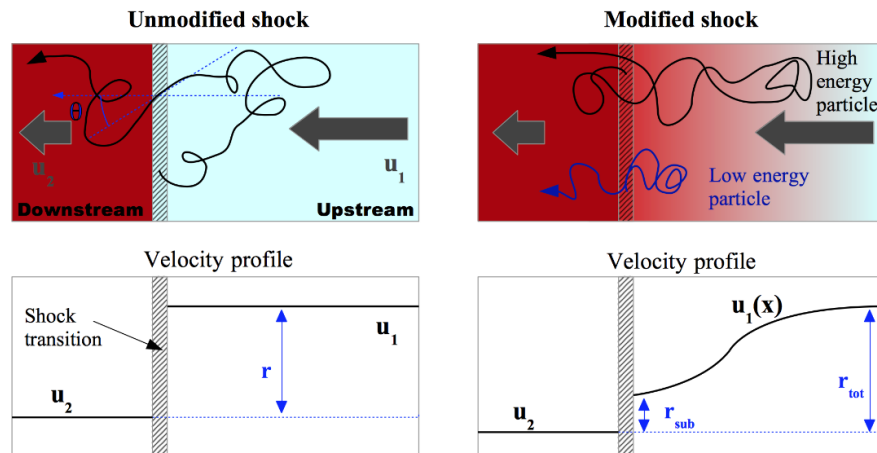


FIGURE 1.3 – Schémas et profils de vitesse du mécanisme DSA extraits de [196]. À droite avec un "précurseur" et à gauche sans.

1.2 Le rayonnement γ

Les particules chargées accélérées émettent dans une large bande de longueurs d'onde et notamment en γ qui sont la manifestation de ces accélérations. Ces processus radiatifs non thermiques, c'est à dire pas produits par des systèmes à l'équilibre thermodynamique, naissent de l'interaction des particules avec leur environnement. Les particules chargées rencontrent des champs électromagnétiques, des champs de photons (visible ou infrarouge), ou de la matière de l'ISM, qui leur font perdre de l'énergie et émettre des photons γ . Ces photons vont ensuite voyager en ligne droite jusqu'à la Terre et leur détection nous mène directement aux sources de particules de HE et VHE. Leur analyse nous procurent ensuite des informations capitales sur les mécanismes physiques en jeu, la nature des particules accélérées et les énergies maximales atteintes.

Nous allons expliquer les quatre mécanismes de production de photons γ observés en astrophysique qui se trouvent de manière plus détaillés dans ces publications [223] et [43] : rayonnement synchrotron, diffusion Compton inverse, rayonnement de freinage continu et désintégration de pions neutres. Les trois premiers sont des processus radiatifs non-thermiques concernant surtout les électrons et les positrons et ainsi appelés processus leptoniques. Ils sont négligeables pour les protons (et les noyaux plus lourds) dont la masse est 2000 fois supérieure. Le dernier quant à lui n'existe que pour les ions et est appelé processus hadronique. Ce phénomène est essentiel dans la question de l'origine des CRs car ils sont principalement composés de protons, mais sa détection est limitée car il demande la présence d'un milieu assez dense. Nous allons ensuite comparer ces rayonnements γ et enfin présenter leurs différentes sources.

1.2.1 Mécanismes de production de photons γ

Le rayonnement synchrotron

Le rayonnement synchrotron, ou rayonnement de courbure, a été découvert par le technicien Floyd Haber en 1947 dans un accélérateur circulaire à électrons avec un tube à vide transparent faisant apparaître l'émission [104]. Aujourd'hui c'est un phénomène largement connu en astrophysique car beaucoup d'objets font intervenir des champs magnétiques puissants, tels que les magnétosphères des pulsars, leur PWNe, les SNRs ou les noyaux actifs de galaxie ("Active galactic nucleus", AGNs).

En effet, cette émission se produit lorsque une particule chargée est accélérée, perpendiculairement à la direction de son mouvement hélicoïdale autour d'une ligne de champ magnétique, par ce même champ. Le mécanisme est décrit par la force de Lorentz et les équations de Maxwell.

Dans les accélérateurs galactiques étudiés, on considère le cas le plus répandu, c'est à dire des électrons (ou positrons) à des vitesses relativistes : $v_e \sim c$, v_e est la vitesse de l'électron et c celle de la lumière. Ainsi, la déviation de la trajectoire de l'électron par le champ magnétique produit des photons dans un cône tangent à cette trajectoire dont l'ouverture est proportionnelle à $1/\gamma_e = \sqrt{1 - (v_e/c)^2}$, avec γ_e le facteur de Lorentz de l'électron. Donc plus la particule est rapide et plus l'ouverture est restreinte. Le principe est illustré à la Figure 1.4.

La puissance du rayonnement synchrotron est $P_{sync} \propto \gamma_e^2 B^2$ avec B l'amplitude du champ magnétique. L'accélération des électrons est donc limitée à haute énergie (lorsque le champ est intense) et le temps caractéristique du refroidissement par pertes synchrotron τ_{sync} est court car il est proportionnel à $\tau_{sync} \propto E_e^{-1} B^{-2}$. Par exemple, un électron d'une grande énergie $E_e \sim 50$ TeV dans un champ $B = 20$ μ G, donne un photon de $E_\gamma \sim 1$ keV et a un temps de refroidissement rapide d'environ 600 ans. La détection du rayonnement synchrotron a tout de même permis de prouver l'accélération des électrons jusqu'à quelques centaines de TeV au sein du vestige de supernova SN 1006 [165]. Par ailleurs, la perte de leur quantité de mouvement se fait en sens inverse à leur direction car la distribution angulaire de l'émission est restreinte au cône. Cela conserve la direction et l'angle d'inclinaison des trajectoires des électrons.

Finalement, le rayonnement est reconnaissable par sa polarisation (longitudinalement et elliptiquement) et son spectre est une PL d'indice variable $\frac{p+1}{2}$ où p est l'indice de la PL suivie par la distribution des électrons accélérés. Ce rayonnement est important en astronomie car il s'étend des ondes radio au début des rayons γ . Cependant, le spectre de l'émission observée est coupé en optique car elle est noyée dans le bain de lumière stellaire et de lumière infrarouge due à l'absorption par les poussières de l'ISM.

La diffusion Compton inverse

La diffusion Compton inverse provient d'un changement de repère de l'effet Compton découvert en 1923 par le physicien Arthur Holly Compton [79]. Ce processus radiatif intervient lors de collisions d'électrons (ou de positrons) de haute énergie sur un champ de photons de basse énergie. Ces derniers sont désormais d'énergie γ car les électrons leur ont transféré leur énergie cinétique. Un schéma illustre cette diffusion à la Figure 1.4. On peut noter que c'est le phénomène le plus fréquemment observé en astronomie γ car les champs de photons ambiants sont largement présents. Le CMB l'est par définition, ainsi que la lumière optique des étoiles voisines et infrarouge des grains de poussière, notamment dans les régions du plan galactique. En particulier, les SNRs et les PWNe peuvent rayonner avec une grande intensité par ce processus à tous leurs stades d'évolution.

La diffusion Compton inverse est décrite par deux régimes distincts, dans le référentiel du centre de masse, en fonction de l'énergie du photon E_{ph} du champ électromagnétique par rapport à l'énergie de masse de l'électron. Alors la quantité d'énergie transmise au photon sera différente, et l'indice de la PL suivie par le spectre de l'émission aussi. On note toujours p l'indice de la population d'électrons distribuée en PL et m_e la masse de l'électron :

- Si $E_{ph} \ll 2m_e c^2$, c'est le régime de Thomson. Dans ce cas, l'électron ne transmet qu'une petite partie de son énergie et $E_\gamma \leq 4\gamma^2 E_{ph}$, avec γ le facteur de Lorentz et E_γ l'énergie du photon finale. Pour de la diffusion Compton avec un photon du CMB, l'énergie de l'électron initiale est définie par rapport à l'énergie du photon γ au TeV comme : $E_e = (18 \text{ TeV}) E_{TeV}^{1/2}$ [87]. Le spectre a un indice de $\frac{p+1}{2}$ (comme le synchrotron).
- Si $E_{ph} \gg 2m_e c^2$, c'est le régime de Klein - Nishina (KN). Dans ce cas, l'électron transmet la

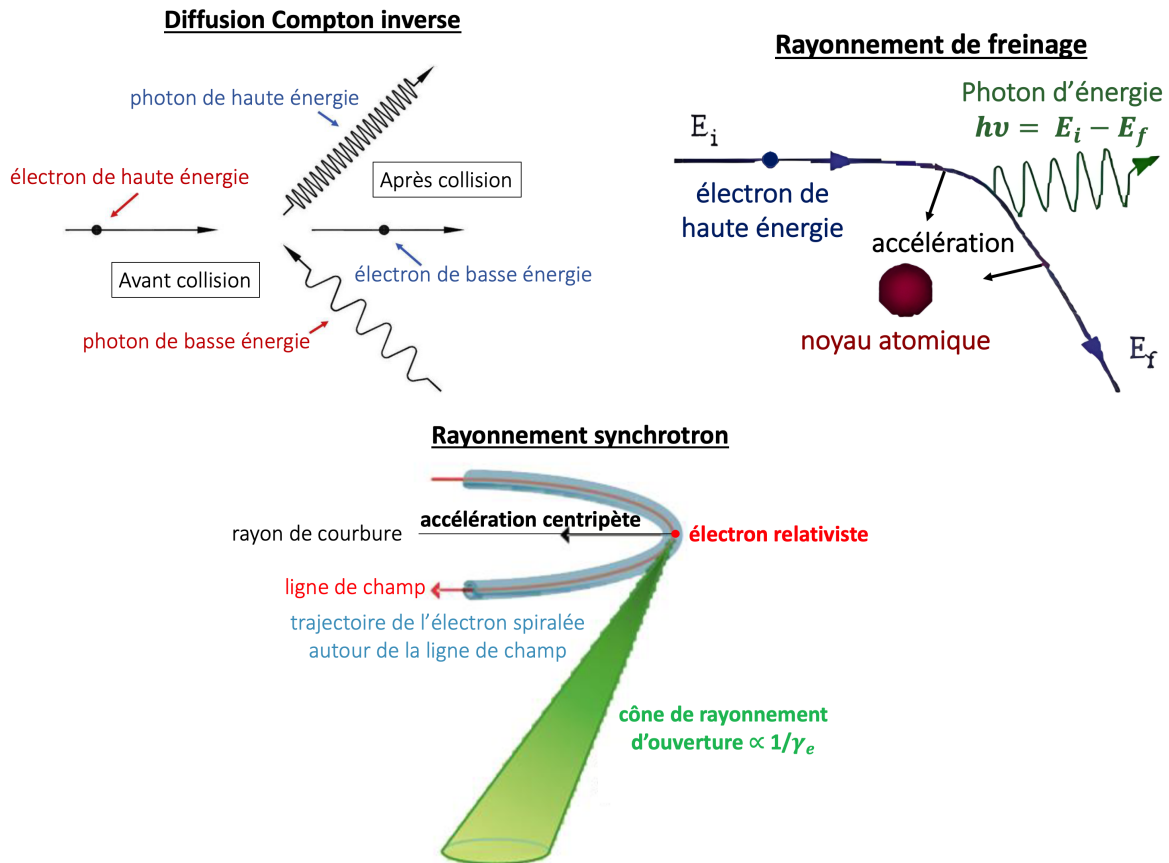


FIGURE 1.4 – Schémas des trois processus radiatifs leptoniques.

quasi-totalité de son énergie et $E_\gamma \leq \gamma$. Le spectre a un indice de $p + 1$. De plus, ce régime est caractérisé par une diminution de la section efficace d'interaction, créant une coupure exponentielle dans le spectre à VHE et limitant l'énergie maximale des photons γ à quelques centaines de TeV.

L'efficacité de transfert de l'énergie dépend donc de l'énergie du photon mais aussi de l'angle entre les impulsions des particules initiales. Par ailleurs, le temps de refroidissement du rayonnement par diffusion Compton inverse est proportionnel à $\tau_{IC} \propto E_e^{-1} w_0^{-1}$ avec w_0 la densité d'énergie des champs de photons et magnétiques ambiants.

Le rayonnement de freinage

Le rayonnement de freinage (ou "Bremsstrahlung" en allemand) a été découvert par l'ingénieur Nikola Tesla pendant ces recherches sur la haute fréquence entre 1888 et 1897 [41]. Cette émission a lieu quand une particule chargée interagit avec le champ électromagnétique d'un noyau d'atome. Dans les cas astrophysiques, les particules sont principalement des électrons ou des positrons relativistes qui rencontrent des champs Coulombiens formés par des gaz ionisés de l'ISM. Les leptons proviennent par exemple des pulsars, de leur magnétosphère à leur nébuleuse, ou de supernovae d'étoiles massives. Ce phénomène est présenté à la Figure 1.4.

La décélération de l'électron dans ce processus est quantifiée par des paliers très proches qui produisent un spectre d'émission que l'on peut considérer continu. L'indice spectral de la PL de la population de leptons est le même que celui des photons et le rayonnement s'étend sur une large

bande de longueur d'onde : des rayons X durs (~ 10 keV) aux rayons γ de HE (quelques centaines de GeV).

Au cours du processus, plus la vitesse de l'électron diminue, plus il perd d'énergie et plus l'émission est intense car plus la particule chargée est réceptive à l'action du champ électrique sur elle. Les pertes radiatives seront proportionnelles à l'énergie de l'électron E_e et donnent des photons d'une énergie E_γ équivalente à E_e : $E_e \sim 3E_\gamma$. Par ailleurs, le rayonnement de freinage est d'autant plus lumineux que le milieu est dense et ionisé car la probabilité d'interaction entre charge et champ électrique fort augmente. Le temps caractéristique du refroidissement par pertes Bremsstrahlung est d'ailleurs inversement proportionnel à la densité du milieu. Dans l'ISM, le processus domine au-delà de 350 MeV (avant les pertes par ionisation sont très importantes) jusqu'à 10 GeV. Ensuite, les autres mécanismes d'émission l'emportent. Cependant, selon le milieu, le Bremsstrahlung peut être non négligeable devant l'inverse Compton.

La désintégration de pions neutres

La désintégration de pions neutres a permis la découverte de ce pion, notée π^0 , en 1950 au cyclotron de Berkeley grâce aux photons γ et aux leptons produits [55]. Avant leur désintégration, les π^0 proviennent en particulier de spallations² provoquées par les collisions inélastiques entre des protons ou des noyaux atomiques relativistes. La section efficace de production d'un pion par interaction proton - proton augmente logarithmiquement avec l'énergie du proton incident au-dessus de son seuil à 280 MeV. Les trois types de pions, deux chargés et un neutre, peuvent être produits dans ces réactions nucléaires à haute énergie. Cependant, les pions chargés se désintègrent en neutrinos et muons qui ensuite donnent des paires de leptons qui rayonnent avec le processus synchrotron, mais si faible qu'on le détecte à peine avec les instruments en rayons X. En astronomie γ , on s'intéresse surtout au processus avec les π^0 qui se désintègrent quasiment instantanément (durée de vie $\sim 10^{-16}$ s) en deux photons γ avec une probabilité de $\sim 99\%$, ou en paire de leptons (électron/positron, noté e^-/e^+) et en un photon γ avec une probabilité de $\sim 1\%$. Les deux photons γ produits ont chacun une énergie de ~ 67.5 MeV/ c^2 dans le référentiel du pion d'énergie de masse ~ 135 MeV/ c^2 .

Dans un contexte astrophysique, on observe ce processus lors de rencontres entre CRs très énergétiques et nuage moléculaire de l'ISM (composés surtout d'hydrogène et d'hélium). Ce phénomène est largement répandu dans la Voie lactée et est responsable d'une émission diffuse galactique que l'on détecte avec les instruments en γ en-dessous du TeV notamment (cf. Partie 1.2.2). Il est aussi visible dans des objets suspectés d'être des accélérateurs de CRs comme les superbulles et les SNRs. C'est l'unique rayonnement apportant des réponses à l'accélération des protons, qui composent 90% des CRs, mais ne s'observe qu'en présence d'un milieu d'une densité n_0 suffisamment élevée pour que les protons interagissent entre eux. Le temps caractéristique par pertes en désintégration de π^0 est d'ailleurs proportionnel à n_0^{-1} . Mais en général ces pertes sont négligeables car pour une densité supposée à 1 cm $^{-3}$ comme dans l'ISM, le temps de refroidissement est de 10^8 ans, supérieur à la durée de vie des SNRs ($< 10^6$ ans).

Le spectre en $E^2 dN/dE$ observé du rayonnement par désintégration de π^0 est très caractéristique avec une augmentation drastique du flux de photons au-delà de ~ 70 MeV et une bosse autour de ~ 100 MeV. L'observation de cette forme spectrale d'une source γ est une mise en évidence claire de son accélération de protons. On peut finalement en déduire le spectre des protons qui a le même indice que celui des photons γ . Les énergies qu'ils atteignent sont en général 10 fois plus grandes que celles des rayons γ observés.

2. Réactions nucléaires divisant des noyaux atomiques en particules plus légères.

Résumé des différents processus de rayonnement

Il n'est pas facile de résumer précisément le domaine de prédominance de chacun de ces processus car ils sont très dépendant de l'environnement dans lequel ils se produisent, comme on peut le voir par les différentes courbes des rayonnements synchrotron et Compton inverse de la Figure 1.5. De manière générale, on peut se placer dans l'ISM où le champ magnétique est souvent de quelques μG , la densité atomique est de $\sim 1 \text{ cm}^{-3}$ et le champ de photons le plus fréquent est le CMB. Le rayonnement de freinage domine de quelques centaines de MeV jusqu'à la dizaine de GeV. Au-delà et notamment au niveau du TeV, les processus synchrotron et diffusion Compton inverse l'emportent. Cependant, le synchrotron nécessite un champ magnétique très élevé pour être vu en γ et les photons de ces deux rayonnements peuvent se faire absorber dans un milieu très dense, de l'ordre de 100 cm^{-3} . Au contraire, en présence de ce milieu dense et en fonction du rapport du nombre d'électrons sur le nombre de proton (e/p), le rayonnement de freinage et/ou la désintégration de π^0 peuvent devenir dominants.

Les spectres de ces rayonnements, illustrés à gauche de la Figure 1.5, permettent de remonter aux mécanismes d'accélération des particules : Ces particules sont-elles des leptons ou des hadrons ? Quelles sont les intensités du champ magnétique ou électrique ? Quelle est la densité du milieu ? Quelles sont les énergies maximales atteintes ? Etc...L'analyse de données des sources γ nous permettent finalement d'en déduire les classes de sources et de contraindre les modèles d'évolution spectro-morphologiques des objets astrophysiques dans leur environnement. Au cours de cette thèse nous nous sommes notamment intéressés aux PWNe évoluées qui rayonnent aux HE et VHE par diffusion Compton inverse, semblablement au graphe à droite de la Figure 1.5.

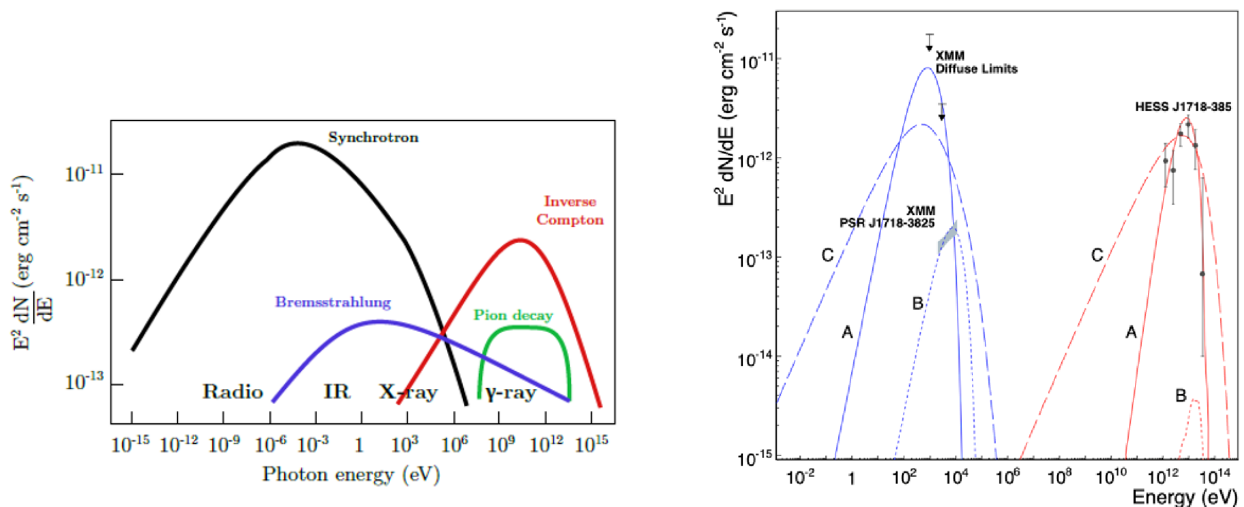


FIGURE 1.5 – *Gauche* : Schéma des profils des 4 processus de rayonnement décrits ci-dessus, de [158]. *Droite* : Spectres calculés de [151], avec des modèles d'émissions synchrotron (bleu) et inverse Compton (rouge) en fonction du milieu de la PWN évoluée HESS J1718-385 pour : a) un électron de 70 TeV injecté sur 10^4 ans avec $B = 5 \mu\text{G}$; b) un électron de 70 TeV injecté sur 8 ans avec $B = 20 \mu\text{G}$; c) une distribution d'électrons avec une énergie de coupure à 100 TeV avec $B = 5 \mu\text{G}$.

1.2.2 Les différentes sources d'émissions γ

Ils existent une multitude de sources γ avec des caractéristiques différentes : leur type de rayonnement et leur intensité; leur variabilité; leur morphologie ponctuelle, étendue ou diffuse (sur des

très grandes région ou sur tout le ciel); et active si elles sont le site d'accélération ou passive si elles reçoivent des particules accélérées. Ces caractéristiques sont témoins de propriétés physiques propres à des classes d'objets astrophysiques de diverses natures. Cette partie tente de donner une vue d'ensemble des sources les plus courantes de l'astronomie γ mais ne cherche pas à être exhaustive. Elles seront présentées des plus proches aux plus éloignées de nous. Au chapitre 2, les objets astrophysiques étudiés au cours de cette thèse (les PWNe et leurs objets associés : pulsars, SNRs et halos) seront expliqués avec une plus grande attention.

Les sources du système solaire

La Terre est une source passive qui reçoit des CRs dans son atmosphère et l'interaction proton - proton suivie de la désintégration de π^0 produisent des photons γ [190]. La Lune est également une source passive avec le même phénomène qui se produit à sa surface [17]. Enfin le Soleil est la plus importante des sources du système solaire. C'est une source active car ses sursauts d'activités donnent des vents solaires qui accélèrent des particules rayonnant par Bremsstrahlung ou désintégration de π^0 . Mais aussi une source passive car il y a des interactions entre les CRs et les hadrons de son atmosphère et car les électrons relativistes font de la diffusion Compton inverse sur les photons solaires [6].

Les sources galactiques

Les sources des émissions galactiques sont celles de nos objets d'étude et sont les plus lumineuses du ciel en γ . Le rémanent de supernova est une classe de sources actives à HE (\sim GeV) et à VHE (\sim TeV), dans les plus répandues de celles que nous avons identifiées à ce jour. Cet objet se forme à la mort d'une étoile massive lorsqu'elle explose en supernova gravitationnelle ou lorsqu'une naine blanche³ explose en supernova thermonucléaire après avoir accréte trop de matière [246]. Chaque type de supernovae éjecte violemment la matière (couches extérieures de l'étoile ou naine blanche) qui s'étend dans l'ISM à des vitesses supersoniques. L'onde de choc créée est le SNR [246]. Au niveau du choc, les particules sont accélérées et émettent des γ dont le type de rayonnement (synchrotron, inverse Compton, Bremsstrahlung, désintégration de π^0) dépend du milieu. Les premières années d'évolution, la morphologie de ces objets étendus est souvent symétrique et se déforme progressivement en rencontrant un environnement dense et inhomogène jusqu'à disparaître [246]. De plus, dans le cas de la mort d'une étoile massive (ne dépassant pas un certain seuil de masse), son coeur crée une étoile à neutrons qui rayonne et alimente une nébuleuse à l'intérieur du SNR [246]. Il y a donc trois morphologies différentes pour les SNRs : un vestige en coquille vide, un vestige composite plein (plérion) et un SNR en interaction avec un nuage moléculaire de l'ISM [246].

Le pulsar est la classe de sources γ galactiques actives la plus fréquente et la plus lumineuse, notamment autour de la centaine de MeV [8]. Ce sont des étoiles à neutrons à l'origine de champs magnétiques extrêmes ($\sim 10^{13}$ G) qui sont en rotation rapide (période de l'ordre de la ms à la s) et donc engendre des champs électriques très puissants [132]. Ces derniers arrachent à la surface des particules et les accélèrent dans leur magnétosphère. Le pulsar émet des faisceaux de photons par synchrotron qui sont détectables s'ils sont émis dans la direction de la Terre et ils sont vus de manière pulsée et ponctuelle [132].

La PWN est la catégorie de sources γ galactiques actives la plus présente au TeV [148]. Elle se forme et est alimentée en permanence par les vents du pulsar. Ce sont des leptons arrachés à la surface de l'objet compact qui sont accélérés par les lignes de champ puis qui s'échappent dans le milieu proche [119]. La PWN accélère aussi les particules chargées par une onde de choc et le

3. Le moins compact des trois objets compacts dans l'univers formés à la mort d'un étoile, respectivement de la moins massive à la plus massive : naine blanche, étoile à neutrons et trou noir. La compacité est définie par son paramètre : $\Xi = \frac{GM}{Rc^2}$; G la constante gravitationnelle, M et R la masse et le rayon de l'astre.

mécanisme de Fermi. Son accélération très efficace est responsable d'une grande partie des sources détectées récemment au PeV dans notre Galaxie [64]. Elle rayonne alors par synchrotron et inverse Compton [119]. De plus, sa dynamique est liée entièrement aux caractéristiques du pulsar et à son milieu [119]. Elle a plusieurs stades d'évolution : extension libre puis compression par le SNR dans lequel elle évolue, qui lui procure une morphologie γ étendue et très dépendante de l'énergie [119]. Une forme plus vieillie de PWN où les particules s'échappent à nouveau, mais cette fois-ci dans l'ISM, a été découverte en 2017 [10] [173]. Cette évolution est le halo de pulsar [123]. Il ne présente pas les mêmes propriétés mais rayonne aussi par inverse Compton en γ . L'évolution de la PWN au halo de pulsar avec les objets auxquels ils sont liés sera le sujet phare du chapitre suivant.

Pour finir, on peut nommer des classes de sources γ galactiques que l'on peut retrouver dans nos analyses au GeV et au TeV. Par exemple, les systèmes binaires formés de deux astres (étoile massive ou objet compact) en rotation l'un autour de l'autre accrètent de la matière et montre des sursauts d'activité. Chaque objet du système rayonne aussi par leur nature [261] [81]. D'autres exemples sont les vents d'étoiles massives [155] et les jeunes amas stellaires [141] qui rayonnent grandement à ces énergies dans la Voie lactée.

Les sources extragalactiques

Les sources extragalactiques sont reconnaissables par leur répartition uniforme dans le ciel. La liste présentée est succincte car très éloignée de notre sujet. La classe de source majoritairement identifiée est l'AGN [26]. L'émission γ provient de galaxies qui ont en leur centre un trou noir supermassif qui accrète beaucoup de matière et crée des jets de plasma relativistes qui rayonnent du MeV au TeV. Par ailleurs on peut citer en classes de sources extragalactiques : la galaxie à sursaut de formation d'étoiles ou le sursaut γ qui est le phénomène le plus violent de l'univers et qu'on observe notamment du MeV au GeV [208].

Les émissions diffuses

Les dernières sources de photons γ que l'on va présenter ne correspondent pas à des objets astrophysiques individuels mais sont des émissions diffuses qui émettent sur des régions à très grandes échelles. On les classe suivant leur origine : galactique et extragalactique. Elles sont toutes deux connues depuis les premiers télescopes spatiaux observant en γ [74]. Une description précise et une modélisation de ces deux types de sources sont données sur le site de la collaboration Fermi : [Fermi LAT Background Models](#).

L'émission diffuse galactique est intense à haute énergie et notamment du MeV au GeV, et est produite par les interactions des particules du rayonnement cosmique pendant leur propagation dans l'ISM. Les trois processus associés à ce rayonnement γ diffus sont : la désintégration de π^0 lors des collisions des protons et autres noyaux avec la matière interstellaire, la diffusion Compton inverse des électrons sur les champs de photons ambiants et le rayonnement de freinage des électrons quand ils rencontrent des gaz ionisés. L'émission diffuse correspond à ce qu'il reste après avoir pris en compte toutes les sources individuelles résolues. La première modélisation de cette émission est faite par l'instrument spatial EGRET et sera améliorée pendant les années de fonctionnement de son successeur Fermi-LAT, que nous décrirons plus tard. Cette source γ est prise en compte dans les analyses des données de ces télescopes, qui observent dans la bande d'énergie où elle domine (~ 10 MeV - 1 GeV) pour éviter de contaminer les résultats sur la détection et le spectre des sources individuelles. Cette émission peut même créer artificiellement des sources. En effet, elle n'est pas totalement uniforme, notamment elle varie avec la distance au centre galactique et domine proche de ce dernier et sur le plan galactique. Elle demande d'être bien modélisée dans les différentes régions de la Voie lactée, en particulier lors de l'étude de sources étendues (cf. Chapitre 5). Finalement, cette émission est

prise en compte dans nos analyses au GeV car elle est toujours largement visible et le besoin de sa modélisation au-delà du TeV commence à se faire sentir. Des modèles d'émission diffuse galactique comme HERMES [103] sont développés que nous introduisons au chapitre 5 dans une analyse des données du télescope H.E.S.S.. La partie 4.2.1 du chapitre 4 explique comment elle est prise en compte dans nos analyses.

L'émission diffuse extragalactique (ou isotrope) provient surtout de sources individuelles lointaines qui n'ont pas été résolues tels des AGNs, des galaxies avec des régions ou un trou noir central actif, des amas de galaxies et des sursaut γ . Par ailleurs, des pulsars extragalactiques et des processus vraiment diffus, comme le rayonnement par diffusion Compton inverse émis par des CRs de UHE collisionnant des photons du CMB, sont également responsables de cette émission. Il est possible aussi que l'annihilation de la matière noire soit un phénomène qui contribue à une partie des photons γ observés. Cette source diffuse sur tout le ciel n'est aujourd'hui pas entièrement comprise. Des études futures avec le télescope CTA, décrit au chapitre 7, et sa grande sensibilité pourraient permettre une meilleure modélisation de l'émission. Elle est aujourd'hui considérée non variable et isotrope au GeV. Sa modélisation dans une analyse est expliquée dans 4.2.1.

1.3 Les gerbes atmosphériques

Les photons γ provenant des sources astrophysiques qui nous parviennent sont détectés soit directement par des télescopes spatiaux au MeV et au GeV, soit indirectement par des télescopes au sol au-delà. Ces deux techniques de détection seront détaillées au chapitre 3. L'important ici est de noter que l'atmosphère terrestre est opaque aux photons γ . L'idée est donc d'observer dans l'espace, seulement les télescopes spatiaux ont une surface efficace trop petite pour les photons à plusieurs centaines de GeV. D'une part leur flux est trop faible et d'autre part s'il rentre en contact avec l'instrument, la reconstruction de leur direction et leur énergie est très difficile. Ainsi, des instruments au sol ont été développés mais détectent le résultat de l'interaction du photon γ incident avec notre atmosphère. Leur collision crée des chaînes de réactions de particules appelées gerbes (ou cascades) atmosphériques que nous allons décrire dans cette partie. Ensuite, nous verrons que les CRs qui atteignent la Terre avec des énergies relativistes créent aussi des cascades qu'il est important de différencier. La découverte de ces "grandes gerbes cosmiques atmosphériques" a été faite en 1938 par P. Auger et ses collaborateurs dans les Alpes [78]. Enfin en se développant dans l'atmosphère, les gerbes rayonnent une lumière appelée Cherenkov qui est enregistrée par les caméras à la surface de la Terre.

1.3.1 Cascades électromagnétiques

Lorsqu'un photon γ arrive sur la Terre, il interagit dans la haute atmosphère avec une molécule. Cette interaction enclenche le début d'une gerbe de particules que l'on va décrire. La nature des particules créées en chaîne, appelées secondaires, est propre à la nature de la particule primaire, ici le photon γ . Dans ce cas là, la gerbe est appelée cascade électromagnétique (EM) en référence aux produits des interactions. Elle est illustrée à gauche de la Figure 1.6 et se décrit ainsi :

- Le photon primaire interagit avec un photon virtuel⁴ d'un noyau atomique pour donner une paire e^-/e^+ . Cette création de paire⁵ est permise s'il y a, dans le centre de masse, au moins l'énergie de masse au repos totale des deux particule/antiparticule.

4. Fluctuation d'un champ EM qui permet aux particules chargées d'interagir entre elles en échangeant des photons virtuels.

5. Phénomène responsable de l'opacité de l'Univers aux photons γ de UHE. Le phénomène inverse est possible : annihilation particule - antiparticule pour former deux γ .

- Les deux leptons émettent à leur tour deux photons γ par rayonnement de freinage lors du passage dans le champ coulombien de noyaux.
- Les deux photons γ produisent des paires e^-/e^+ , les leptons créés rayonnent par Bremsstrahlung et ainsi de suite au cours du développement de la cascade.

Le profil latéral de la gerbe EM est largement déterminé par la diffusion multiple des électrons dans les champs Coulombiens des noyaux. Son profil longitudinal, quant à lui, peut s'expliquer qualitativement avec le modèle de Heitler [145]. On note X_0 ⁶ la profondeur d'atmosphère traversée pour que les processus donnés ci-dessus se produisent. Cette grandeur permet de décrire la progression de la cascade dans une atmosphère non homogène et vaut dans l'air $X_0 \approx 37 \text{ g/cm}^2$ [174]. La traversée de l'atmosphère entièrement fait environ $27 X_0$. Le modèle de Heitler explique alors qu'à chaque "pas de développement", donné en X_0 , les particules de la cascade interagissent et donnent chacune la moitié de leur énergie aux deux produits de leur réaction. Donc à chaque pas, le nombre de particules double avec le nombre d'interactions, la cascade s'agrandit et l'énergie est divisée. Le maximum de gerbe [175], c'est à dire sa taille maximale où la densité de particules est la plus élevée, se trouve à environ 10 km d'altitude pour un photon incident de 1 TeV [89], et légèrement plus haute à basse énergie. Le nombre maximal de particules dépend de l'énergie initiale du photon. La Figure 1.7 présente les profils de deux gerbes EM simulées à différentes énergies.

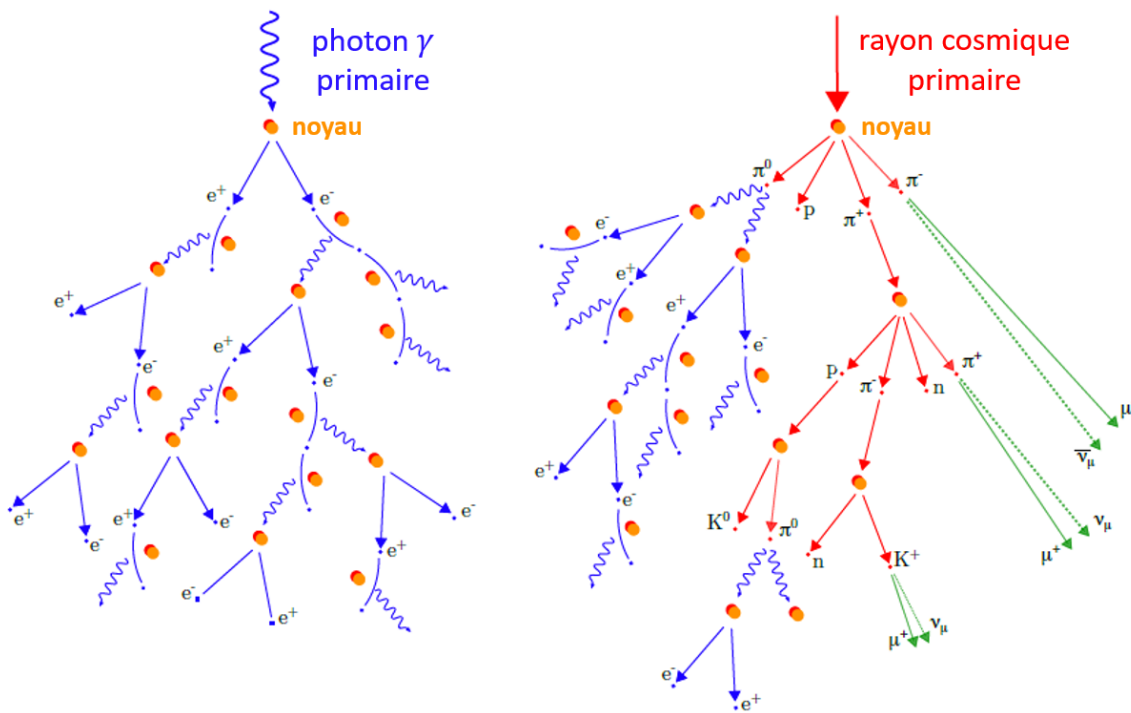


FIGURE 1.6 – Schéma de gerbes atmosphériques, tiré de [158], induites par un photon γ (Gauche) et par un CR (Droite) : la partie EM est en bleu, la partie hadronique en rouge et la muonique en vert. Les K représentent des kaons, c'est à dire des mésons.

La multiplication des particules cesse dès que leur énergie atteint l'énergie critique E_c . À cette énergie qui vaut 84.2 MeV dans l'air, les électrons sont portés à l'arrêt en une longueur de radiation par les pertes d'ionisation. Typiquement à 1 TeV, la gerbe s'arrête autour de 1 km d'altitude [153].

6. X_0 est une grandeur qui représente la quantité de matière traversée pour qu'un électron perde $1 - 1/e$ de son énergie ou le libre parcours moyen d'un photon avant sa conversion.

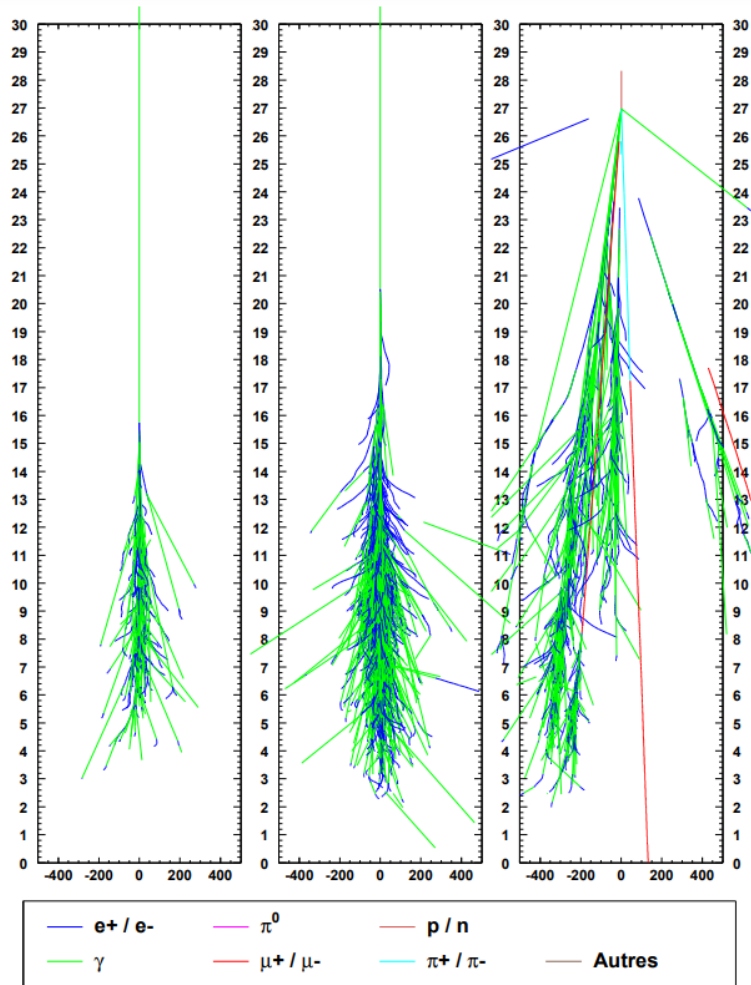


FIGURE 1.7 – Simulations de trois gerbes atmosphériques extraits de [88], respectivement de *Gauche* à *Droite* : EM de 50 GeV, EM de 300 GeV et hadronique de 300 GeV.

Ainsi, les télescopes au sol ne peuvent pas détecter des photons γ de LE, d'où la nécessité d'observer avec des télescopes spatiaux.

Ce modèle permet d'appréhender qualitativement le développement des gerbes EM mais de meilleures descriptions existent aujourd'hui pour avoir des informations quantitatives. Le modèle semi-empirique de Greisen prédit le nombre de particules dans l'atmosphère [228], ou le modèle semi-analytique, que nous présentons au chapitre 3, permet de reconstruire la gerbe avec des simulations statistiques. La compréhension du profil longitudinal permet notamment d'expliquer la forme de l'image de la cascade EM dans les caméras des télescopes au sol. Les électrons et les positrons, par nature, ont des gerbes similaires qui peuvent être confondues.

1.3.2 Cascades hadroniques et ses différences

Les CRs interagissent aussi avec les molécules de l'atmosphère mais les produits des réactions sont très différents. Les gerbes, appelées hadroniques, engendrées sont largement plus complexes et le schéma Figure 1.6 l'illustre. Les hadrons collisionnent les molécules de l'atmosphère et par interactions fortes, elles produisent notamment des mésons mais aussi des protons (p) et des neutrons (n). Les particules secondaires continuent à interagir avec d'autres atomes si elles ont suffisamment

d'énergie et produiront davantage de particules, c'est la composante hadronique de la gerbe.

Les mésons ne sont pas stables. On a vu que les π^0 donnent des γ en se désintégrant puis ces derniers créent des paires e^-/e^+ . Ceci crée alors une sous gerbe EM. Les pions chargés (π^+ , π^-), de leur côté, se désintègrent en muons (μ) et neutrinos (ν). Les muons peuvent donner à leur tour des électrons et des neutrinos ou peuvent atteindre le sol sans autre interaction. C'est la composante muonique de la gerbe. Elle transporte la majeure partie de l'énergie de toute la cascade car les pions chargés produisent la plupart du temps un muon et sont les plus nombreux (car les plus faciles à produire).

Les pertes d'énergie se font également à chaque interaction jusqu'à épuisement de la cascade. On remarque que les gerbes des noyaux plus lourds créent beaucoup plus de muons et ont un maximum de développement qui apparaît avant les gerbes de protons. Plus d'informations sur les cascades EM et hadroniques peuvent être trouvées dans [129].

Les cascades induites par les CRs sont une source de bruit énorme pour les télescopes au sol car elles sont mille fois à cent mille fois plus fréquentes que celles induites par les photons. Pour éliminer la grande majorité des cascades hadroniques, des analyses utilisent leurs différences principales avec les cascades EM (cf. Chapitre 3) que nous allons lister ci-dessous et qui sont également visibles à la Figure 1.7 :

- Un profil latéral plus collimaté dans les cascades EM car l'angle de diffusion du freinage des leptons est faible, contrairement aux cascades hadroniques où les impulsions transverses des réactions nucléaires sont considérablement plus grandes.
- Une distribution latéral de la gerbe EM symétrique autour de l'axe de développement car le nombre de particules est important et les impulsions transverses sont petites. Les différentes composantes de la gerbe hadronique la font évoluer plus aléatoirement et implique généralement une brisure de symétrie [207].
- Une présence de muons au sol pour les cascades hadroniques car ces particules ne perdent que très peu d'énergie par ionisation.

1.3.3 La lumière Cherenkov

Pour les deux catégories de gerbes, le développement des particules dans l'atmosphère peut se faire à des vitesses v supérieure à la vitesse de la lumière dans ce milieu diélectrique $\frac{c}{n}$, avec n l'indice de réfraction qui varie avec l'altitude. Ceci implique une émission électromagnétique cohérente à toutes les longueurs d'onde, c'est l'effet Cherenkov. Cette lumière est globalement plus intense pour une cascade EM que hadronique pour une particule initiale de même énergie car lors du développement de la gerbe EM les particules secondaires restent plus énergétiques. La lumière Cherenkov est vue depuis le début du XX^e siècle grâce aux travaux sur la radioactivité de P. et M. Curie mais on a d'abord cru à de la fluorescence. Mais L. Mallet découvre que le spectre est continu en 1929 et P. Cherenkov interprète ce phénomène et décrit ses propriétés générales en 1937. I. Frank et I. Tamm en feront ensuite une description analytique rigoureuse. P. M. S. Blackett a été le premier, en 1948, à discuter du fait que l'effet Cherenkov serait visible dans le cas des gerbes de particules et il fut détecté pour la première fois en 1953 par J.V. Jelley and W. Galbraith [120].

Pour produire la lumière Cherenkov, un seuil en énergie minimal est nécessaire. Avec $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-(\frac{v}{c})^2}}$ le facteur de Lorentz, m la masse de la particule et E son énergie, il est donné par :

$$v > \frac{c}{n} \Rightarrow 1 - \frac{1}{\gamma^2} > \frac{1}{n^2} \Rightarrow \gamma > \frac{1}{\sqrt{1-\frac{1}{n^2}}} \Rightarrow E > \frac{mc^2}{\sqrt{1-\frac{1}{n^2}}}$$

Le seuil dépend de l'indice donc de l'altitude et est plus élevé à haute altitude mais les énergies des particules sont plus grandes. Par exemple, un électron doit avoir une énergie de 20 MeV au niveau

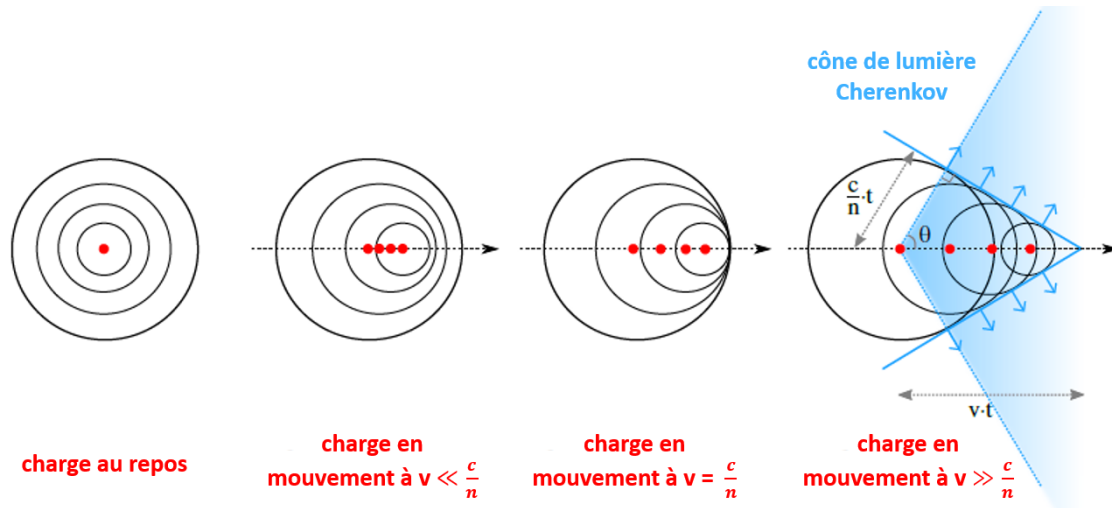


FIGURE 1.8 – Schéma de l'émission de la lumière Cherenkov, tiré de [158], quand une particule se déplace à la vitesse $v > \frac{c}{n}$ dans un cône d'ouverture θ .

de la mer et de 35 MeV à 10 km d'altitude [50]. Un schéma Figure 1.8 montre que l'onde EM créée prend alors la forme d'un cône d'angle d'ouverture θ par rapport à la direction de propagation des particules. Cet angle dépend aussi de l'indice de réfraction du milieu et s'exprime [50] :

$$\cos\theta = \frac{c}{v \cdot n}$$

Dans l'atmosphère, l'indice à environ 10 km est $n = 1,0001$ et donne $\theta \approx 0.7^\circ$. Cette équation montre que l'angle d'ouverture augmente avec l'indice n qui est plus important à basse altitude où la densité de l'air est plus grande. La tâche Cherenkov s'agrandit et le nombre de photons s'accroît quand la gerbe se développe. Pour un photon γ primaire de 1 TeV, elle est maximale autour de 2000 m d'altitude avec un rayon d'environ 120 m [50]. La surface totale illuminée est ainsi de l'ordre de $5 \times 10^4 \text{ m}^2$. À VHE, ce rayon peut aller jusqu'à 1 km. Dans les plus basses couches de l'atmosphère, son intensité diminue. Au sol, la tâche Cherenkov induite par les différentes particules de la gerbe produit des anneaux qui se chevauchent et au centre la lumière provient des derniers photons Cherenkov émis.

Les instruments, décrits plus en détails au chapitre 3, sont donc construits avec une surface efficace correspondant aux dimensions de la tâche et sont placés en montagne pour récupérer le maximum d'intensité lumineuse. Ils possèdent aussi des électroniques rapides car la durée du phénomène n'est que de quelques nanosecondes. De plus, le spectre de lumière observé est inversement proportionnel à la longueur d'onde au carré et distribué principalement entre 300 et 600 nm car une partie de l'ultraviolet se fait absorber par l'ozone de l'atmosphère [50]. Finalement, les données obtenues sur la lumière Cherenkov permettent de remonter aux propriétés de la gerbe et donc à la nature, la direction et l'énergie de la particule incidente qui a engendré la cascade. Les caractéristiques du photon γ primaire nous ramènent enfin à sa source.

La partie suivante évoquera très succinctement le développement des instruments de détection en γ de HE et VHE qui permettent l'étude des sources astrophysiques et donnera une idée des objets connus aujourd'hui dans notre ciel en γ .

1.4 L'astronomie γ

L'ensemble des longueurs d'onde du spectre EM est nécessaire pour sonder et modéliser les accélérateurs de CRs, mais l'astronomie γ présente des avantages. Tout d'abord, l'absorption dans

l'ISM par les champs de photons environnants est négligeable à ces énergies dans la Voie lactée [210]. De ce fait, l'analyse d'un objet galactique distant est facilement réalisable, contrairement par exemple aux rayons X qui peuvent se faire absorber par le gaz. Par contre, l'analyse en γ est fortement touchée par la confusion de sources à cause des résolutions angulaires de quelques minutes d'arc (en radio ou en X, elles sont de l'ordre de la seconde d'arc). Elle est surtout limitée dans le plan galactique et un bon exemple en est l'étude du chapitre 5. L'autre avantage que présente l'analyse γ est la possibilité de discriminer le type de particules (leptons/hadrons) avec le spectre de la désintégration de π^0 , possible également avec les neutrinos mais aujourd'hui leur détection est encore faible. Enfin, de par sa définition, le domaine des γ permet d'accéder aux énergies maximales atteintes dans les objets.

Au cours de cette thèse, nous nous aidons d'études multi-longueurs d'onde mais les analyses sont réalisées avec les données de télescopes en γ . Ces derniers ont été développés à partir de la nature corpusculaire de la lumière à ces énergies donc les techniques se sont inspirées des détecteurs de particules. Nous présenterons dans cette partie un bref historique de l'évolution de ce type d'instruments, puis nous donnerons un aperçu du ciel en γ et notamment dans notre galaxie.

1.4.1 Le développement des techniques de détection en astronomie γ

Les instruments γ ont pour objectif de capturer le photon grâce à sa matérialisation et de comprendre la gerbe développée qui s'ensuit pour obtenir la direction, l'énergie, le temps d'arrivée et la nature (différenciation avec les CRs) du photon γ incident. L'idée au départ a été de développer des télescopes spatiaux pour contrecarrer l'opacité de l'atmosphère à ces énergies. Les premières détections de γ se sont faites lors d'un vol en ballon en 1958 à LE et ont vues des sursauts d'activité du Soleil [206]. Ensuite, l'exploration du ciel au-delà de 50 MeV commence en 1961 avec Explorer 11 de la Nasa qui détecte 22 photons γ [166]. C'est le début de cette discipline qui est finalement jeune mais a connu une progression exponentielle au cours des années. La Figure 1.9 montre l'évolution du nombre de sources détectées en X et en γ durant les 70 dernières années. Plus tard, OSO-3 est lancé

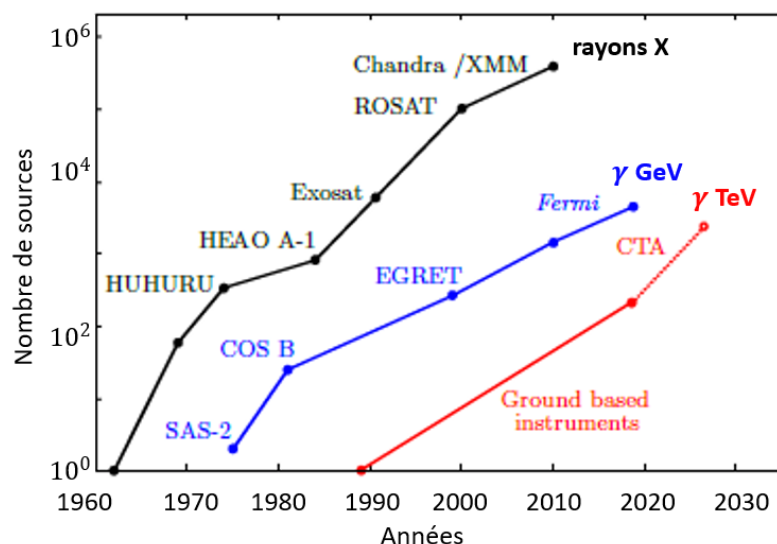


FIGURE 1.9 – Diagramme de Kifune, extrait de [158], montre le nombre de sources détectées avec le temps. Il est fait à partir des 262902 sources de rayons X de la liste de 2XMMi-DR3 [252], les 5098 sources γ au GeV du catalogue 4FGL [7], les 223 sources γ au TeV de TeVCat [249] et les simulations des performances de CTA qui prédisent environ 1000 sources au TeV [245].

en 1968 et détecte 621 photons au-dessus de 70 MeV [75] et SAS-2 en 1972 fournit la première carte d'une région du ciel entre 20 MeV et 1 GeV avec par exemple les pulsars du Crabe, de Vela et de Geminga, Cygnus X-3 et le centre galactique [94]. Cependant, sa résolution angulaire est médiocre et il ne durera que 7 mois en raison d'une panne électrique. Vient par la suite COS-B en 1975, le premier satellite en astronomie γ de l'ESA, qui donne une carte de la galaxie entre 30 MeV et 5 GeV et dévoile l'origine de l'émission diffuse. Il fonctionne pendant 6 ans et répertorie aussi 25 sources dont des pulsars, des binaires et le premier AGN [146]. Puis de 1991 à 2000, la mission CRGO obtient une carte complète de tout le ciel entre 30 MeV et 30 GeV avec EGRET et découvre l'origine extragalactique des sursauts γ avec l'instrument BATSE [60]. De plus, EGRET montre la multiplicité des AGNs en tant que source γ et leur variabilité et livre un catalogue avec 271 sources dont les nuages de Magellan, 5 pulsars et 66 AGNs [143]. Néanmoins, la confusion de sources est importante (résolution angulaire de 5.8° à 100 MeV) et 170 sources restent non identifiées. Ceci pousse à la mise en place de la mission Fermi en 2008 qui comporte aussi deux instruments avec des performances améliorées. Cette mission procure la carte du ciel la plus détaillée du ciel de la centaine de MeV au TeV et a détecté plus de 6000 sources dans son dernier catalogue sur 12 ans de données [8]. La bande d'énergie au-delà de 10 GeV a été observée pour la première fois et permet une transition avec les observations des télescopes au sol.

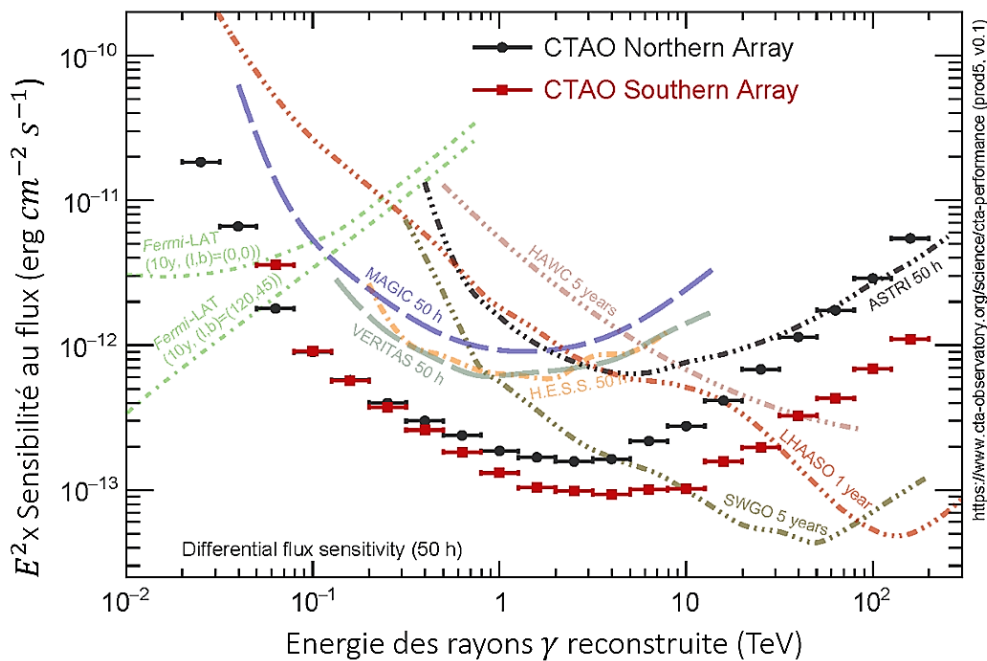


FIGURE 1.10 – Graphe de la sensibilité en fonction de l'énergie des instruments de VHE actuels et en construction. CTA sera divisé en deux sites : un dans l'hémisphère Nord et un dans l'hémisphère Sud. Il est extrait de [198].

Pour atteindre de plus hautes énergies, les télescopes au sol ont été développés sur de grandes surfaces contrairement au spatial qui est limité. Cette nécessité est montrée dans l'exemple suivant : un détecteur de 1 m^2 peut voir un photon (ph) par minute du Crabe entre 100 MeV et 5 GeV (flux intégré de $\sim 10^{-6} \text{ ph/cm}^2/\text{s}$ [209]), un par jour entre 50 GeV et 1 TeV (flux intégré de $\sim 10^{-9} \text{ ph/cm}^2/\text{s}$ [31]) et 7 par an au-delà de 1 TeV (flux intégré de $\sim 10^{-11} \text{ ph/cm}^2/\text{s}$ [31]). La méthode de détection de la plupart des télescopes au sol se base sur l'enregistrement avec des caméras de la lumière Cherenkov créée par les gerbes atmosphériques. On appelle ces instruments "Imaging Atmospheric (or Air) Cherenkov Telescope" (IACTs). Le premier est Whipple en 1968 doté de son large miroir. Il

a effectué la première détection de la nébuleuse du Crabe au TeV [254]. Ensuite HEGRA en 1989 développe la stéréoscopie, avec plusieurs petits télescopes, qui permet de mieux discriminer le signal du bruit de fond [86]. CANGAROO est mis en service par la suite en 1992 puis CAT est construit en 1996 avec une caméra finement pixelisée permettant une résolution angulaire plus grande [44]. La génération des télescopes au sol qui s'ensuit est élaborée pour combiner les techniques développées par le passé et pour être équipée de grandes caméras avec une électronique rapide. Il existe ainsi actuellement trois IACTs : H.E.S.S. [20], MAGIC [32] et VERITAS [202] qui disposent de bonnes résolutions angulaires et en énergie et un grand champ de vue. Ils permettent des relevés du ciel et des études de sources spectrales, morphologiques ou en temps détaillées. CTA est le futur IACTs qui verra toutes ces caractéristiques améliorées [198] et aura une sensibilité dix fois plus grande que tous les télescopes existants au TeV à ce jour, que l'on peut voir Figure 1.10. Ce réseau de télescopes pourra alors davantage discriminer les sources et grandement améliorer le rapport signal sur bruit. Ainsi, il fournira un nombre important de détections de nouvelles sources γ et procurera des analyses très précises.

Par ailleurs, un autre grand domaine de télescopes au sol a été développé qui détectent aussi la lumière Cherenkov, mais cette fois-ci des particules de la cascade qu'ils font interagir avec de l'eau dans des cuves. On les appelle "Water Cherenkov Detectors" (WCD). Milagro a été le premier observatoire de ce type [36] et a servi de prototype pour HAWC en fonctionnement en ce moment [11]. Ils sont placés à plus haute altitude pour obtenir le maximum de gerbe et non plus le maximum d'intensité de lumière Cherenkov atmosphérique. Cette technique de détection est complémentaire avec celle des IACTs car le champ de vue est plus grand mais la résolution angulaire moins bonne. De plus, les WCD sont sensibles au-delà de la dizaine de TeV alors que les IACTs présentent leurs meilleures performances autour de 1 TeV, comme on peut le voir sur la Figure 1.10. La combinaison de ces deux types de télescopes permet notamment de très bons résultats pour l'étude des sources étendues qui font l'objet de cette thèse [3] [135].

L'étude de l'ensemble des longueurs d'onde constituant le domaine du γ est essentielle pour couvrir les différents rayonnements des sources analysées et donc en déduire la physique au sein des objets. Le chapitre 3 présente beaucoup plus en détails les techniques de détection et de reconstruction des données pour Fermi observant au HE et H.E.S.S. au VHE, qui fêtent tous deux cette année respectivement leur 15 et 20 ans. Le chapitre 7 décrit les performances techniques et scientifiques du futur télescope CTA. Sa mise en fonctionnement pourrait apporter un tout nouveau regard sur le ciel en γ que l'on observe aujourd'hui.

1.4.2 Les observations de la Voie lactée aujourd'hui à HE et VHE

Le ciel vu en γ brille notamment au niveau du plan galactique et davantage lorsque l'on se rapproche du centre de la Voie lactée. Les émissions proviennent de toutes les sources que nous avons citées plus haut mais celles qui dominent à HE et VHE sont les AGNs dans l'extragalactique et les pulsars, les PWNe, les SNRs et les binaires dans la galaxie. La toute dernière version du catalogue de Fermi, 4FGL DR3 [8], contient plus de 6000 sources sur 12 ans et montre que ce sont ces classes de sources qui continuent d'être majoritairement détectées et notamment les pulsars dans la galaxie à HE. Sur l'ensemble de ces sources, 389 (soit 5.8%) sont considérées comme identifiées, sur la base de pulsations, d'une variabilité ou de tailles angulaires corrélées avec des observations à d'autres longueurs d'onde ; 4112 associées et encore 2157 non associées. À VHE, le catalogue TeVCat [249] recense toutes les sources vues au TeV et compte 272 sources détectées dont une majorité est extragalactique (Figure 1.11). À l'échelle de la Voie lactée, le relevé du plan galactique de H.E.S.S. (HGPS, "H.E.S.S. Galactic Plane Survey") [148] a produit le balayage le plus uniforme au TeV sur 9 ans d'observations. Il en déduit que la PWN est la classe dominante représentant 30% des sources

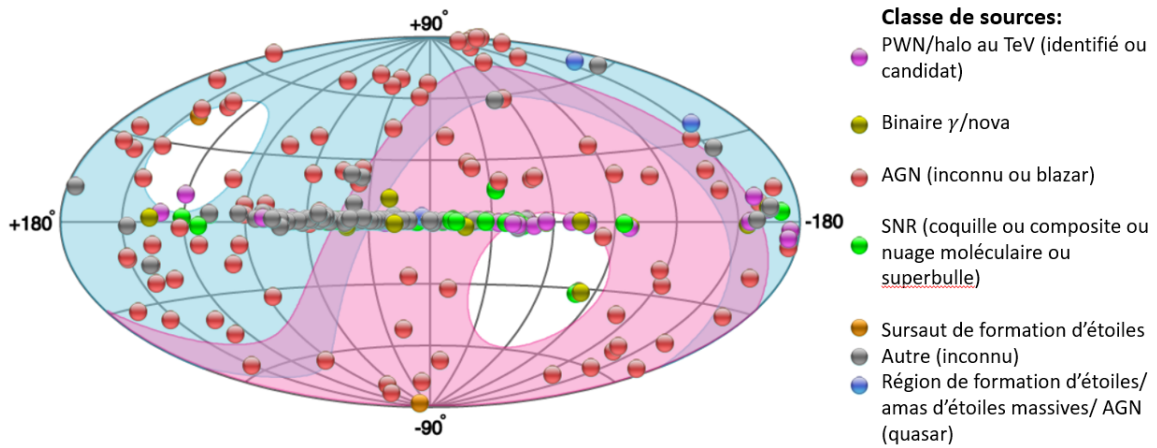


FIGURE 1.11 – Carte du ciel du catalogue TeVCat avec les classes de sources et les couvertures du ciel de H.E.S.S. (en rose) et de MAGIC et VERITAS (en bleue) [249].

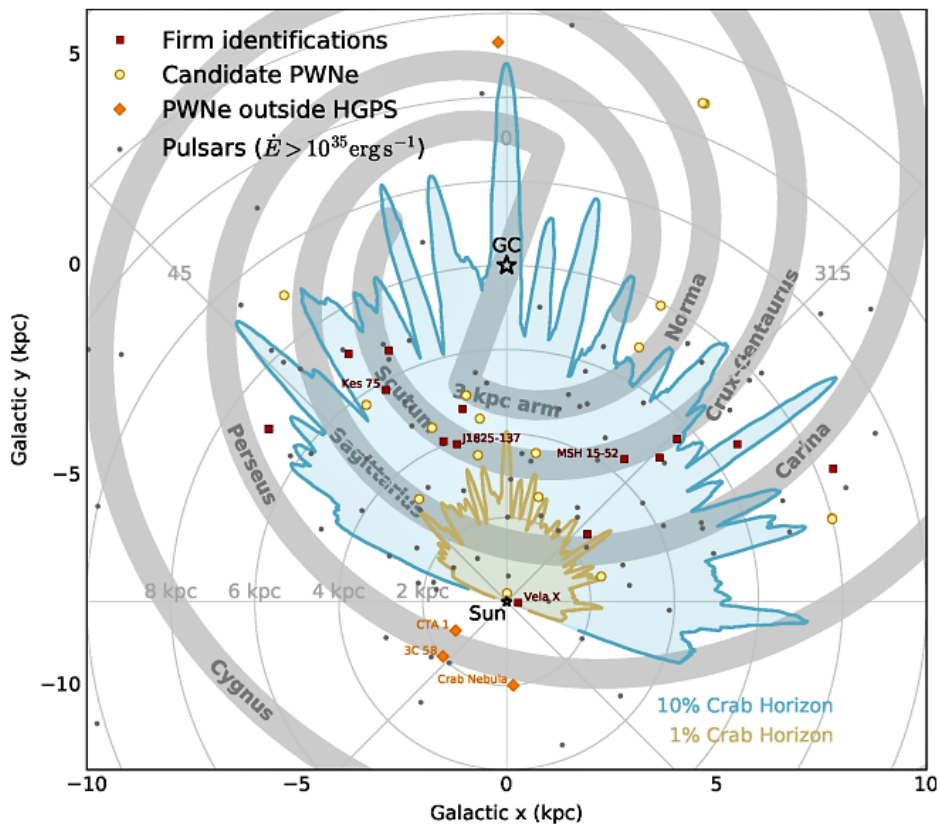


FIGURE 1.12 – Schéma de la Voie lactée avec les PWNe, les candidats et les pulsars d'une grande perte d'énergie rotationnelle ($\dot{E} > 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$) identifiés. Le jaune et le bleu décrivent l'horizon de sensibilité du HGPS pour les sources ponctuelles avec une luminosité γ intégrée entre 1 et 10 TeV de respectivement 1% et 10% de la luminosité du Crabe [133].

détectées en comptabilisant celles qui sont identifiées et candidates. La Figure 1.12 nous montre la distribution de cette classe dans la Voie lactée et la Figure 1.11 que c'est l'objet galactique le plus observé (36/87 sources galactiques) suivi des SNRs. Cette étude montre aussi, de la même manière

qu'à HE, que 60% des 78 sources VHE détectées ne sont pas identifiées dont 14% ne sont pas non plus associées. Un deuxième HGPS est en préparation et contiendra quasiment un tiers de sources en plus et une modélisation de l'émission diffuse galactique [103]. Celle-ci est extrêmement brillante à HE et commence à se voir à VHE dans les régions du plan galactique de H.E.S.S., comme celle étudiée au chapitre 5. Elle doit alors être correctement modélisée afin de détecter et d'identifier de nouvelles sources. On suppose avec CTA que l'on pourrait détecter jusqu'à 1000 sources [245] dont 250-300 galactiques [185]. Les PWNe pourraient être au nombre de 170, soit correspondre à la moitié des sources de la galaxie. Par ailleurs à des énergies plus élevées, LHAASO a détecté 12 sources entre 0.1 et 1 PeV dont 10 en coïncidence avec des pulsars énergétiques [64].

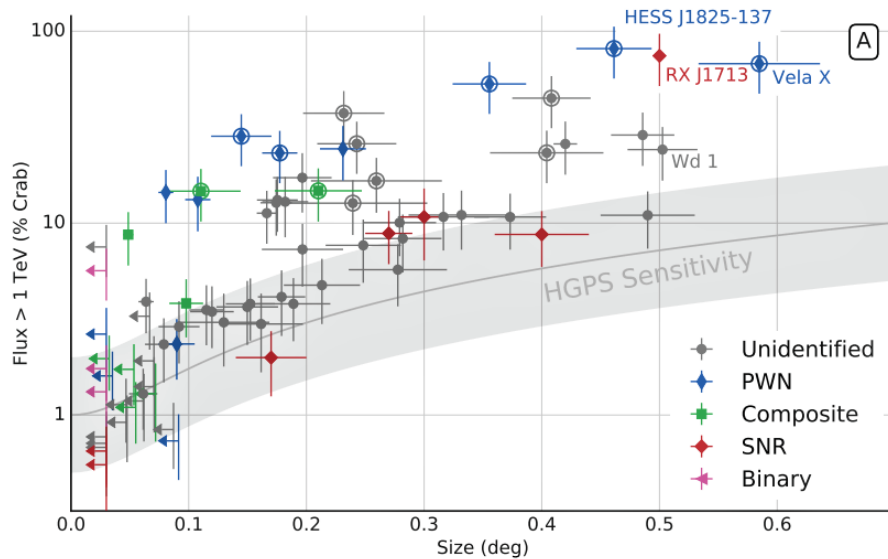


FIGURE 1.13 – Flux intégré au-dessus de 1 TeV en fonction de l'extension des sources. Les sources présentées sont celles identifiées par le HGPS. Plus d'informations sont données dans [148].

La récente découverte de la classe de halo de pulsar (ou halo au TeV) que nous avons vu et qui correspond à l'évolution d'une PWN vieillissante, ajoute un intérêt à cette classe de sources. Le halo est formé de leptons qui se sont échappés de la PWN et qui diffusent dans un milieu où ils sont confinés. Ils rayonnent par diffusion Compton inverse produisant ainsi un objet extrêmement étendu (~ 20 pc) autour de pulsars d'âge moyen⁷. Même si cet objet est d'une luminosité de surface très faible, les prédictions mettent en avant sa multiplicité. Par exemple, dans son dernier catalogue HAWC détecte 65 sources au TeV dont 8 en coïncidence avec un pulsar d'âge-moyen [29], et TeVCat recense 12 candidats halos au TeV dont Geminga et Monogem clairement identifiés. La Figure 1.13 montre qu'une source étendue nécessite des instruments d'une plus grande sensibilité pour que son flux soit détecté. Ainsi, on prévoit avec CTA une centaine de halos dans la galaxie [185]. De plus, d'autres études évoquent son rôle important dans les émissions diffuses observées aujourd'hui. Cet article [172] annonce qu'au-dessus de 500 GeV, l'émission provenant des halos serait plus brillante que celles des CRs qui se propagent dans la galaxie et que l'intensité et le spectre de ces objets correspondent à l'excès que l'on a au TeV. Cet autre article [260] évoque le fait qu'il pourrait être responsable d'environ 20% des émissions diffuses isotropes au-delà de 100 GeV en provenance d'autres galaxies.

Un grand nombre de questions se pose autour de cet objet telles que : quelle est leur contribution en terme d'émissions diffuses et du nombre de sources en γ ? Quelles caractéristiques permettent à cet objet de se propager par une diffusion qui ne correspond pas à celle typique des particules dans

7. L'âge moyen d'un pulsar est compris entre 100 et 400 kyr.

l'ISM ? Est-ce bien un objet totalement distinct de la PWN ? Comment se fait la transition de l'un à l'autre ? Participe-t-il à l'excès de positrons détecté par AMS-02 et PAMELA sur Terre [10], mettant en concurrence la théorie de la matière noire ? Ainsi, la transition de la jeune PWN au vieux halo de pulsar est donc primordiale pour comprendre les émissions actuelles mais surtout futures de notre galaxie et permettront d'accéder à la compréhension de nombreuses autres classes de sources, comme les PeVatrons (objet accélérant les particules jusqu'au PeV). Ainsi, de nombreuses questions sur la dynamique de la galaxie restées en suspens pourront probablement être résolues.

Le chapitre suivant explique l'évolution de la PWN jusqu'au halo au TeV, qui fait l'objet d'étude de cette thèse, en détaillant le pulsar et la SNR qui lui sont liés.

CHAPITRE 2

Évolution de la PWN et les objets associés

Sommaire

2.1	Vestige de supernova	41
2.1.1	À la mort d'une étoile massive	41
2.1.2	Évolution du vestige dans le milieu interstellaire	42
2.1.3	L'émission γ d'un vestige accélérant des protons	44
2.2	Nébuleuse à vent de pulsar	45
2.2.1	Les propriétés d'un pulsar	45
2.2.2	Évolution de la nébuleuse dans le vestige	47
2.2.3	L'émission γ des nébuleuses et propagation des particules	50
2.3	Halo de pulsar, un nouvel objet dans notre Galaxie ?	52

Au cours de cette thèse nous avons étudié des régions du plan galactique à la recherche d'objets astrophysiques correspondant à des nébuleuses à vent de pulsar (PWNe) à différents stades d'évolution jusqu'à la possible détection d'un halo de pulsar. Dans les champs de vue, des vestiges de supernova (SNRs) sont présents et ces derniers sont aussi responsables de la dynamique de la PWN qu'ils entourent. Ainsi ce chapitre va introduire ces trois types d'objets astrophysiques afin d'aider à contraindre les sources γ dont ils sont à l'origine. Le chapitre 1 a d'ailleurs mis en avant leur importante contribution aux émissions γ dans la Voie lactée.

2.1 Vestige de supernova

2.1.1 À la mort d'une étoile massive

La mort d'une étoile massive se produit lorsqu'il n'y a plus d'équilibre entre la pression qu'exerce les réactions de fusion nucléaire et l'attraction gravitationnelle de la matière de l'étoile elle-même.

Pour une étoile de moins de $8 M_{\odot}$, la pression et la température en son coeur permettent de fusionner l'hydrogène en hélium puis l'hélium en carbone. Finalement, la fusion de ce dernier générera un déséquilibre entre l'énergie qu'elle libère et la gravité, ce qui aura pour conséquence l'effondrement de cette étoile en naine blanche qui sera alors constituée de carbone et d'oxygène. Les couches extérieures rebondissent sur l'objet compact et forment une nébuleuse planétaire avec les restes d'éléments non consommés. La naine blanche peut se trouver dans un système binaire avec un compagnon, une étoile ou une naine blanche moins massive. Dans ce cas, elle accrete progressivement la matière de son étoile compagnon ou peut finir par fusionner avec l'autre naine blanche. À ce moment, elle dépasse la masse critique de Chandrasekhar de $1.44 M_{\odot}$ et une fusion nucléaire

d'une grande énergie la désintègre en supernova thermonucléaire (SN type Ia). L'explosion libère une énergie totale de 10^{51} ergs dont 1% de l'énergie est transformé en lumière et 99% en énergie cinétique. Les éjectas de la supernova balayent et choquent le milieu interstellaire (ISM) à une vitesse d'environ 10^4 km s⁻¹. Le SNR correspond à l'expansion des éjectas en interaction avec l'ISM et est délimité par l'onde de choc.

Pour une étoile de plus de $9 M_{\odot}$, la fusion des éléments est possible jusqu'aux atomes de Fer car ces derniers demandent plus d'énergie pour la réaction nucléaire qu'elle n'en libère. Le coeur de Fer de l'étoile accumule de la masse jusqu'à atteindre celle de Chandrasekhar qui provoque son effondrement gravitationnel. Les électrons des atomes de Fer sont alors capturés par les protons qui se changent en neutrons en émettant une grande quantité de neutrinos. Le coeur forme un nouvel équilibre entre la pression et la gravité, c'est l'étoile à neutrons. Elle possède dès sa naissance une vitesse de rotation très élevée ainsi qu'un champ magnétique très intense, et est alors appelée pulsar. Les couches extérieures de l'étoile, quant à elles, rebondissent à $70\,000$ km s⁻¹ sur l'objet compact incompressible. Ce rebond est accentué par l'énergie libérée de l'ordre de 10^{53} ergs et transmise aux neutrinos lors de la supernova à effondrement de coeur (ou SN gravitationnelle). Les couches externes absorbent environ 1% de l'énergie libérée. Les éjectas d'une énergie cinétique de 10^{51} ergs s'étendent dans l'ISM à une vitesse d'environ 10^4 km s⁻¹ et de la même façon que le cas précédent entraînent une onde de choc qui forme un SNR.

2.1.2 Évolution du vestige dans le milieu interstellaire

L'évolution des SNRs se décrit directement par leur âge t , c'est à dire le temps écoulé depuis la SN de l'étoile progénitrice, et par leur milieu environnant. Ces deux facteurs vont entraîner des changements dans la dynamique de l'onde de choc qui se découpent en trois phases principales [72] : l'expansion libre, la phase dite de Sedov-Taylor et la phase radiative. Les caractéristiques des deux premières phases peuvent être obtenues avec des modèles décrits dans l'article [240].

La phase d'expansion libre démarre juste après l'explosion et se poursuit de quelques centaines à quelques milliers d'années suivant la masse des éjectas M_{ej} , l'énergie cinétique des éjectas E_{SN} libérée par la SN et la densité de l'ISM n_{ISM} ambiant [40]. À ce stade, les éjectas se déplacent à très grande vitesse dans le milieu et forment une onde de choc non-collisionnelle. Elles sont créées, comme nous l'avons vu au chapitre 1, par l'interaction entre les éjectas et les turbulences électromagnétiques que les particules génèrent dans le plasma. À ce stade, la pression qu'applique les éjectas en s'étendant est beaucoup plus importante que celle de la masse balayée par l'onde de choc. Le milieu n'impacte donc pas l'évolution du SNR qui se propage sans contrainte. Les propriétés physiques de l'objet correspondent à une évolution linéaire du rayon du choc avec le temps $R_c \propto t$ et une vitesse du choc v_s décrite par :

$$v_s = \sqrt{\frac{2E_{SN}}{M_{ej}}} \text{ km s}^{-1}$$

Au fur et à mesure que le SNR s'étend, la matière balayée de l'ISM s'accumule en aval du front de choc. La dynamique de l'objet change lorsque la masse de cette matière devient équivalente à celle des éjectas. L'ISM environnant devient suffisamment dense pour ralentir le SNR et entraîner la création d'une onde de choc réfléchie. Ce choc en retour remonte les éjectas du SNR et les chauffe fortement sur son passage, créant des émissions thermiques en rayons X. La phase de Sedov-Taylor ou la phase adiabatique, visible Figure 2.1, débute [72] et dure quelques milliers à quelques dizaines de milliers d'années en fonction de la densité du milieu ambiant.

La phase de Sedov-Taylor démarre lorsque la masse balayée est égale à M_{ej} , la vitesse de l'onde de choc diminue et le choc en retour existe. C'est une expansion adiabatique car seule l'expansion du SNR refroidit les éjectas. Les pertes d'énergie par rayonnement n'influencent pas la dynamique

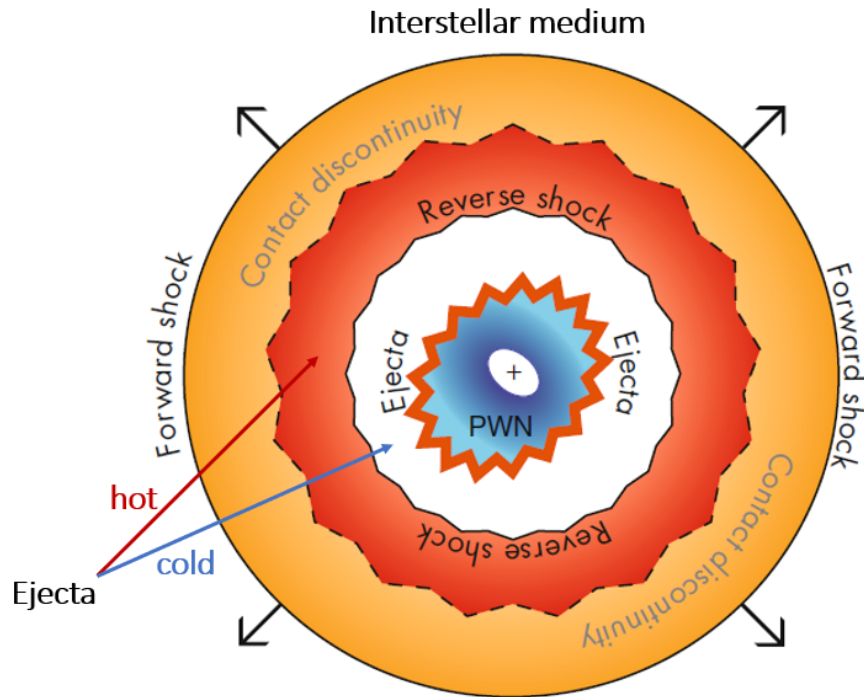


FIGURE 2.1 – Schéma d'un SNR ("forward shock" est le choc principal) qui s'étend dans l'ISM en phase de Sedov-Taylor extrait de [119]. Le SNR a été créé par une SN gravitationnelle (SNR composite). En son sein, on peut voir alors un pulsar (croix), le vent du pulsar pas choqué (blanc), la nébuleuse à vent de pulsar (en bleu) et les éjectas choqués par la PWN (orange foncé). Le choc en retour ("reverse shock") n'a pas encore rencontré la PWN.

globale du vestige de supernova. La dynamique du SNR est décrite à ce stade par les grandeurs E_{SN} , n_{ISM} et t . Les publications [235] et [227] font l'hypothèse que le SNR est une coquille sphérique mince qui s'étend dans un milieu peu dense et dont la masse est égale à celle de la matière qu'il emporte. Ainsi, ils permettent de décrire la structure dynamique du SNR dans cette phase. Le rayon du choc est déterminé et vaut $R_c \sim t^{2/5}$. Il faut noter que la distribution de la vitesse d'expansion de l'onde de choc dépend de l'énergie de l'explosion, la densité et la pression de la matière en amont et en aval [227]. Elle sera donc plus faible dans les régions de forte densité, entraînant une asymétrie du SNR en fonction du milieu qui l'entoure.

Durant la phase de Sedov-Taylor, des turbulences magnétiques se forment à l'interface entre les éjectas et le milieu choqué qui sont propices à l'accélération par le mécanisme DSA vu dans la partie 1.1.2. Les particules chargées qui composent les éjectas induisent une augmentation du champ magnétique, ce qui rend l'accélération d'autant plus efficace. L'article [83] obtient analytiquement les propriétés physiques du SNR à ce stade. Enfin, c'est à cette étape d'évolution que le SNR rayonne le plus à toutes les longueurs d'onde du spectre électromagnétique et qu'il est donc plus facilement analysable. En rayons γ , il est observable par tous les mécanismes de production de photons γ non-thermiques de la partie 1.2.1 en fonction de son environnement.

Au cours du temps, la vitesse du SNR décélère jusqu'à $\sim 200 \text{ km s}^{-1}$ où les pertes d'énergie par rayonnement commencent à être importantes. C'est la phase radiative. La température des éjectas en aval du choc décroît progressivement jusqu'à 10^4 K à laquelle les atomes de l'ISM ionisés par l'onde de choc se recombinent avec les électrons libres. Ensuite, ils se désexcitent et les pertes d'énergie par rayonnement dominent celles par expansion. Le SNR devient alors une coquille plus dense et plus froide dont le rayon est donné par $R_c \propto t^{1/4}$ [73]. Ainsi, une chaîne se met en place entre les atomes

qui se recombinent et le refroidissement. L'énergie cinétique du SNR est donc peu à peu transformée en rayonnement qui s'observe en optique et en UV. Quand la pression en aval de l'onde de choc est équivalente à celle de l'ISM, l'objet se dissipe. Le SNR disparaît rapidement si le milieu est dense et constitué de nuages moléculaires (MCs). Pour les SNRs dans cette phase et en interaction avec des MCs, la pression magnétique des nuages entraîne un rayonnement synchrotron intense largement visible en radio. L'article [73] donne davantage de détails sur la phase radiative des SNRs.

Cependant, notre compréhension actuelle de l'évolution des SNRs et de leur mécanismes d'accélération ne permet pas d'interpréter leur rôle précis dans l'accélération et la propagation des CRs au sein de la galaxie. Des questions restent en suspens comme : quelle est la nature des particules accélérées ? Quelle est l'énergie maximale de ces particules ? Quel est le mécanisme d'échappement des particules de l'onde de choc au début de sa vie ? Quelle est la fraction de l'énergie cinétique transmise aux particules (électrons/protons) ? L'étude des émissions γ de ces objets peut aider à résoudre ces problématiques.

2.1.3 L'émission γ d'un vestige accélérant des protons

Durant la thèse, nous verrons en particulier des vestiges probablement en interaction avec des nuages qui mettent en avant une accélération de protons. Les SNRs ne font pas l'objet de notre étude mais dans la région à la longitude 312° que nous présentons au chapitre 5, un SNR a été détecté pour la première fois en rayons γ . Son identification est claire car sa morphologie en γ est en coïncidence avec un SNR vu en radio. Seules les observations à d'autres longueurs d'onde (radio ou X) nous permettent d'affirmer la nature de ces objets. Ses caractéristiques ont entraîné une étude selon un scénario hadronique. De plus dans la région autour de HESS J1813-178 étudiée au chapitre 6, une large émission γ est ambiguë. Le mécanisme de production de photons pourrait être leptonique et correspondre à un halo de pulsar, ou hadronique et mettre en avant un SNR en interaction avec un MC.

Pour comprendre la nature des particules accélérées à l'origine de l'émission γ d'un SNR, nous regardons tout d'abord son flux en fonction de l'énergie et en particulier son spectre en $E^2 dN/dE$, notamment dans la bande du Fermi-LAT (~ 20 MeV à quelques TeV). À ces énergies les électrons rayonnent en grande partie par le mécanisme de diffusion Compton inverse ("Inverse Compton scattering", IC) et les protons par l'interaction avec d'autres protons et la désintégration de π^0 . Dans chaque scénario, le spectre des photons ne présente pas le même indice Γ , c'est à dire la même pente. Une origine leptonique présente le plus souvent un indice spectral plutôt dur $\Gamma < 2.0$ sauf en cas de rayonnement de freinage qui affiche un spectre plutôt plat avec $\Gamma = 2.0 - 2.2$. Une origine hadronique entraîne généralement un spectre qui augmente drastiquement à ~ 100 MeV, puis qui devient plat au GeV, et enfin qui présente une coupure exponentielle. Le rayonnement issu des interactions proton - proton domine le rayonnement de freinage excepté pour des ratios électrons/protons au moins égal à 1. Cela signifierait que le SNR injecte au moins autant d'électrons que de protons or le spectre du rayonnement cosmique montre un ratio électrons/protons de 0.01. Nous avons vu au chapitre 1 que l'indice du spectre des protons est directement obtenu par celui du spectre des γ . On a vu également que l'énergie de coupure des γ donne l'énergie maximale des protons qui est ~ 10 fois supérieure. Néanmoins, une statistique suffisamment importante est nécessaire afin de favoriser un scénario.

La distance des SNRs est une information nécessaire pour en déduire les propriétés du SNR accessibles à partir de son émission γ , que l'on verra dans les paragraphes suivants. Ce sont surtout les observations multi-longueurs d'onde qui la fournissent : la relation entre la luminosité de surface du SNR et son diamètre en radio, les spectres d'absorption des molécules et des atomes ou les relevés photométriques montrant une extinction en infrarouge sur la ligne de visée de l'objet. La distance permet alors avec la taille angulaire du SNR d'en déduire sa taille réelle par une simple représentation

géométrique. Avec l'énergie de la SN, elle permet d'en déduire également l'âge de l'objet (cf. Chapitre 5).

Le rayonnement γ d'un SNR va être produit par interaction proton - proton seulement si une cible pour les interactions hadroniques est présente, comme un nuage. Des catalogues recensent la présence de MCs dans la Voie lactée et donnent leurs caractéristiques. Leur position et leur distance permettent d'en déduire une association possible avec un SNR. Leur rayon et leur masse permettent d'en déduire la densité que le SNR, ou du moins la partie du SNR en interaction, rencontre en se propageant (cf. Chapitre 5).

Finalement on peut déduire de l'émission γ la fraction de l'énergie d'explosion E_{SN} injectée dans les protons (mais aussi dans les électrons dans un scénario leptonique). En supposant $E_{\text{SN}} = 10^{51}$ ergs, la fraction doit être raisonnable par rapport au 10% de E_{SN} donné par la théorie (cf. Chapitres 5 et 6). Si la valeur est largement supérieure, le scénario hadronique est peu probable car cela demanderait un flux de protons trop élevé, excepté si la densité du nuage est particulièrement grande.

2.2 Nébuleuse à vent de pulsar

2.2.1 Les propriétés d'un pulsar

Les pulsars se forment après l'effondrement gravitationnel d'une étoile entre environ $9 M_{\odot}$ et une masse maximale encore mal définie mais pouvant correspondre à quelques dizaines de masses solaires¹. Ils ont un rayon de ~ 10 km et une masse de $\sim 1.4 M_{\odot}$ donc leur compacité est extrême. Leur équilibre avec la gravitation est permis grâce à la pression de l'interaction forte entre les neutrons. La force centrifuge de leur rotation joue aussi un rôle de maintien². En effet, les pulsars ont une vitesse de rotation très élevée en raison de la conservation du moment cinétique au moment de leur formation. Leur période de rotation P est comprise entre quelques millisecondes et quelques secondes. De plus, la formation de l'objet par contraction entraîne l'augmentation de la densité des lignes de champs pour conserver le flux du champs magnétique \vec{B} .

Pour décrire les propriétés d'un pulsar en astronomie, on l'assimile à un dipôle magnétique en rotation. Un important courant électrique est donc induit formé des électrons arrachés à la surface du pulsar. Il dépend de la valeur du champ \vec{B} de l'objet à une certaine distance et de sa vitesse angulaire Ω . Les électrons sont confinés par les lignes de champ fermées et efficacement accélérées. Il se crée un plasma autour du pulsar qui correspond à sa magnétosphère. Dans celle-ci, les électrons rayonnent et les photons γ créés sont convertis en paires électron-positron. Au-delà du cylindre de lumière donné par le rayon c/Ω avec c la vitesse de la lumière, les lignes de champ s'ouvrent pour que leur vitesse angulaire ne dépasse pas c , comme on peut le voir sur la Figure 2.2. Les leptons chargés s'échappent de la magnétosphère en suivant les lignes de champ ouvertes situées au niveau des pôles magnétiques, visibles Figure 2.2. Ils émettent alors des rayonnements synchrotron et par IC [222] (cf. Chapitre 1).

Au cours du temps t , un pulsar ralentit et sa perte d'énergie rotationnelle \dot{E} est injectée dans le champ magnétique et l'accélération des particules dans son environnement proche. Géométriquement un pulsar est approximé à une sphère uniforme, ainsi \dot{E} s'exprime suivant son moment d'inertie I , ainsi que sa vitesse angulaire Ω et la dérivée de cette dernière $\dot{\Omega}$. Si on note \dot{P} la dérivée de la période, on obtient :

$$\dot{E} = \frac{dE}{dt} = -I\Omega\dot{\Omega} = 4\pi^2 I \frac{\dot{P}}{P^3} \text{ erg s}^{-1}$$

1. Cette masse maximale peut dépendre de la composition chimique de l'étoile. Au-delà de celle-ci, le coeur de l'étoile formera un trou noir.

2. La masse maximale que cet objet peut supporter est une question majeure pour contraindre leur équation d'état. Aujourd'hui des théories la donnent comprise entre 1.6 et $3.1 M_{\odot}$ [225]. Si l'objet accrete de la matière et dépasse une masse critique, il s'effondre en trou noir.

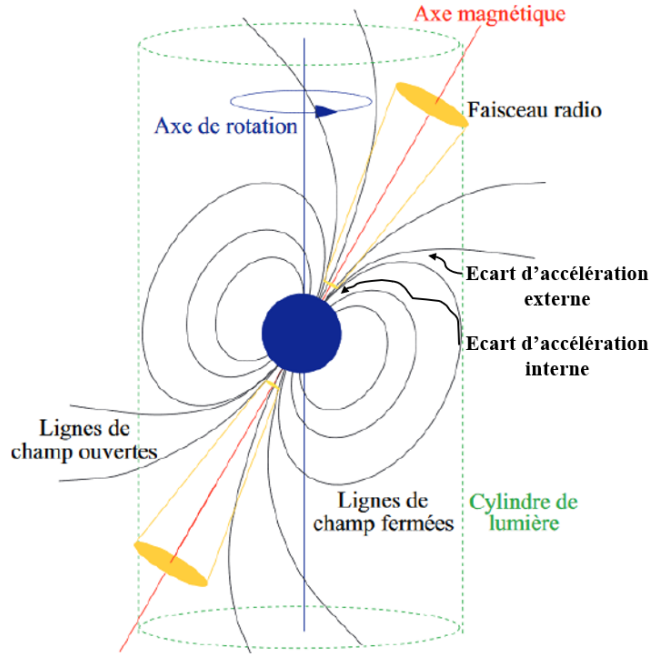


FIGURE 2.2 – Schéma d'un pulsar comme dipôle magnétique et de sa magnétosphère extrait de [178].

La période et sa dérivée sont obtenues à partir des observations directes de l'émission pulsée de l'objet. L'âge réel d'un pulsar τ peut être ensuite obtenu à partir de ces deux grandeurs sous certaines hypothèses [119]. Si on considère que $\dot{\Omega} = -k\Omega^n$ où k est une constante, $\Omega = 2\pi/P$, P_0 est la période de rotation initiale et n est l'indice de freinage ($n \neq 1$), on a [182] :

$$\tau = \frac{P}{(n-1)\dot{P}} \left[1 - \left(\frac{P_0}{P} \right)^{n-1} \right] \text{ s}$$

L'indice de freinage représente la décroissance de la vitesse angulaire du pulsar. Il évolue en fonction de la configuration du champ magnétique [57], de la perte du moment d'inertie à cause du vent de particules [140] et des changements de l'angle entre l'axe de rotation et l'axe magnétique [180]. Cet indice a été mesuré pour plusieurs pulsars isolés et il est compris entre $1 < n < 2.8$ [138]. Dans l'article [119], en supposant un ralentissement par un rayonnement dipolaire magnétique, ils prennent $n = 3$. On suppose aussi que la période aujourd'hui est largement supérieure à celle juste après sa formation $P_0 \ll P$. Ainsi on définit l'âge caractéristique du pulsar τ_c par :

$$\tau_c = \frac{P}{2\dot{P}} \text{ s}$$

C'est une première approximation correcte de l'âge de l'objet que nous utilisons ensuite pour distinguer le stade d'évolution de sa nébuleuse. Il surestime toutefois l'âge réel du système. Enfin, les évolutions de \dot{E} et de P peuvent être données en fonction du temps t . Le pulsar au début de sa vie possède une perte d'énergie rotationnelle maximale \dot{E}_0 et une période minimale P_0 qui respectivement vont diminuer et augmenter similairement [199] :

$$\dot{E} = \dot{E}_0 \left(1 + \frac{t}{\tau_0} \right)^{-\frac{(n+1)}{(n-1)}} \text{ erg s}^{-1} \quad \text{et} \quad P = P_0 \left(1 + \frac{t}{\tau_0} \right)^{\frac{1}{n-1}} \text{ s}$$

avec τ_0 le temps de décélération initial du pulsar. Le pulsar produit donc de l'énergie de manière à peu près constante et sa période est stable pour des temps $t \ll \tau_0$. Ce temps est défini par la période initiale et sa dérivée \dot{P}_0 :

$$\tau_0 \equiv \frac{P_0}{(n-1)\dot{P}_0} = \frac{2\tau_c}{n-1} - t \text{ s}$$

Finalement une dernière propriété importante du pulsar, pour comprendre la nébuleuse qu'il alimente, est sa distance. Cette donnée est aussi obtenue grâce aux observations radio. La mesure de dispersion donne le décalage d'arrivée des signaux du pulsar en fonction de leur longueur d'onde. Cette grandeur permet de calculer la distance avec la densité moyenne d'électrons libres dans l'ISM sur la ligne de visée.

2.2.2 Évolution de la nébuleuse dans le vestige

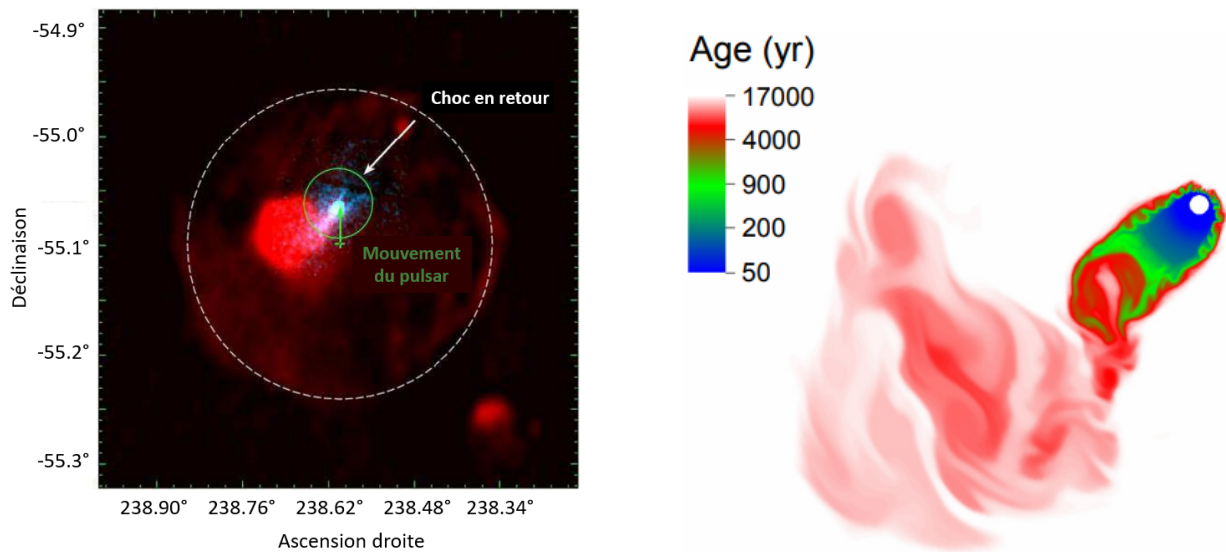


FIGURE 2.3 – *Gauche* : Images du radiotélescope "Molonglo Observatory Synthesis Telescope" en rouge et de "Chandra X-ray Observatory" en bleu/vert du SNR composite G327.1-1.1 extraites de [236]. La partie la plus lumineuse en radio correspond à la PWN relique. Le cercle blanc est le contour de la coquille radio associé à tout le vestige. La flèche blanche montre la direction possible du choc en retour à partir de son point de départ. La croix verte est le centre de la coquille, la flèche verte la direction possible du pulsar et le cercle vert entoure la jeune PWN juste avant le passage du choc en retour. *Droite* : Carte de la PWN dans le SNR G327.1-1.1 de 17 kyr issue d'une simulation hydrodynamique de l'article [237]. Elle illustre la PWN en bleu du panneau inférieur droit de la Figure 2.4. Elle montre l'âge des particules injectées par le pulsar. Les particules fraîchement injectées (bleues) donnent l'émission en rayons X à *Gauche* en structure cométaire avec une traînée, et les particules vieilles (rouges) l'émission radio.

La majorité des pulsars d'un âge inférieur à quelques dizaines de milliers d'années se trouve au sein d'un SNR formé après une supernova à effondrement de coeur. Les électrons et les positrons qui s'échappent aux pôles du pulsar sont accélérés par d'intenses champs électromagnétiques. Ils sont confinés par le vestige et son choc en retour. Leur vitesse dans ce milieu constitué des éjectas du SNR plus lents provoque une onde de choc, c'est une nébuleuse à vent de pulsar. Elle est alimentée en continue par son objet compact progéniteur. Cependant, seuls les pulsars avec une perte d'énergie rotationnelle suffisamment élevée $\dot{E} > 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ sont à l'origine des PWNe que l'on détecte aujourd'hui en astronomie γ . Les photons de HE et VHE sont produits par des électrons accélérés dans un champ magnétique très intense au niveau du choc qui rayonnent par synchrotron et IC. Le mécanisme d'accélération est le processus DSA (comme dans les SNR) qui est extrêmement efficace. En effet,

les PWNe sont une classe d'objet comprenant des PeVatrons d'électrons (accélération des particules jusqu'à 10^{15} eV). De plus, ces objets sont présents en grand nombre dans le ciel en γ (cf. Chapitre 1) et rayonnent aussi à toutes les longueurs d'onde [189]. À gauche de la Figure 2.3, on peut voir les images combinées en radio et en rayons X d'une PWN dans le SNR G327.1-1.1. La forme de doigt de cet objet illustre bien l'évolution d'une PWN qui dépend principalement de son environnement et de son pulsar.

La nébuleuse évolue au cours du temps en étroite corrélation avec son SNR parent selon trois grandes phases : l'expansion libre, l'interaction avec le choc en retour et la relique. Des détails sur la dynamique des PWNe sont présentés dans de nombreux articles, on peut citer [58], [119] et [121].

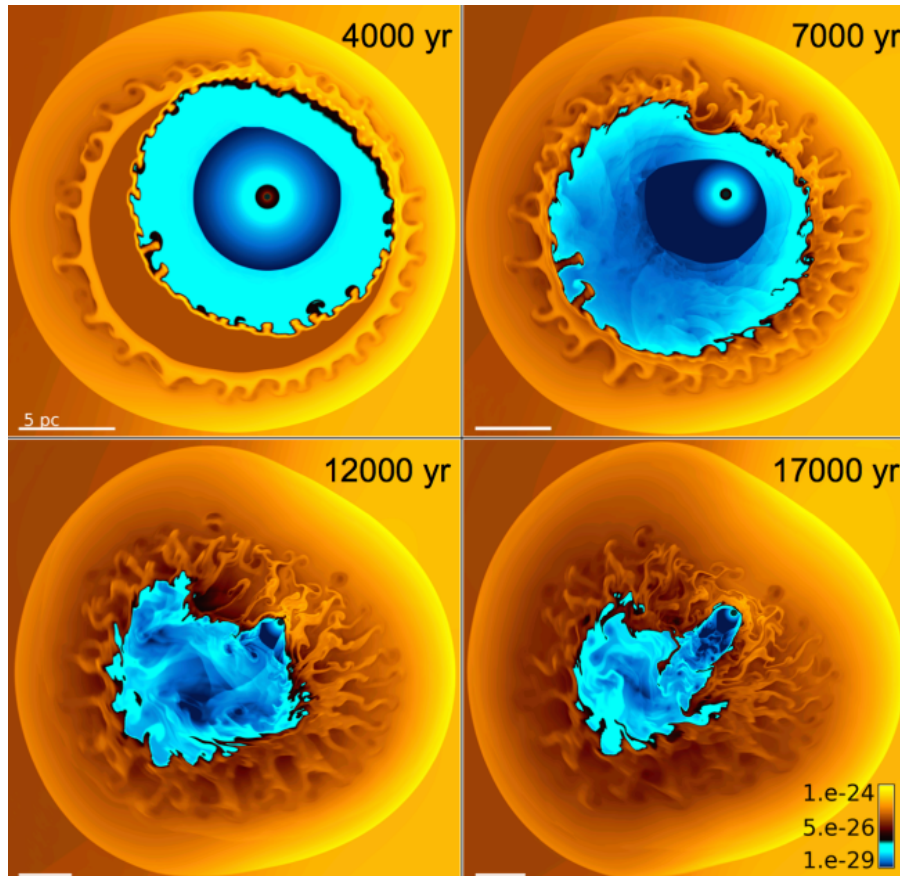


FIGURE 2.4 – Simulations d'hydrodynamique extraites de [237] d'un SNR composite évoluant dans son milieu. Chaque panneau représente une carte de densité (g cm^{-3}) pour 4 âges différents du SNR avec une échelle de 5 pc donnée. Un gradient de densité est présent avec des valeurs plus élevées à l'ouest (à droite) et diminuent vers l'est (à gauche). Le pulsar (point noir) se déplace rapidement vers le Nord avec une vitesse de 400 km s^{-1} . Les paramètres d'entrée de la simulation se basent sur les observations de G327.1-1.1. Les paramètres de sortie reproduisent bien les émissions en radio et en X à gauche de la Figure 2.3.

Lors de la phase d'expansion libre, la PWN est alimentée par un pulsar encore jeune (≤ 10 kyr) et s'étend dans un milieu de faible densité. Il est composé des éjectas à l'intérieur du SNR qui n'ont pas été choqués donc qui sont restés froids (Figure 2.1). Leur pression est peu élevée comparée à la pression dynamique de la nébuleuse qui se décrit par : une pression liée au champ magnétique et une à l'énergie cinétique. Cette dernière se crée par l'injection permanente des leptons provenant du pulsar dans la PWN. La nébuleuse s'étend plus rapidement que les éjectas internes du SNR et son

rayon R_{PWN} au cours du temps t est donné par $R_{PWN} \propto t^{1.2}$ [72]. Plus son rayon augmente et plus la densité du flux magnétique dans la PWN diminue. L'émission synchrotron des particules accélérées dans la nébuleuse devient alors moins intense. La pression magnétique décroît donc et son expansion au cours du temps est moins importante. Cette phase est illustrée par des simulations dans le panneau de la Figure 2.4 où le SNR n'a que 4000 ans. La partie Sud-Est de la PWN n'est pas encore rentrée en contact avec le choc en retour du SNR. La première étape du schéma de la Figure 2.5 décrit également la phase d'expansion libre.

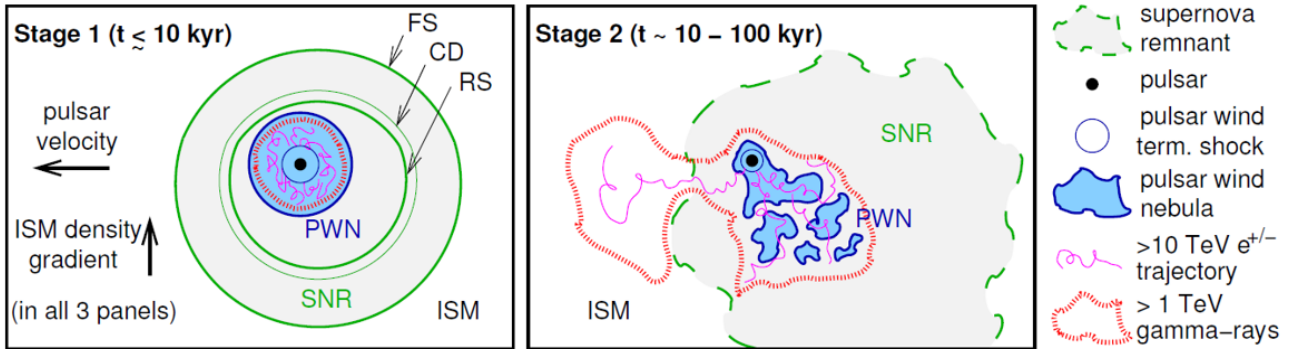


FIGURE 2.5 – Schéma des deux premières phases d'évolution d'une PWN extraits de [124]. L'ISM a un gradient en densité vers le haut et le pulsar se déplace vers la gauche. Le panneau *Gauche* montre l'étape 1 pour des temps $t < 10$ kyr; quand la PWN est contenue à l'intérieur de son SNR parent et avant que le choc en retour (RS) n'interagisse avec lui. Le front de choc principal (FS) et la discontinuité de contact (CD) sont tracés par les lignes vertes. À ce stade les électrons accélérés donnant une émission γ au TeV sont confinés dans la PWN. Le panneau *Droit* montre l'étape 2 pour des âges de PWN (pulsar) intermédiaires entre $\sim 10 - 100$ kyr; après perturbation de la PWN par le RS mais avant que le pulsar ne s'échappe de son SNR. À ce stade les électrons émetteurs de rayons γ au TeV commencent à s'échapper de la PWN dans le SNR et éventuellement dans l'ISM.

Dans la phase de Sedov-Taylor du SNR, l'onde de choc en retour créée (Figure 2.1) se propage vers l'intérieur et choque les éjectas froids. Elle finit par entrer en collision avec la nébuleuse, c'est la deuxième phase d'évolution de la PWN. Le panneau de la Figure 2.4 des simulations du SNR âgé de 7000 ans montre le moment où le choc en retour atteint l'entièreté de la PWN. L'interaction entre le choc en retour et la PWN comprime cette dernière dont le rayon diminue brusquement, d'environ un facteur 10. En effet, l'énergie dynamique totale du SNR est supérieure à celle de la PWN d'un ou deux ordres de grandeur [121]. La pression dynamique des éjectas internes du SNR qui ont été chauffés est devenue supérieure à celle de la PWN. Au sein de l'objet, la diminution de son rayon cause l'augmentation de la pression et de la densité des lignes de champ magnétique [58]. Ceci peut entraîner une importante perte d'énergie des particules par rayonnement. Après cela, la pression dans la PWN est de nouveau plus importante que celle du SNR et la nébuleuse reprend son expansion. Alors la pression diminue, le SNR reprend le dessus et le système PWN/SNR oscille jusqu'à ce que le vestige entre en phase radiative [58]. Par ailleurs, on peut noter que l'onde de choc en retour du SNR n'est pas forcément sphérique car cela dépend de l'ISM qui entoure le vestige. Si un gradient de densité dans le milieu est présent, le choc en retour est asymétrique et cette forme est reportée sur la PWN. L'asymétrie de la PWN peut être d'autant plus importante si son pulsar possède une grande vitesse propre, comme dans le cas de la Figure 2.4. Enfin, la grande différence de pression entre l'intérieur et l'extérieur de la PWN produit des instabilités magnétiques. Ces turbulences engendrent un mélange entre les leptons de la nébuleuse et les particules de son environnement et finit par la déformer. Elles permettent aussi d'augmenter localement \vec{B} et sont propices à l'accélération des

leptons. Les panneaux de la Figure 2.4 quand le SNR a 12 000 ou 17 000 ans illustrent les perturbations de la PWN qui évoluent au cours du temps. La deuxième étape de la Figure 2.5 explique aussi la dynamique de la nébuleuse dans sa phase de collision, lorsqu'elle est alimentée par un pulsar d'âge intermédiaire ($\sim 10 - 100$ kyr). On peut voir que les perturbations lors de cette phase peuvent causer l'échappement des leptons les plus énergétiques de la PWN dans la SNR. Il est possible ensuite qu'ils s'échappent dans l'ISM environnant et rayonnent faiblement au TeV [124]. Finalement à la fin de cette étape, l'expansion de la PWN continue mais est largement diminuée : $R_{PWN} \propto t^{0.73}$ si $t < \tau_0$ [244] et $R_{PWN} \propto t^{0.3}$ si $t > \tau_0$ [217].

Lorsque le pulsar est d'âge moyen ($\sim 100 - 400$ kyr [173]), son mouvement propre et l'écrasement de la PWN par le choc en retour peuvent le faire quitter spatialement la bulle principale de la nébuleuse. Il peut aussi quitter celle de son SNR parent qui disparaît lentement dans l'ISM. Le pulsar continue d'injecter localement des leptons énergétiques dans l'ISM. Il crée un plasma qui prend une forme dépendante de la direction de sa course et de la densité du milieu environnant. De son côté, la vieille PWN formée par le pulsar durant les premiers milliers d'années demeure et ses particules ont été refroidies par rayonnement. Sa pression est faible car il n'y a plus d'injection de particules et sa magnétisation est diminuée. Son émission synchrotron est désormais plus faible. Elle peut être dominée par le rayonnement par diffusion Compton inverse de la nébuleuse en interaction avec les champs de photons ambiants. Les émissions multi-longueurs d'onde priment. C'est sa phase de relique. Cette non-uniformité est observable notamment à droite de la Figure 2.3 dans les simulations qui montrent la répartition de l'âge des particules injectées par le pulsar. Au cours de son expansion et si le gradient de densité est faible, la PWN peut de nouveau englober le pulsar et être alimentée par ce dernier. Elle perd en pression dans son extension et est encore une fois contractée [121].

Par ailleurs, les leptons énergétiques injectés par le pulsar peuvent s'échapper de la jeune PWN dans l'ISM [173]. On peut l'observer avec les filaments en rayons X de certaines PWNe comme dans la nébuleuse de la guitare [159] et la nébuleuse du phare [204]. À ce stade de la PWN et à condition que les particules échappées ne dominent pas la densité d'énergie de l'ISM, un halo de pulsar commence à se former. Cet objet correspond à des paires électron-positron (e^-/e^+) de VHE qui diffusent très lentement dans un milieu perturbé. Il émet des photons γ dans un volume sensiblement plus grand que la nébuleuse [124]. Il est principalement observé au TeV par un rayonnement IC. La Figure 2.7 illustre le halo de pulsar et la Figure 2.8 montre les deux premiers objets identifiés dans cette classe.

2.2.3 L'émission γ des nébuleuses et propagation des particules

L'association d'une source en astronomie γ à une nébuleuse peut se faire dans un premier temps en regardant son spectre en $E^2 dN/dE$. Ces objets sont des accélérateurs de particules leptoniques efficaces qui rayonnent à HE et VHE par IC. Les indices spectraux des PWNe clairement identifiées au TeV valent en moyenne ~ 2.3 [133] avec une large distribution de leurs valeurs s'étendant de 1.9 à 2.8, comme on peut le voir à gauche de la Figure 2.6. Au GeV, les indices de ces sources sont ainsi plutôt durs (< 2). La valeur de l'indice dépend de la position du pic du rayonnement mais en général la forme spectrale de l'émission γ commence à chuter bien au-delà du TeV (voir Figure 1.5).

Dans un deuxième temps, la forme spatiale de l'émission peut être un indicateur clair de la présence d'une PWN. L'extension des sources γ que créent ces objets est très dépendante de l'énergie à laquelle on se place. L'émission est donc le plus souvent modélisée par un profil gaussien ou un modèle qui fait évoluer la morphologie en fonction de l'énergie. De manière générale à HE, les PWNe montrent une extension plus large lorsque l'énergie augmente. Cette observation est liée à l'accélération des particules par le mécanisme DSA quand elles se propagent dans leur milieu. Puis à VHE, on observe une extension plus petite qui se resserre autour du pulsar quand l'énergie augmente. En effet, les particules en se propageant finissent par se refroidir par rayonnement IC tandis que les

particules proches du pulsar sont fraîchement injectées avec une grande énergie. Les effets combinés de propagation et de pertes d'énergie par rayonnement peuvent être observés précisément lorsque l'on étudie une PWN très brillante. L'indice spectral peut être obtenu à différents endroits d'une émission γ d'un même objet (cf. Chapitre 7). Par ailleurs, on a vu à la Figure 2.4 que l'extension des PWNe peut être asymétrique par rapport au pulsar lorsqu'elles ont subi le choc en retour du SNR qui est plus précoce dans les régions plus denses.

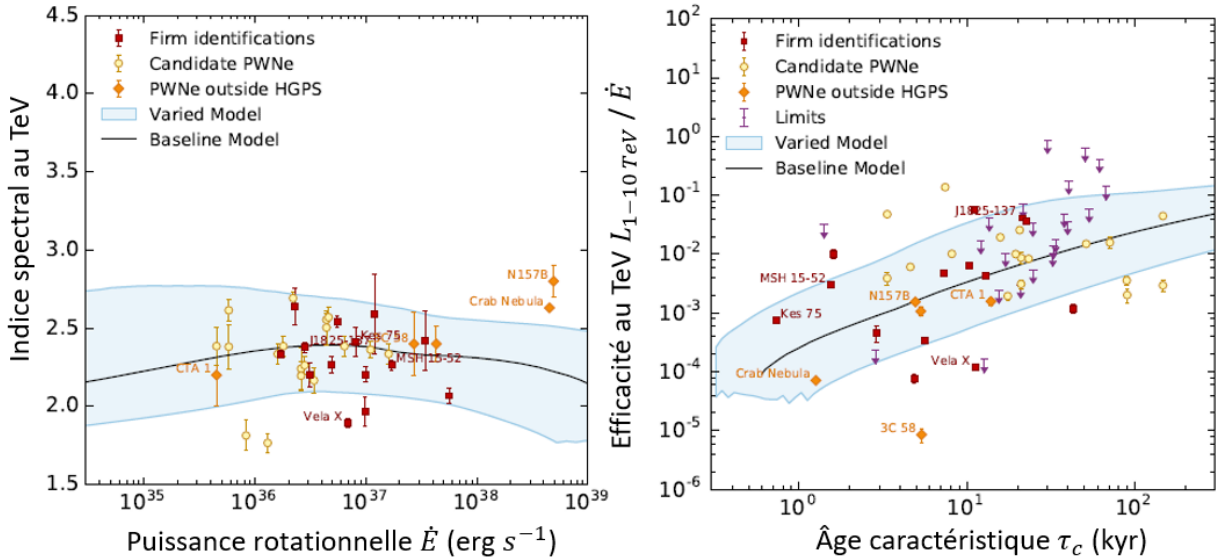


FIGURE 2.6 – Graphes de l'étude de population de PWNe identifiées dans H.E.S.S. [133] obtenus avec les propriétés des pulsars qui les alimentent : indice spectral en fonction de \dot{E} et efficacité au TeV en fonction de τ_c .

Lorsqu'un pulsar est visible au voisinage d'une émission γ , ses propriétés permettent d'associer la source à une nébuleuse ou non. Pour définir les PWNe candidates dans les chapitres 5 et 6, nous nous sommes basés sur les critères développés dans l'article [133] sur l'étude des PWNe visibles dans H.E.S.S.. En particulier, l'émission que l'on veut associer à la nébuleuse ne doit pas se trouver plus loin qu'une certaine distance de la position du pulsar associé et cette émission doit suivre les modèles actuels qui tracent : l'extension au TeV en fonction de l'âge τ_c du pulsar et la luminosité au TeV en fonction du \dot{E} [133]. L'extension réelle est obtenue grâce à l'extension angulaire de l'émission et la distance du pulsar par rapport à la Terre (cf. Partie 2.2.1) par une simple considération géométrique. La luminosité dépend aussi de la distance de l'objet compact et de l'indice spectral de l'émission [133]. Cette grandeur permet également d'évaluer l'efficacité de la PWN pour convertir la puissance rotationnelle du pulsar en γ . À droite de la Figure 2.6 on peut voir que la plupart des PWNe identifiées au TeV sont jeunes et affichent une efficacité entre 0.01 et 10%. Toutes ces caractéristiques peuvent nous permettre de reconnaître la patte d'une PWN mais il est important de noter que leurs propriétés sont très variées. L'âge τ_c par exemple n'est pas forcément un indicateur de la phase dans laquelle elle se trouve car l'évolution de la nébuleuse peut être plus ou moins rapide en fonction de son pulsar et de son environnement.

Finalement lorsqu'une PWN est particulièrement brillante, comme HESS J1825-137 étudiée au chapitre 7 et dans l'article [134], on peut étudier le transport des particules en son sein. La propagation des électrons et des positrons dans les PWNe s'effectue à travers des processus advectifs, diffusifs ou le plus souvent par une combinaison des deux [189]. Les études mettent en avant que l'advection domine les régions internes de la nébuleuse car la pression des particules reste supérieure à la pression

du milieu ambiant [231]. Les particules sont strictement confinées et l'écoulement est important. Dans cet écoulement, le principe de conservation de la masse et une densité en régime permanent doivent être respectés. De plus, la vitesse de l'écoulement va dépendre de la distance au pulsar car le milieu exerce une pression sur la PWN. En faisant certaines hypothèses comme dans l'article [134], l'extension de l'objet peut être décrite suivant une loi de puissance en fonction de l'énergie dans un processus d'advection. Cependant, les études montrent que les deux mécanismes coexistent dans la nébuleuse [231]. La diffusion devient le transport principal des particules lorsque la pression à l'intérieur de la nébuleuse est réduite à celle de l'ISM et que les particules ne sont plus strictement confinées dans la nébuleuse [134]. Ce processus intervient en particulier quand les particules s'échappent de la jeune PWN. L'extension de la PWN peut être décrit par $R = 2\sqrt{D(E)\tau}$ lorsque τ le temps de refroidissement est largement inférieure à l'âge de la PWN. En supposant que le coefficient de diffusion $D(E)$ en fonction de l'énergie suit une loi de puissance comme dans les articles [134] et [135], l'extension de la PWN dépend de l'énergie en loi de puissance dans un processus de diffusion. Ainsi, la phase d'évolution de la nébuleuse peut être déterminé en étudiant la morphologie de l'émission γ en fonction de l'énergie.

2.3 Halo de pulsar, un nouvel objet dans notre Galaxie ?

Le halo de pulsar ou halo γ qui correspond au dernier stade possible d'une nébuleuse a été distingué comme une nouvelle classe d'objets astrophysiques [10] [173]. Les propriétés physiques observées au sein de l'objet sont différentes de celles des PWNe identifiées. Les paramètres principaux qui les différencient sont : la taille de la région où se propagent les électrons et les positrons et le profil de diffusion [184]. Les deux premiers halos découverts par HAWC en 2017 présentent des émissions très étendues au TeV dans la région des pulsars voisins de Geminga et Monogem [10]. On peut voir les deux sources γ à la Figure 2.8 ainsi que les caractéristiques de leurs pulsars. Ces derniers sont plus âgés et ont une perte d'énergie rotationnelle plus faible que ceux alimentant les PWNe connues au TeV [133]. L'article [10] met en avant dans ces objets une suppression de la diffusion de facteurs d'environ 100 à 500 pour des particules de ~ 100 TeV par rapport aux conditions moyennes de l'ISM dans le plan galactique, afin de reproduire les deux émissions qui s'étendent sur au moins 20 à 30 pc. Les halos de Geminga et Monogem sont à l'origine des principales théories qui tentent d'expliquer cette classe.

Aujourd'hui de nombreuses sources γ très étendues autour de pulsars moyennement âgés sont considérées être des candidats halos [185] (cf. Chapitre 1). L'article [173] a estimé qu'il pouvait y avoir une population 3 à 4 fois plus grande de pulsars de 10 - 100 kyr en raison de l'alignement défavorable de leur faisceau vers la Terre. Les émissions diffuses détectées en γ pourraient correspondre à ces objets. Leur fréquence dans la galaxie n'est pas bien connue mais ces objets pourraient contribuer à comprendre le transport des CRs dans la Voie lactée [176]. Des observations par le passé avaient donné des indices quant à son existence, comme Milagro en 2009 [4], mais ne l'avait pas clairement identifié. De manière générale, les halos γ présentent un confinement efficace des paires e^-/e^+ [10] et une émission à large bande en γ . Les observations avec le Fermi-LAT [95] et LHAASO [22] montrent que les émissions sont visibles au moins de 10 GeV à plus de 100 TeV. Cependant, l'association d'une source γ avec un halo de pulsar reste très délicate car diverses théories sont en compétition et impliquent des observations variées. L'article [263] montre d'ailleurs que la morphologie des halos pourraient être complexe à cause des effets combinées du mouvement propre du pulsar, de l'histoire de l'injection et de la structure réelle du milieu environnant. Les sources voisines HESS J1809-193 [136] et HESS J1813-178 qui seront abordées au chapitre 6 mettent en avant par exemple la difficulté à confirmer la présence d'un halo de pulsar.

Les théories des halos de pulsar étudient la possibilité d'un confinement de leptons de très haute

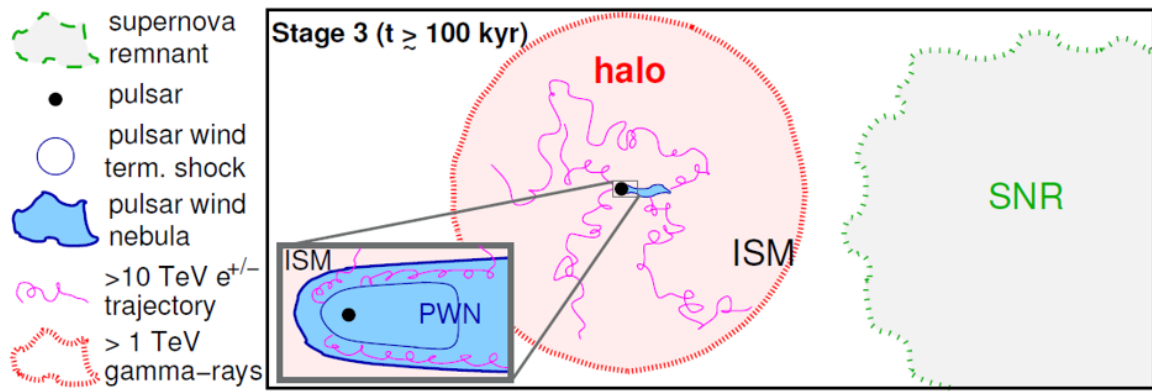


FIGURE 2.7 – Schéma de la dernière phase d'évolution d'une PWN extrait de [124]. L'ISM a un gradient en densité vers le haut et le pulsar se déplace vers la gauche. Le panneau représente l'étape 3, c'est à dire le système lorsqu'il est âgé avec $t \geq 100$ kyr. Le pulsar s'est échappé de son SNR parent qui disparaît maintenant dans l'ISM. À ce stade, les électrons de haute énergie s'échappent dans l'ISM environnant et peuvent alors former un halo de pulsar.

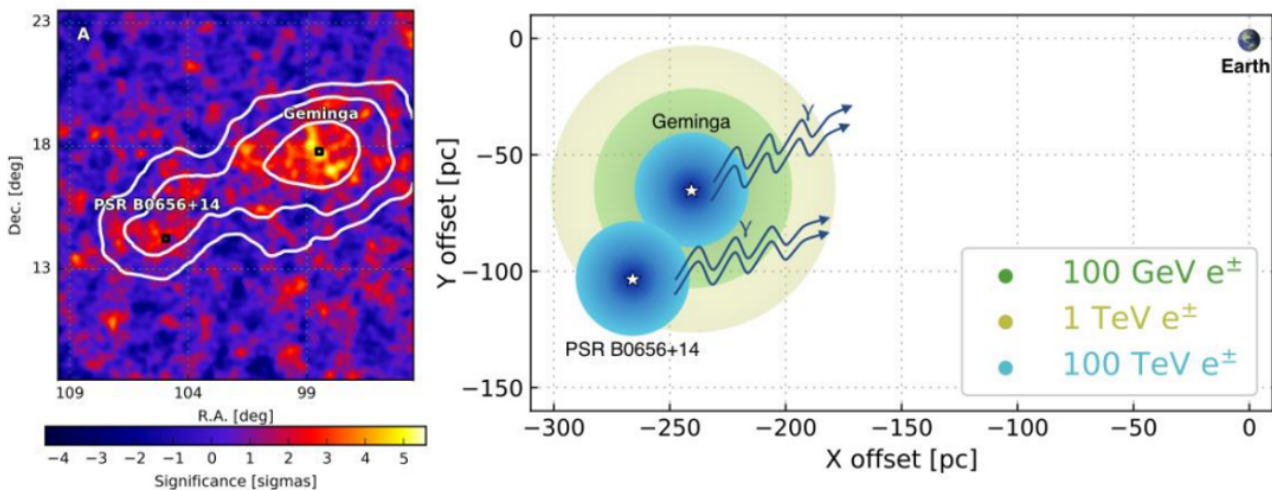


FIGURE 2.8 – Figure extraite de [10] de la morphologie spatiale des halos Geminga et Monogem respectivement autour des pulsars PSR J0633+1746 et PSR B0656+14. PSR J0633+1746 : $\tau_c = 342$ kyr et $\dot{E} = 3.3 \times 10^{34}$ erg s $^{-1}$. PSR B0656+14 : $\tau_c = 110$ kyr, $\dot{E} = 3.8 \times 10^{34}$ erg s $^{-1}$. *Gauche* : Carte de signification (cf. Chapitre 4) qui montre l'excès des deux halos γ entre 1 - 50 TeV par l'instrument HAWC, avec des contours à 5σ , 7σ et 10σ pour un ajustement à un modèle de diffusion [10]. La carte est convoluée à la PSF de HAWC (cf. Chapitre 3). *Droite* : Schéma projeté sur le plan galactique des deux halos et de la Terre pour visualiser leur taille par rapport à la distance. Les cercles colorés montrent la distance de diffusion des leptons avec 3 énergies différentes de Geminga et une seule énergie pour Monogem pour plus de clarté. Cette répartition est liée à l'équilibre entre le taux de diffusion et le refroidissement des particules par rayonnement.

énergie (jusqu'à des centaines de TeV) sur des échelles spatiales (jusqu'à plus de 100 pc) et temporelles (quelques centaines de kyr) aussi grandes. Elles cherchent à comprendre quel mécanisme physique est en jeu, quel milieu est propice à leur création et quelle est la population galactique des halos de pulsar. Certains modèles néanmoins proposent une suppression plus faible de la diffu-

sion voire aucune suppression. Dans ce cas, les leptons se propageraient de manière balistique puis diffuseraient dans un milieu similaire à l'ISM classique [213]. Ces derniers ne semblent cependant applicables qu'au cas de Geminga et n'expliquent pas énergétiquement d'autres halos [42]. L'idée de la diffusion lente est alors conservée et expliquée par les scénarios ci-dessous :

1. Un gradient des paires e^-/e^+ qui se sont échappées de leur PWN entraînerait un autoconfinement des leptons. Ce gradient engendre des instabilités cinétiques produisant des turbulences qui dispersent les particules. Les articles [108] et [109] montrent que la suppression de la diffusion dans ce scénario ne peut pas se faire pour des âges trop élevés. La diminution de la période du pulsar et son mouvement propre impliquent des flux de particules trop faibles pour générer des turbulences. L'article [197] propose un scénario d'autoconfinement corrigé pour augmenter la durée et la suppression de la diffusion et retrouve les observations de Geminga. Cependant ce modèle ne peut reproduire les bonnes conditions d'autoconfinement lorsque l'injection des particules se fait à trois dimensions. De plus dans ce cas, l'injection doit commencer au moment de la création du pulsar afin que l'énergie soit suffisante pour accroître les turbulences. Enfin, le mouvement propre du pulsar n'est pas pris en compte alors qu'une injection précoce est liée à un pulsar qui s'échappe rapidement de la PWN ou de son SNR parent.
2. Le halo de pulsar se développe dans une région de l'ISM qui dispose, pour une raison quelconque, d'une turbulence magnétohydrodynamique standard dont les propriétés permettent un confinement efficace de particules d'environ 100 TeV. L'article [177] montre que les conditions de l'ISM pourraient reproduire des turbulences à l'origine d'un confinement (une petite longueur de corrélation de 1 pc et \vec{B} de 3 μ G) avec un petit coefficient de diffusion. D'autres théories proposent d'expliquer les causes des turbulences dans le milieu du halo. L'article [232] suggère que l'émission de Geminga est créée par des anciens leptons piégés dans la PWN relique et formés lorsque le choc en retour rencontre la jeune nébuleuse et l'écarte de son pulsar. Le confinement serait lié à la magnétisation de la PWN relique. L'article [109] explique différemment que la cause des turbulences seraient le passage de l'onde de choc du SNR parent. Ce modèle fonctionne pour Geminga à condition que le vestige fournisse 1 à 10% de son énergie cinétique aux turbulences et que l'injection se produise sur une grande région (10 pc). Dans ce cas, la dilution des turbulences doit être suffisamment faible pour perdurer jusqu'à ~ 100 kyr alors que le SNR ne vit pas beaucoup plus longtemps que ~ 30 kyr. Par ailleurs, cela implique que les turbulences sont plus grandes pour un SNR plus jeune et plus petit. Ceci est en contradiction avec les observations de HAWC. Monogem montre un coefficient de diffusion plus proche de l'ISM que Geminga avec un vestige moins âgé et moins étendu. Enfin, le mouvement propre du pulsar ne doit pas entraîner son échappement dans l'ISM.
3. Les particules du halo se propagent dans une bulle où la diffusion est inférieure à celle de l'ISM. Dans cette bulle, des turbulences préexistent et sont auto-générées par les protons qui se sont échappés du SNR parent du à leur grand rayon de giration. Toutefois, ces turbulences produites dans les premiers milliers d'années devraient se maintenir au-delà de 100 kyr. [226].

Ainsi on peut en déduire que la reproduction des halos autour des pulsar de Geminga et Monogem est complexe et qu'ils sont peut-être un cas extrême d'évolution de la PWN. L'article [184] montre que la plupart des pulsars d'âges moyens ne développent pas de halos similaire à Geminga ou Monogem ou voire pas de halo du tout. Effectivement si on observait un halo autour de chaque pulsar d'âge moyen local, le flux de positrons local observé par AMS-02 serait beaucoup plus élevé. Il conclut par rapport aux objets proches de la Terre que seuls 5 à 10% des pulsars d'âges moyens seraient entourés d'un halo. Mais la conclusion de l'article dépend fortement des propriétés des pulsars pris

en compte et de la physique qui régit le halo. Les objets modélisés à ce jour sont principalement soit des jeunes PWNe, de moins de 30 kyr, soit des vieux halos de plus de 100 kyr. La pression dans la nébuleuse de pulsar est dominée par les particules qui se propagent par advection mais aussi par diffusion (dans la direction perpendiculaire au flot), comme la source HESS J1825-137 au chapitre 7. Les halos de pulsar montrent un profil de diffusion où la densité d'énergie est largement plus faible que dans l'ISM. Ainsi, l'âge et la morphologie des sources γ peut nous permettre de différencier le stade d'évolution de l'objet. Cependant, des régions mettant en avant des systèmes en transition doivent donc être davantage analysées afin de comprendre l'évolution globale de ces objets et de permettre de contraindre les modèles (cf. Chapitre 5).

DEUXIÈME PARTIE

Détection des rayons γ et Analyse de données

CHAPITRE 3

Instruments de détection

Sommaire

3.1 Détection directe avec le Fermi-LAT	59
3.1.1 Description de l'instrument LAT à bord du satellite Fermi	59
3.1.2 Traitement des données et fonctions de réponse de l'instrument	66
3.2 Détection indirecte avec H.E.S.S.	69
3.2.1 Le réseau de télescopes et son fonctionnement	70
3.2.2 Analyse des données de bas niveau	74

Pour comprendre les objets astrophysiques les plus violents de la Galaxie, il est primordial d'observer les rayons γ qui fournissent des informations cruciales, telles que la nature des particules accélérées et leur énergie maximale. Les particules chargées émises par ces objets diffusent au cours de leur trajet dans la Galaxie, contrairement aux photons γ qui se déplacent en ligne droite. On peut donc obtenir la position de la source d'origine. Cependant, les rayons γ sont difficiles à détecter car leur énergie leur procure un grand pouvoir de pénétration dans la matière. Donc contrairement aux autres longueurs d'onde, la détection ne peut pas se faire en les focalisant par réflexion ou déviation sur des miroirs (astronomie classique). Pour capturer les photons, il existe deux grandes catégories de télescopes qui utilisent des méthodes proches des détecteurs de particules. Les télescopes spatiaux détectent directement le photon en le faisant interagir avec les instruments à leur bord. Ils interceptent en grande partie les photons de haute énergie (0.1 - 100 GeV), qui sont beaucoup plus nombreux, car la nature spatiale du télescope lui impose une surface restreinte. Les télescopes au sol, quant à eux, détectent indirectement le photon en faisant de l'imagerie sur les interactions des photons avec l'atmosphère terrestre. Ils observent les photons de très haute énergie (0.1 - 100 TeV) assez énergétiques pour traverser une certaine distance dans l'atmosphère. De manière générale, lorsqu'une particule (photon ou particule chargée) est détectée par un instrument on parle d'évènement.

3.1 Détection directe avec le Fermi-LAT

3.1.1 Description de l'instrument LAT à bord du satellite Fermi

Le satellite Fermi

Le Fermi Gamma-ray Space Telescope (Fermi) détecte les photons γ de haute énergie directement dans l'espace. La mission est issue d'une collaboration internationale entre les Etats-Unis, la France, l'Allemagne, l'Italie, le Japon et la Suède qui ont conçu différentes parties du satellite et de ses

instruments. L'idée de ce télescope est née dans les années 90 [38] et la préparation a pris plus de 10 ans. L'origine de ce projet provient de la poursuite du progrès scientifique dans la compréhension du ciel en γ , nécessitant une exploration continue et coordonnée dans différentes longueurs d'onde, avec des télescopes terrestres et spatiaux. Le télescope Fermi complète ainsi les IACTs (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes) observant au sol de la dizaine de GeV à la dizaine de TeV, qui seront détaillés plus tard. La mission Fermi a pour objectif majeur de perdurer les observations passées en γ de haute énergie entreprises notamment par l'instrument EGRET. Ce dernier avait fourni une carte globale du ciel entre 100 MeV et 10 GeV [142] avec des données accumulées de 1991 à 2000. Il avait détecté au total 271 sources dont la moitié n'était pas identifiée, soulevant alors de multiples questions. Anciennement appelé Gamma-ray Large Area Space Telescope (GLAST), le télescope Fermi a été renommé à partir de sa mise en orbite en l'honneur du physicien italien Enrico Fermi, qui a expliqué les mécanismes d'accélération des rayons cosmiques. Le satellite a été lancé le 11 juin 2008 en Floride par la Nasa avec une fusée Boeing Delta II, transportant à son bord deux détecteurs de rayon γ . Ces derniers ont des performances et des bandes d'énergies différentes pour des observations complémentaires [187] [39].

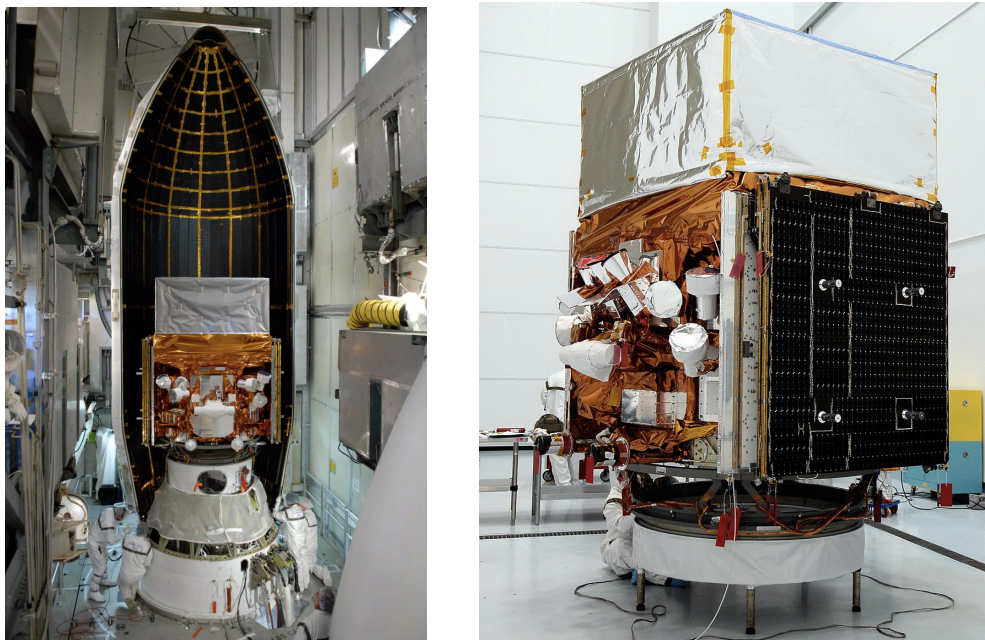


FIGURE 3.1 – Photos quelques jours avant le lancement de l'ensemble du satellite avec ses deux instruments (Credits : Jim Grossmann et General Dynamics Advanced Information Systems, NASA). *Gauche* : Vue dans le lanceur Delta II, on peut comparer la taille des ingénieurs à celle des détecteurs. *Droite* : Zoom sur le LAT qui correspond au cube brillant au sommet, le GBM aux tubes blancs et les panneaux solaires qui sont repliés sur le côté.

Le Gamma-ray Burst Monitor (GBM) détecte des phénomènes transitoires et aléatoires extragalactiques, tels que les sursauts γ . Il est positionné sur l'ensemble du satellite, que l'on peut voir sur l'image Figure 3.1, et observe tout le ciel non occulté, avec un champ de vue de 9.5 steradians. Il comporte 14 détecteurs dans une bande d'énergie de 8 keV à 40 MeV permettant une comparaison avec les données en rayons X durs. Lorsque qu'il détecte un sursaut, l'alerte est transmise à un ensemble d'observatoires multi-longueurs d'onde via un réseau appelé GCN (Gamma-ray bursts Coordinates Network). Si les conditions observationnelles le permettent, les autres instruments pointent dans sa direction pour obtenir des images multi-fréquences simultanées de l'évènement. L'instrument

principal de Fermi, le Large Area Telescope (LAT), est également dans le réseau GCN et détecte les photons au-delà de 20 MeV jusqu'à quelques TeV. Il est positionné au-dessus du satellite, visible sur l'image Figure 3.1, et son fonctionnement et ses performances seront détaillés plus précisément dans la partie qui suit.

Le satellite Fermi a deux modes de fonctionnement, détaillés dans [15]. Le premier est le mode balayage ("survey mode" en anglais) qui permet de sonder constamment tout le ciel pour une couverture uniforme et précise. Le deuxième est le mode pointé ("pointed mode" en anglais) utilisé pendant la phase de test des instruments, pour les événements transitoires et pour le suivi des sources variables. Le pointage se fait immédiatement après une observation avec le LAT, le GBM ou après réception d'informations d'un autre instrument du GCN. Le satellite Fermi utilise le plus couramment le mode balayage pour observer le plus de ciel possible avec le LAT. Il se trouve en orbite basse à une altitude d'environ 565 km dans un plan incliné de 25.6° par rapport au plan équatorial. Dans le mode balayage il pivote, toutes les 96.5 minutes qui correspond à la durée de son orbite, de $+50^\circ$ à -50° du zénith. L'instrument scanne plus de la moitié du ciel en une orbite et son entièreté en trois heures environ. Le satellite a également une orbite dotée d'un mouvement de précession de 54 jours qui garantit une observation exhaustive du ciel.

Dans la construction du télescope Fermi, la difficulté a été sa nature spatiale qui a imposé des contraintes sur son fonctionnement et ses performances. Les matériaux et les systèmes électroniques du satellite et des instruments sont adaptés pour supporter les conditions spatiales et le décollage. De plus, les dimensions ont dû être pensées afin d'optimiser les performances tout en limitant l'encombrement. Par exemple, une surface plus grande maximise l'aire efficace et une structure en grille de faible masse supporte l'ensemble de 4303 kg. Des panneaux solaires, Figures 3.1 et 3.2, permettent également d'alimenter l'ensemble des composants électroniques du satellite. Ces derniers ont d'ailleurs un temps mort très faible entre deux événements (la dizaine de μs) qui est nécessaire notamment pour l'exposition constante du télescope aux rayons cosmiques. Deux semaines après le lancement, les détecteurs ont été mis en fonctionnement. Ensuite durant deux mois, une phase de tests a été effectuée pour vérifier la résistance et la performance des instruments. Des sources connues et définies au préalable ont été pointées. Les simulations au sol ont prédit des performances en très bon accord avec celles obtenues une fois le satellite en orbite, mais les modélisations de certains phénomènes ont été peaufinées (l'Anomalie de l'Atlantique Sud par exemple). Les opérations scientifiques avec le télescope Fermi ont commencé officiellement le 4 août 2008.

La mission Fermi, programmée pour 5 ans renouvelables une fois, est en fonctionnement aujourd'hui depuis 15 ans car elle a été un grand succès. Elle a rempli les objectifs définis à l'avance et fait des découvertes inattendues. Cette mission a permis de résoudre une grande partie du ciel en rayons γ du système solaire (études des éruptions solaires [24]) aux échelles cosmologiques. Elle a aussi posé des contraintes sur les candidats à la matière noire telles que les particules massives interagissant faiblement (WIMP) [80], et participé à des études multi-messagers comme la recherche d'ondes gravitationnelles [171]. Dans la galaxie, elle a permis de comprendre davantage l'origine des émissions diffuses, la nature des sources non identifiées (découverte de 1/3 des pulsars millisecondes), les mécanismes d'accélération des particules et le comportement des sources variables. Dans les nouvelles découvertes de la Voie lactée, on peut citer les gigantesques structures en γ que sont les bulles de Fermi [229], la révélation de la variabilité de la nébuleuse du Crabe [256], la preuve que des protons sont accélérés dans les restes de supernovae [16] et la découverte des novae émettant jusqu'à ces énergies [112]. Au final, la science avec Fermi a augmenté le nombre de sources γ strictement identifiées entre 100 MeV et 300 GeV d'un facteur 10 et leur nombre de classes d'un facteur 5. Ce télescope est donc essentiel pour l'astronomie γ car aucun successeur dans sa bande en énergie n'est prévu à ce jour et il reste beaucoup de données à analyser afin de poursuivre l'exploration du ciel à haute énergie.

L'instrument LAT

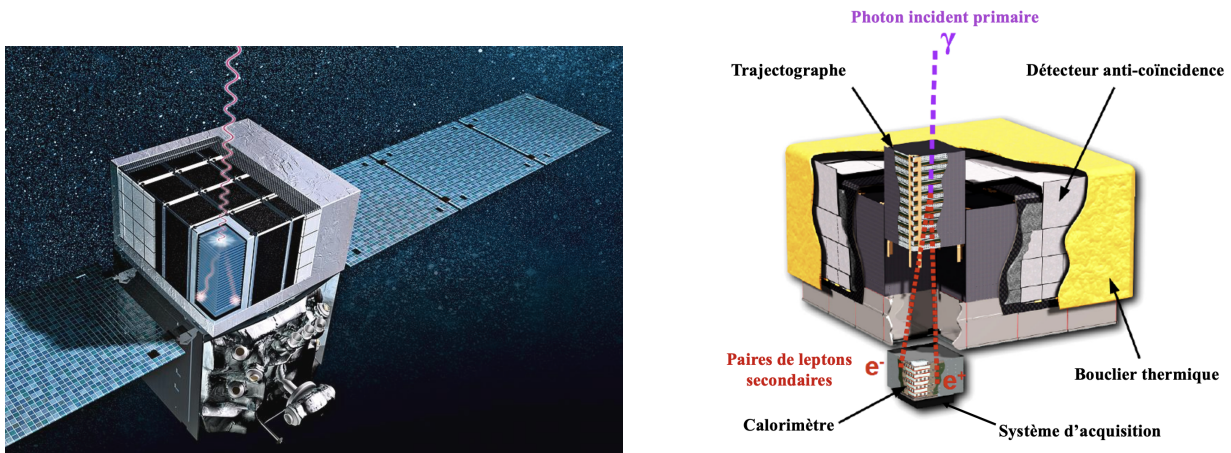


FIGURE 3.2 – Les deux schémas montrent un photon γ incident se matérialiser en une paire e^-/e^+ au contact du LAT. *Gauche* : Vue d’artiste de l’ensemble du satellite Fermi : ses deux instruments et ses panneaux solaires (Credit : Claus Lunau, Science Photo Library). *Droite* : Schéma du LAT adapté de [39] avec ses trois sous-systèmes : ACD, trajectographe et calorimètre.

Le LAT a été conçu comme successeur de l’instrument EGRET en déterminant les points qui ont fait défaut et avec pour motivation les avancées techniques. La nouvelle conception a permis un détecteur avec une sensibilité bien plus grande, un champ de vue plus large, une meilleure résolution angulaire et l’extension de la gamme d’énergie des observations au-delà de 10 GeV. La détérioration au cours du temps se voit aussi diminuer en absence de consommables (contrairement aux chambres à étincelles d’EGRET). Les performances du LAT lui ont donc permis d’observer le même nombre de sources qu’EGRET en seulement quelques jours et de distinguer une grande partie des objets aux hautes énergies [5].

Son fonctionnement général a pour objectif de reconnaître un photon γ par sa matérialisation en deux leptons. On obtient sa direction et son énergie à partir de la cascade électromagnétique qui se développe dans l’instrument. Le LAT rejette aussi au maximum les particules chargées, qu’il détecte très bien par construction, grâce à un détecteur anti-coïncidence. En-dessous, il est segmenté en 4×4 (16) tours identiques qui contiennent chacune deux parties distinctes : un trajectographe que le photon rencontre en premier, puis un calorimètre. Ces trois types de détecteurs sont appelés des sous-systèmes de l’instrument, sont illustrés Figure 3.2 et leurs fonctions sont expliquées ci-dessous. Une description totale du LAT et de ses performances se trouve dans l’article [39].

- Un bouclier protège l’instrument afin que ces détecteurs restent stables thermiquement et résistent dans le temps.
- Un système anti-coïncidence sert à identifier les rayons cosmiques.
- Après le détecteur anti-coïncidence, un trajectographe matérialise le photon en paire de leptons par interaction avec un élément lourd. L’électron et le positron (e^-/e^+) formés vont être localisés tout du long de leur propagation dans le sous-système par des détecteurs à pistes. On peut alors reconstruire la direction du photon primaire incident.
- Ensuite un calorimètre reçoit les leptons qui au cours de leur trajet continuent à produire d’autres particules formant ainsi une cascade électromagnétique. Ce détecteur est formé de cristaux qui scintillent au passage des particules. La lumière permet de mesurer l’énergie déposée par les particules de la cascade avec des photodiodes.

- Un système d'acquisition enregistre les données pour qu'un premier traitement soit fait à bord.

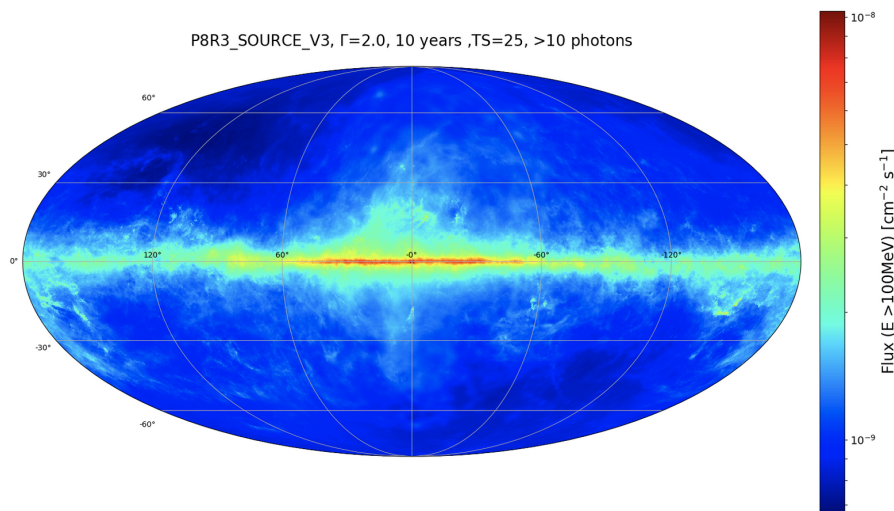


FIGURE 3.3 – Carte de sensibilité du Fermi-LAT au-dessus de 100 MeV pour des sources ponctuelles d'indice spectral 2 avec 10 ans de données et la dernière version des fonctions de réponse du LAT (voir 3.1.2), extraite de *Fermi LAT Performance*.

En observant tout le ciel de 20 MeV à quelques TeV, le LAT a réalisé la majorité des découvertes que nous avons citées. Cet instrument offre par ailleurs un premier regard sur la bande d'énergie 10 GeV - 50 GeV et permet un recouvrement avec les IACTs au-delà de 50 GeV, permettant de prolonger et de vérifier les spectres des sources célestes. Avec à 1 GeV une résolution angulaire de 0.6° et une incertitude sur l'énergie inférieure à 15%, il apporte des détails sur les études spectromorphologiques. De plus, son champ de vue de 2.4 steradians lui permet d'observer 1/5 du ciel à tout instant avec une bonne sensibilité. La sensibilité est définie comme le flux minimal d'une source ponctuelle que l'on peut détecter avec une significativité de 5σ en un temps donné. Celle du LAT atteint, avec 10 ans de données, 3×10^{-13} erg/cm²/s à 10 GeV pour une position excentrée du plan Galactique $(l,b) = (120^\circ, 45^\circ)$, avec l la longitude galactique et b la latitude galactique. Pour évaluer la sensibilité intégrée en énergie comme sur la Figure 3.3, plusieurs paramètres sont à prendre en compte tels que le flux, l'indice spectral, la bande en énergie, la position et l'extension de la source. Finalement, toutes les caractéristiques du LAT lui ont permis de réaliser une carte du ciel complète et détaillée et de distinguer la nature d'un grand nombre de sources. Cet instrument a aujourd'hui détecté plus de 6000 sources.

Le système anti-coïncidence du LAT

Le LAT est continuellement exposé au rayonnement cosmique provenant notamment du vent solaire. Ces particules chargées peuvent déclencher le système d'acquisition comme les leptons produits par le photon incident sur l'instrument. Elles constituent la première source de bruit de fond avec au m² plus de mille fois plus de rayons cosmiques que de photons γ . Un système anti-coïncidence (ACD pour "anticoïncidence detector") est alors placé à la surface du trajectographe et rejette plus de 99.97% des particules chargées dans son mode astronomie γ (le plus couramment utilisé). Le reste sera enregistré comme donnée mais la nature chargée sera identifiée par une analyse combinée des détecteurs et le fond pourra être davantage discriminé.

Le fonctionnement de l'ACD repose sur un recouvrement du trajectographe du LAT, Figure 3.2, par 89 tuiles de plastiques scintillateurs qui se chevauchent pour limiter l'espacement horizon-

tal. 8 fibres scintillantes couvrent aussi les quelques millimètres qui séparent les tuiles. Elles sont moins efficaces mais ne représentent même pas 1% de la surface de l'ACD. Les signaux lumineux que provoquent les particules chargées qui traversent l'ACD sont lus par des photo-multiplieurs. L'épaisseur de l'ACD est très fine d'une part pour limiter l'interaction des photons γ avec lui, ce qui limiterait la statistique des événements γ enregistrés. D'autre part, cette épaisseur réduit la conversion des particules chargées en γ (par interaction proton-proton par exemple), ce qui ajouterait du bruit. De plus, sa segmentation ne suit pas les 16 tours du LAT pour minimiser les zones mortes entre les détecteurs et pour prendre en compte les particules retro-diffusées (phénomène de "black splash") [106]. Celles-ci proviennent d'une cascade électromagnétique d'un photon incident, en général plus énergétique que le GeV, qui produit des photons secondaires et ensuite des particules chargées par diffusion Compton. Elles sont reconnues car leur point d'impact sur l'ACD n'est pas dans le prolongement d'une trace mesurée par les autres détecteurs. La considération de ce phénomène a permis la grande amélioration en sensibilité au-delà de 10 GeV entre Fermi et EGRET. Des détails sur son fonctionnement sont donnés dans [195].

Le trajectographe du LAT

Le trajectographe ("tracker" en anglais), décrit dans [39], est traversé par le photon γ après l'ACD et il a deux fonctions. La première est de convertir les photons en paires e^-/e^+ par interaction avec la matière de l'instrument. La deuxième est de suivre la trace des particules créées au cours de la cascade pour reconstruire la direction du photon incident et remonter à la position de la source.

Le trajectographe est composé d'un module par tour et le principe de son fonctionnement dont on va discuter est illustré Figure 3.4. Dans chaque tour il y a 18 plateaux qui sont parallèles et chaque plateau est composé de deux plans de détecteurs à pistes en silicium Si (SSD pour Silicon Strip Detector) qui alternent des directions perpendiculaires selon les axes x et y . Les positions des particules qui se propagent vont être repérées par ces détecteurs dont la direction z est donnée par la hauteur de l'instrument. En regardant les pistes touchées, la trajectoire des particules dans chaque tour est reconstruite. L'efficacité de détection d'un SSD est nécessairement supérieure à 99% pour une particule pour éviter une dégradation rapidement significative avec la multiplicité des SSDs utilisés. La direction du photon incident est finalement obtenue en étudiant la propagation de la cascade électromagnétique. Si l'angle d'incidence du photon dans le LAT est assez grand, le photon peut se matérialiser dans une tour et la paire e^-/e^+ se propager dans les voisines. Dans ce cas, plusieurs tours sont nécessaires pour retracer la cascade et donc la direction du photon primaire. Pour garder une surface efficace assez grande de détecteur, l'électronique d'acquisition se trouve sur le côté et est connectée aux SSD au niveau des angles.

Pour amorcer la cascade électromagnétique, des plateaux de Tungstène W (un élément lourd) ont été intercalés entre les premiers plateaux de Si. Les plateaux de W les plus en surface sont fins pour limiter la diffusion multiple des leptons, tandis que les plateaux les plus proches du calorimètre sont épais pour faciliter le développement de la cascade. Les photons qui produisent la paire e^-/e^+ en surface sont appelés événements "front" et ont une meilleure résolution que ceux créés dans les parties basses, appelés événements "back". Finalement dans cette composition, la résolution angulaire est meilleure si la création de paire se fait dans le W et est directement détecté par le Si juste après. Cela permet de réduire les diffusions multiples des e^-/e^+ qui sont responsables du manque de précision sur la reconstruction de la direction, notamment à basse énergie. Enfin, l'épaisseur du trajectographe correspond à l'ordre de grandeur du libre parcours moyen d'un photon pour créer une paire e^-/e^+ .

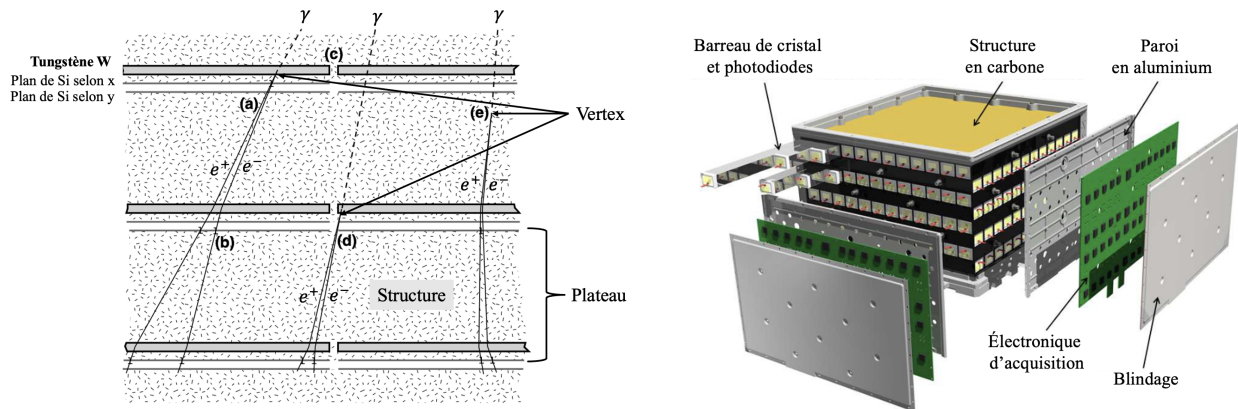


FIGURE 3.4 – Images extraites de [39]. *Gauche* : Schéma de la matérialisation de photons γ dans le trajectographe. *Droite* : Schéma éclaté du calorimètre.

Le calorimètre du LAT

Après son développement dans le trajectographe, la cascade électromagnétique créée par le photon incident arrive dans le calorimètre (CAL). Ce détecteur reconstruit l'énergie du photon primaire et aide à discriminer les deux principaux types d'évènements : le photon γ et le rayon cosmique. Un schéma, Figure 3.4 montre ses différents éléments et une explication de son fonctionnement et de ses performances se trouvent dans [39].

Tout comme le trajectographe, le calorimètre est constitué de 16 tours distinctes. Chacune comporte 8 couches empilées parallèlement, elles-mêmes composées de 12 barreaux de cristaux côte à côte. Au passage d'une particule chargée de la cascade, les cristaux émettent des photons par scintillation. La lumière se propage et est lue par des photodiodes aux extrémités des barreaux. Tout le système est soutenu par une structure en carbone rigide. Une asymétrie d'intensité lumineuse sur chaque extrémité donne un point d'impact des particules de la cascade. Les couches successives suivent les directions perpendiculaires des axes x et y qui permettent de localiser le passage de la cascade dans le plan. Tout comme le trajectographe, la direction selon l'axe z est donnée par la hauteur du calorimètre. Pour éviter les contaminations lumineuses entre barreaux, ils sont isolés optiquement. De plus, leur dimension est un compromis entre une segmentation assez précise pour reconstruire la trajectoire et la diminution du nombre de voies d'acquisition. La précision sur la position est de quelques mm à environ 10 MeV et à moins de 1 mm au-delà de 1 GeV. La détermination de la direction du photon reste ainsi cent fois moins précise que celle du trajectographe.

Le calorimètre a pour objectif principal la détermination de l'énergie. Il a été testé au sol avec des accélérateurs de particules et est aussi étalonné en énergie en orbite avec les rayons cosmiques chargés. Cela nous permet d'estimer d'abord l'énergie déposée par les particules de la cascade dans chaque barreau, puis d'obtenir l'énergie totale déposée dans le calorimètre. Finalement, une analyse combinée des évènements est effectuée avec l'ensemble des sous-systèmes pour reconstruire la cascade électromagnétique et déterminer l'énergie du photon primaire. Par ailleurs, l'étude combinée de reconstruction des cascades électromagnétiques est une très bonne méthode de discrimination du bruit de fond composé majoritairement de hadrons, dont la plupart ne font pas de cascades dans les détecteurs.

3.1.2 Traitement des données et fonctions de réponse de l'instrument

Rejet d'une grande partie du bruit de fond par les systèmes embarqués

Dans le cas des observations γ , le système de déclenchement du LAT (GEM pour Global-trigger Electronics Module) effectue un premier tri des événements pour réduire une très large majorité du bruit de fond, c'est à dire les rayons cosmiques. Il déclenche l'acquisition des données en fonction des signaux des trois sous-systèmes que nous venons de décrire. Le temps mort d'acquisition entre deux événements est de $26.5\mu\text{s}$. Chaque détecteur a des conditions propres pour envoyer un signal qui peuvent être modifiées selon les observations recherchées. De manière général, le GEM est activé lorsqu'il ne reçoit pas de contre indication de l'ACD ayant détecté une particule chargée et lorsque :

- trois plateaux du trajectographe ont été traversés comportant chacun deux détecteurs à pistes.
- dans le calorimètre le seuil en énergie défini est dépassé par le dépôt d'énergie dans un barreau.

Deux modules d'analyse (EPU pour Event Processor Units) sont également embarqués pour effectuer un deuxième tri des événements directement après leur acquisition. Les EPU combinent rapidement les données des sous-systèmes pour reconnaître les événements de fond de particules chargées. Ces derniers sont supprimés avant de transmettre les données au sol car la bande passante accordée pour le télescope est faible. Les événements de bruit de fond restant seront réduits dans l'analyse par des choix sur les champs de vue, la bande en énergie et la qualité des données. Ainsi, la quantité de données transmises au sol est d'environ 400 Hz à partir d'un nombre de déclenchement par seconde du LAT de 2000 à 4000. Ces modules permettent aussi d'obtenir des informations quasiment instantanément sur la détection d'un sursaut γ par le GBM. Le LAT peut ainsi se positionner, l'observer et transmettre des instructions à d'autres instruments avec le GCN.

Reconstruction puis classification des événements

Les données sont ensuite reconstruites avant de pouvoir être analysées par les physiciens. Leur reconstruction détermine les caractéristiques des événements : leur direction, leur énergie, leur nature et leur temps d'arrivée, grâce à la combinaison des informations de l'ensemble des détecteurs.

La trajectoire du photon primaire est reconstruite avec des algorithmes qui recherchent la première interaction du photon incident, le vertex Figure 3.4, et l'axe de la gerbe qui se développe dans les détecteurs. Pour cela, ils regardent les dépôts d'énergie dans le trajectographe. Ces derniers ne sont pas tous liés au même événement car il peut en avoir plusieurs au même instant. Les algorithmes testent donc de multiples combinaisons pour garder ceux qui s'associent le mieux entre eux. Si un dépôt d'énergie a été enregistré dans le calorimètre, il sert de point de départ de l'algorithme qui va le corrélérer avec les dépôts des couches du trajectographe. Sinon l'algorithme cherche une corrélation entre la première et la dernière couche du trajectographe. Au delà de 1 GeV, l'imagerie de la cascade est précise car le vertex se trouve dans un cône mince autour de l'axe. Autour de 100 MeV inversement, l'axe est difficilement retraçable à cause de la diffusion multiple. La trajectoire est ainsi mieux reconstruite à haute énergie. Quant à l'énergie, elle est reconstruite à partir de la somme de l'énergie déposée dans le calorimètre (au niveau des cristaux) et à l'aide de modèles de cascades électromagnétiques. L'énergie dans le trajectographe à 100 MeV peut correspondre jusqu'à 50% de l'énergie totale du photon primaire, ainsi la reconstruction de l'énergie est plus précise au-delà du GeV. L'énergie reste, pour la plupart des événements, principalement déposée dans le calorimètre dont l'épaisseur (en longueur de radiation) est plus grande. Le détail de la reconstruction des événements se trouve dans [39].

Le rejet du bruit de fond global avec les filtres à bord et puis au sol a une efficacité de 99.999%. Les événements rendus publics représentent désormais 10 Hz et sont répartis en trois classes :

- la classe "transient" a un grand taux de bruit de fond (environ 2 Hz) mais une grande surface efficace notamment à basse énergie. Elle est utilisable pour les études demandant une forte statistique ou des événements de courte durée, mais elle limite l'obtention de détails spectro-morphologiques des sources.
- la classe "source" a un taux de bruit de fond intermédiaire (0.4 Hz, du même ordre de grandeur que le fond diffus extragalactique d'EGRET). Elle est souvent utilisée pour les études des accélérateurs galactiques que nous analysons car elle offre un compromis entre statistique et détails spectro-morphologiques.
- la classe "diffuse" a un petit taux de bruit de fond (0.1 Hz) qui n'est pratiquement plus que du fond irréductible. Elle est utilisable lorsqu'on veut éliminer le bruit de fond de l'étude quitte à supprimer une grande partie de la statistique (pour le diffus isotrope par exemple).

Fonctions de réponse de l'instrument : *Pass 8*

Les fonctions de réponses de l'instrument (Instrument Response Functions, IRFs) décrivent les performances globales du LAT et ainsi dépendent de la classe d'évènements. Elles correspondent à la réponse réelle de l'instrument et leur application tente de se rapprocher le plus possible de la donnée originelle que nous envoie l'objet astrophysique. Les premières IRFs ont été développées et optimisées avec des simulations Monte Carlo avant le lancement de Fermi. Au cours des années de fonctionnement, la collaboration a amélioré la gestion des informations en réévaluant toutes les données du LAT à chaque modification. Les différentes versions s'appellent les *Passes* et celle utilisée aujourd'hui et rendue publique en 2015 est *Pass 8 (Release 3 Version 3)* [37]. Pour obtenir les IRFs, tous les cas possibles d'évènements et de développement de cascades sont considérés avec des paramètres tels que l'énergie ou l'incidence du photon primaire. De manière générale, ce sont des fonctions que l'on peut diviser en trois autres indépendantes qui peuvent être traitées séparément. Elles correspondent à trois grandeurs décrites ci-dessous.

La surface efficace correspond à la surface de collection utilisable pour bien reconstruire les photons γ sur l'ensemble des détecteurs et est plus petite que la surface géométrique de l'instrument. A partir d'un flux de photons, elle définit le nombre de ces particules qui seront enregistrées. Elle est définie mathématiquement comme le produit de la surface géométrique de matière exposée, de la probabilité de conversion d'un photon en paire e^-/e^+ et de l'efficacité d'une coupure. Une coupure est un critère de sélection permettant de définir différentes classes d'évènements (variables en énergie, qualité de reconstruction...). La surface efficace, Figure 3.5, est maximale et à peu près constante autour de 9000 cm^2 pour la classe "source" de 1 - 100 GeV, et chute drastiquement en-dessous de 1 GeV quasiment linéairement. Cette grandeur varie beaucoup avec la classe d'évènement et avec l'angle du photon incident. Elle nécessite d'être très bien estimée car elle peut avoir un impact sur l'appréciation du flux et de l'indice spectral des sources étudiées. Les erreurs portées sur cette grandeur sont à l'origine de systématiques sur les analyses spectrales (cf. Chapitre 4).

La résolution angulaire (PSF pour "Point Spread Function") est la distribution de probabilité pour la direction reconstruite de rayons γ incidents provenant d'une source ponctuelle [39]. La PSF, Figure 3.5, est dominée en-dessous du GeV par les effets de diffusions multiples des leptons que nous avons vu. Au-delà de 10 GeV, elle est définie par la géométrie des plans de silicium du trajectographe plus petite que 0.15° . La PSF est aussi très importante car elle peut engendrer des erreurs systématiques sur l'étude morphologique des sources. Au cours de cette thèse, des régions avec de multiples sources confuses sont étudiées et les objets d'intérêt sont très étendus donc il est important que l'estimation de la PSF soit correcte (cf. Chapitres 5, 6, 7).

La résolution (dispersion) en énergie ("Energy Dispersion", EDISP) est la précision sur l'estimation de l'énergie du photon primaire et donc représente l'écart entre l'énergie dite réelle du photon

et l'énergie reconstruite. Sur la Figure 3.5, on peut voir que cet écart est minimal et inférieur à 10% entre 1 et 100 GeV.

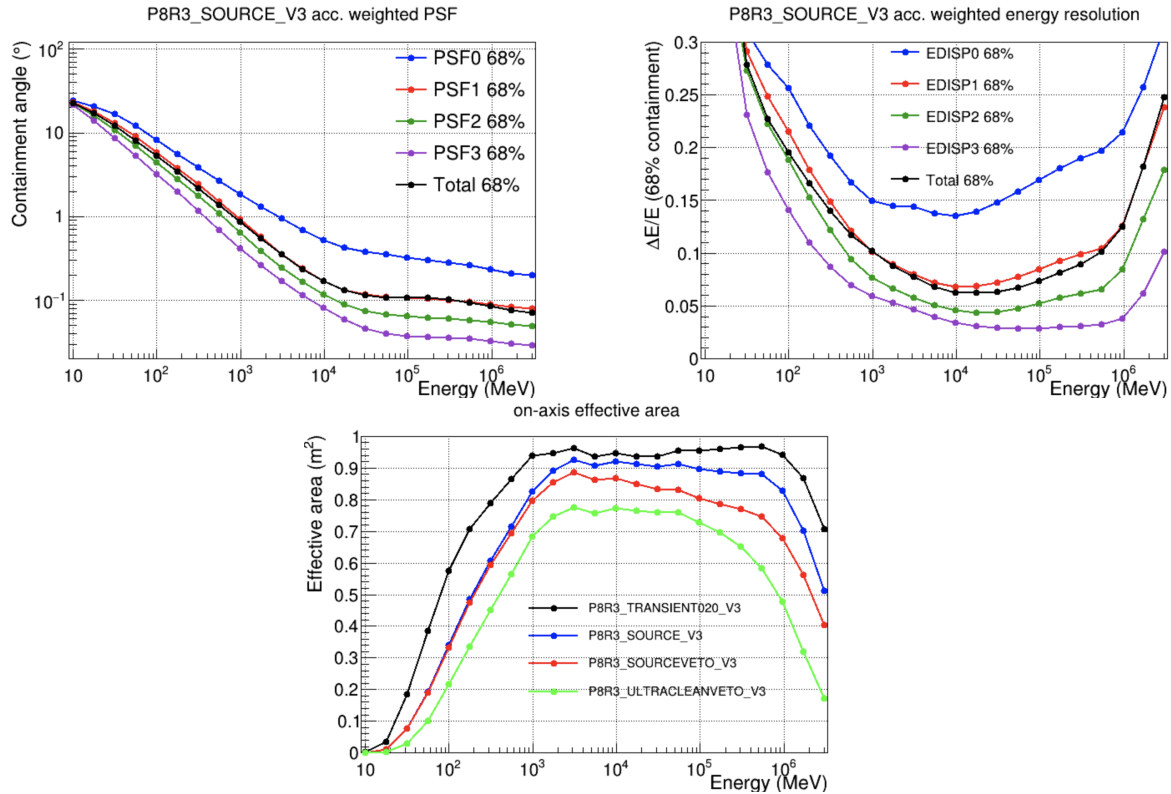


FIGURE 3.5 – Les trois graphes sont extraits de **Fermi LAT Performance**. *Bas* : Graphe de la surface efficace évoluant avec l'énergie, pour les trois classes d'évènements : "transient", "source" ("sourceveto" correspond à "source" jusqu'à 10 GeV puis à "ultraclean" au-delà de 50 GeV avec 15% d'acceptation du fond résiduel en plus) et "diffuse" ("ultracleanveto" est pour l'étude du fond diffus isotrope de Fermi, cf. Chapitre 4 et **LAT event classes**). *Haut* : Graphes de la PSF (*gauche*) et de la dispersion en énergie (*droite*) en fonction de l'énergie pour les quatre classes de *Pass 8*.

Pass 8 est largement supérieure en performances par rapport à *Pass 7* (en 2011 [15]) car un problème majeure a été repéré, celui des "ghost events" [220]. Ces évènements montrent des traces résiduelles d'un évènement précédent qui peuvent coïncider avec le nouveau. La reconstruction et la classification des évènements sont complexifiées par ce bruit et cela détériore grandement la précision de l'instrument. Deux améliorations ont été apportées avec *Pass 8* pour résoudre ce problème. Premièrement, la qualité d'imagerie de la gerbe dépend maintenant du trajectographe (non plus du calorimètre) et la conversion d'un photon est considéré comme une cascade avec ses ramifications (diffusions multiples) et non plus comme deux traces (e^- et e^+) seulement. Cela permet de rejeter les traces parasites. Deuxièmement, dans le calorimètre, *Pass 8* considère le signal en regroupant des cristaux ("clustering") pour distinguer l'énergie de l'évènement et celle des traces résiduelles coïncidentes. Cette méthode améliore la surface efficace de 20% en-dessous de 1 GeV car les "ghost events" y sont très présents et de 10% au-dessus du GeV.

Pass 8 contient d'autres améliorations comme l'extension de la bande d'énergie jusqu'à 3 TeV grâce à l'amélioration de la reconstruction de l'énergie et de nouvelles classes d'évènements. Ces classes permettent de sélectionner plus finement les données car les photons sont répartis équitablement dans 4 classes de PSF (PSF0, PSF1, PSF2 et PSF3) et de EDISP (EDISP0, EDISP1, EDISP2 et

EDISP3). Elles sont énumérées de la moins bonne qualité de reconstruction de direction/énergie à la meilleure. On peut voir, Figure 3.5, la variation des IRFs en fonction de l'énergie par classe. Le choix de la catégorie dans une analyse dépend du besoin de statistique ou de détails spectro-morphologiques.

3.2 Détection indirecte avec H.E.S.S.

L'étude des sources astrophysiques en astronomie γ est permise, au-delà des télescopes spatiaux, par les observatoires au sol qui détectent les photons de très haute énergie indirectement. Deux types de ces détecteurs sont principalement développés aujourd'hui et sont complémentaires.

Les détecteurs de particules observent les particules chargées de la cascade électromagnétique. Elles arrivent dans des cuves à eau où elles produisent de la lumière Cherenkov qui est enregistrée par des photo-multiplieurs immergées. Les cuves sont placées à haute altitude où le développement de la gerbe dans l'atmosphère est maximal pour détecter un grand nombre de particules. Ces instruments sont indispensables dans l'étude des objets étendus de très haute énergie ("very high-energy", VHE) car leur champ de vue ("Field-of-View", FoV) est très grand et ils ont une bonne sensibilité au-delà de 10 TeV, permise par leurs observations nuit et jour. Actuellement, HAWC (High Altitude Water Cherenkov) [11] est en fonctionnement au Mexique à 4100 m d'altitude avec un champ de vue instantané couvrant 15% du ciel. En accumulant des données sur 5 ans, il peut atteindre une sensibilité de 6×10^{-13} erg/cm²/s à 10 TeV. Cette expérience a permis la découverte des halos de pulsar en 2017 [10] [173]. SWGO ("Southern Wide-field Gamma-ray Observatory") en phase de développement sera la nouvelle génération avec des performances encore meilleures et situé dans l'hémisphère sud [150]. Cependant ces détecteurs souffrent d'une large PSF (0.4° à 1 TeV pour HAWC).

Les télescopes imageurs du rayonnement Cherenkov atmosphérique enregistrent, quant à eux, la lumière Cherenkov émise pendant le développement de la cascade permettant une bonne résolution angulaire¹. Celle de H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System) [20] est d'environ 0.06° à 1 TeV. Leur fonctionnement consiste à recevoir cette lumière réfléchiée par des miroirs sur des caméras optiques placées dans le plan focal des télescopes. Leur FoV est restreint ($\sim 4^\circ$ de diamètre) mais permet de détecter le coeur de la gerbe avec une grande probabilité. Leur autre avantage est leur puissance de rejet de fond hadronique dans les caméras (0.1 - 1% d'évènements de fond) qui est primordial dans les analyses de faibles sources étendues tels que les halos de pulsar. Nous avons étudié au cours de la thèse les données de ces télescopes qui permettent des analyses spectro-morphologique détaillées à très haute énergie [3]. Il existe à ce jour trois expériences de ce type : H.E.S.S. en Namibie avec 5 télescopes, MAGIC aux îles Canaries avec 2 télescopes [32] et VERITAS aux États-Unis avec 4 télescopes [202]. Ce sont les descendants des expériences CAT [44] et HEGRA [86]. CAT a prouvé l'importance d'une fine pixelisation avec une caméra à l'électronique rapide pour discriminer les photons γ des particules chargées. HEGRA a prouvé l'intérêt de détecter avec plusieurs télescopes en stéréoscopie pour reconstruire avec précision les évènements et rejeter le fond (muons, hadrons, etc...). Les expériences d'aujourd'hui cumulent ces caractéristiques techniques. Le nouvel observatoire CTA (Cherenkov Telescope Array) en construction, détaillé dans la partie 7.1, sera muni d'une centaine de télescopes, de trois tailles différentes et sur deux sites (hémisphères nord et sud) [198].

Le réseau de télescopes Cherenkov H.E.S.S. porte son nom en l'honneur du physicien Victor Hess pour sa découverte des rayons cosmiques. Cette expérience observe sur un FoV de 5° au-delà de 20 GeV jusqu'à 100 TeV avec une aire de collection de 10^5 m² au-delà de 1 TeV. Elle a la singularité, en astronomie γ , d'être située dans l'hémisphère sud. Cette hémisphère offre une visibilité à faible angle zénithal des régions centrales de la Galaxie où la majorité des sources en γ se trouvent. Le réseau est aussi supérieur aux autres imageurs Cherenkov par son nombre de télescopes et leur deux

1. La résolution angulaire est définie comme le rayon de confinement à 68% R_{68} de la gaussienne 2D.

tailles différentes augmentant la bande en énergie et la sensibilité dans la gamme déjà couverte. Cette sensibilité est de 6×10^{-13} erg/cm²/s à 1 TeV avec 50 heures de données. Elle est uniforme et maximale sur 2° et diminue progressivement du centre jusqu’aux bords. H.E.S.S. a effectué ainsi l’étude la plus complète du plan galactique en rayons γ de VHE sur une décennie (2700 heures de données) et détecté 78 sources dont 16 nouvelles [148]. Les sections suivantes décriront le site de H.E.S.S. avec le fonctionnement des miroirs, des caméras et du système de déclenchement, puis expliqueront deux des différentes méthodes de reconstruction des évènements.

3.2.1 Le réseau de télescopes et son fonctionnement

H.E.S.S. a connu deux grandes phases de prise de données et plusieurs opérations d’optimisations du réseau et des télescopes. En décembre 2003, la prise de données de la phase I a commencé lors de la fin de la construction des quatre petits télescopes (CT1 à CT4 pour ”Cherenkov Telescope”). Ils sont constitués chacun d’un miroir de 12 m de diamètre et ils sont placés aux quatre sommets d’un carré de 120 m de côté. Ainsi, l’espacement des télescopes est optimisé pour obtenir des vues stéréoscopiques multiples des cascades électromagnétiques et une efficacité optimale de détection de la tache de lumière Cherenkov dont le rayon fait 120 m à 1 TeV à 2000 m d’altitude [50]. La configuration et le principe de base de l’expérience sont schématisés Figure 3.7. En juillet 2012, commence la phase II de cette expérience avec la mise en fonctionnement au centre du réseau d’un cinquième télescope (CT5) bien plus grand avec un miroir de 28 m de diamètre. Cette phase a augmenté la sensibilité et la résolution angulaire de l’expérience et a permis d’observer à plus basse énergie, notamment de passer de 100 GeV en phase I à ~ 20 -30 GeV en phase II. Tous les télescopes (CT1-5) fonctionnent ordinairement en stéréoscopie pour rejeter correctement le bruit de fond. Un évènement est enregistré s’il y a une coïncidence entre au moins deux des cinq télescopes, mais s’il est vu seulement par CT5, il sera gardé pour fournir un seuil d’énergie minimal. Ceci fait de H.E.S.S. le premier réseau hybride de télescope Cherenkov atmosphérique [154]. Ensuite de 2015 à 2016, une opération de grande ampleur a été effectuée pour améliorer les caméras de CT1-4. Toute l’électronique a été remplacée pour une similaire à celle de la caméra *NectarCam* qui sera utilisée dans le futur réseau de CTA nord. Le réseau optimisé prend des données depuis février 2017. Finalement en 2019, une autre intervention sur H.E.S.S. a été réalisée afin de remplacer la caméra de CT5 par *FlashCam* qui sera utilisée dans le futur réseau CTA sud. Cette caméra a l’avantage d’avoir un temps mort largement inférieur à la μ s. Ces nombreux changements ont permis une grande amélioration des performances du réseau et une optimisation des observations sur place. Cependant, les IRFs de certaines configurations sont encore manquantes et toutes les données ne peuvent pas être exploitées, comme nous le verront dans le chapitre 5 notamment.

L’expérience a ensuite connue la phase appelée ”H.E.S.S.-X” qui a commencé en 2019 et s’est concentrée sur la maximisation du temps d’observation. Elle a permis de gagner plus de 500 heures par an : observations lorsque la lumière de la Lune est faible, redéfinition du ”darktime” (temps où le Soleil et la Lune se trouvent suffisamment sous l’horizon), disponibilité plus grande du matériel, procédures et calibration plus rapides et mise en place d’une équipe d’experts sur place. De cette façon au cours d’une année, H.E.S.S. peut observer jusqu’à environ 1400 heures. Aujourd’hui la phase ”H.E.S.S.-XX” a commencé et durera jusqu’en 2024.

Le site de H.E.S.S.

Le site, que l’on peut voir sur la Figure 3.6, se trouve dans la région de Khomas en Namibie. Ce lieu a été choisi dans l’objectif d’observer le ciel de l’hémisphère sud dans ces longueurs d’onde pour la première fois, mais également pour recouper les pointés des expériences de l’hémisphère nord afin de comparer les analyses de sources emblématiques. De plus, le site se trouve sur un plateau à 1800 m

d'altitude, proche de la hauteur de l'intensité maximale de la lumière Cherenkov d'une cascade [50]. Il est également situé dans l'Anomalie de l'Atlantique Sud dont le faible champ magnétique limite la courbure de la trajectoire des particules chargées permettant de mieux reconstruire les cascades. Par ailleurs, la qualité du ciel est excellente car le climat de la région est semi-désertique avec de rares nuages et précipitations, et la pollution lumineuse artificielle ne souffre pas de villes en construction (contrairement à d'autres observatoires). Enfin, ce lieu est pratique car la ville de Windhoek se trouve à une centaine de kilomètres de H.E.S.S., ce qui a facilité la construction. De plus historiquement, beaucoup d'avions circulent entre la Namibie et l'Allemagne qui est un des principaux acteurs de ce projet.

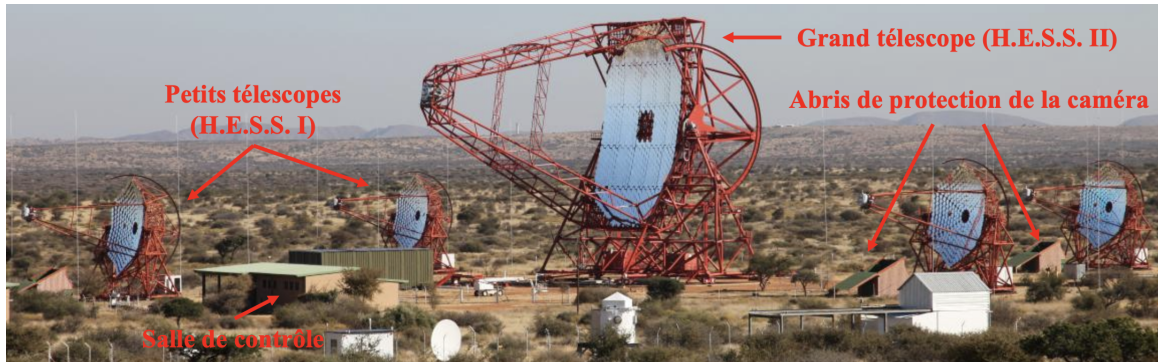


FIGURE 3.6 – Photo du réseau H.E.S.S. de 5 télescopes en Namibie (Crédit : H.E.S.S. Collaboration).

Une période d'observations sur le site ("shift" en anglais) dure 26 jours, le temps d'un cycle lunaire (29,5 jours) sans les nuits où la lumière de la Lune est trop brillante car elle est réfléchiée et diffusée par les hautes couches de l'atmosphère au-dessus du site. Une prise de données en direction d'une source ("run" en anglais) s'effectue lorsque le Soleil est au moins à 18° sous l'horizon et sans contamination trop importante par la Lune. Un "run" est défini sur 28 mins pour avoir une quantité de données suffisantes sans perdre la source du champ de vue avec la rotation de la Terre. Pour assurer des données exploitables et une sécurité des télescopes, le site est doté d'une station météorologique. Elle mesure la température, le taux d'humidité, la pression locale de l'air et la vitesse et la direction du vent. De plus, un radiomètre infrarouge sur chaque télescope évalue les données en pointant dans la même direction que la caméra. Un autre radiomètre détecte les nuages en avance en scrutant tout le ciel en continu. La météorologie indique alors la qualité des observations (présence de nuages par exemple) et si un parcage des télescopes et une mise à l'abri des caméras est nécessaire (un vent trop important, une probabilité de pluie élevée, la foudre qui se rapproche, etc...).

Les cinq télescopes sont conçus avec une monture alt-azimutale en acier rigide permettant des déplacements rapides. La vitesse de rotation selon l'axe d'élévation (vertical) et selon l'axe d'azimut (horizontal) peut monter à $100^\circ/\text{min}$ pour H.E.S.S. I et à $200^\circ/\text{min}$ en azimut pour H.E.S.S. II. De cette façon, lors de la réception d'une alerte d'un phénomène transitoire pendant les observations, les télescopes peuvent être réorientés en un instant en direction de la source. Cependant cette structure peut subir un fléchissement sous son propre poids, et celui de la caméra (2 tonnes pour celle de CT5 et 800 kg pour CT1-4), qui dépend surtout de l'angle zénithal d'observation. Ces déformations sont prises en compte par l'analyse et au final, le système de guidage des télescopes donne une précision de pointé dans toutes les directions du ciel d'environ $20''$. Le pointage des télescopes est vérifié en début et fin de chaque "shift". Enfin le réseau à plusieurs modes de fonctionnement, l'ensemble des données sont reconstruites avec soit au moins 2 télescopes de la phase I (stéréoscopie entre CT1-4), soit le grand télescope CT5 (mode monoscopique), ou soit au moins un télescope CT1-4 et CT5 (mode hybride).

Les miroirs

Les miroirs des télescopes focalisent la lumière Cherenkov sur les caméras. Le fonctionnement général est expliqué par la suite et le schéma à gauche de la Figure 3.7 l'illustre. Dans la phase I, un miroir de CT1-4 est segmenté en 380 miroirs circulaires en verre aluminisé et offre une surface réfléchissante effective de 108 m². Les facettes du miroir sont disposées suivant une configuration classique des télescopes Cherenkov : une monture de type Davies-Cotton [52], c'est à dire une surface optique sphérique discontinue. La longueur focale de CT1-4 est de 15 m. De cette manière, tous les rayons parallèles à l'axe optique sont focalisés ponctuellement et les aberrations optiques des rayons désaxés sont diminuées. La taille d'une source ponctuelle est donc inférieure à celle d'un pixel de la caméra à tous les endroits du champ de vue. Cette configuration crée cependant un faible asynchronisme dans l'arrivée des rayons de l'ordre de 1 ns. Cette valeur reste faible comparativement à celle d'une émission Cherenkov émise par une gerbe électromagnétique, d'environ 5 ns.

Dans la phase II, le large diamètre du miroir de CT5 augmente l'asynchronisme qui ne peut être limité avec une longueur focale de plus de 36 m car le prix de la surface métallique deviendrait trop élevé. L'optique du miroir a par conséquent été modifiée en parabole [82]. Dans cette configuration, les distances focales des 876 miroirs segmentés hexagonaux, varient avec la distance à l'axe optique. Cette technique réduit l'asynchronisme et focalise en un point les rayons parallèles. La surface réfléchissante effective est de 614,5 m² permettant de collecter davantage de photons Cherenkov et ainsi de diminuer le seuil en énergie, et d'améliorer le rapport signal sur bruit pour la détection de sources faibles. Cependant, les aberrations optiques sont d'autant plus présentes donc le FoV doit être diminué et vaut 3.4°. De manière générale, la forme des miroirs, le diamètre du télescope et la distance focale sont pensés pour augmenter la surface de collection et le champ de vue de la caméra en limitant les aberrations optiques, la dispersion temporelle et le coût du matériel [234].

Pour faire l'alignement des miroirs de CT1-5, chaque facette est motorisée individuellement pour modifier son inclinaison. De plus, deux caméras CCD sont au centre du réseau des facettes en face de la caméra principale dont le capot est fermé. L'une observe les images réfléchies par les miroirs d'une étoile brillante sur le capot (plan de la caméra principale) et l'autre le ciel. Les miroirs se déplacent jusqu'à obtenir une image unique et ponctuelle de l'étoile [82].

Finalement, tous les miroirs des télescopes (CT1-5) ont une réflectivité estimée entre 80-90% de 300 à 600 nm et diminue de 3-4% par an avec les conditions locales telles que le sable du désert emporté par le vent ou les cendres des feux de brousse.

Les caméras

La caméra d'un télescope en face des miroirs enregistre le rayonnement Cherenkov [162]. Elle est supportée par la structure métallique et située sur l'axe optique décalée de quelques centimètres du plan focal des miroirs. Cela permet de ne pas focaliser à l'infini mais à environ 10 km d'altitude pour CT1-4 et 15 km pour CT5 qui sont les distances moyennes du maximum de développement d'une gerbe aux longueurs d'onde observées [50], représentée à droite de la Figure 3.7. Cette focalisation donne une image de lumière Cherenkov bien résolue, ce qui améliore le taux de déclenchement et la reconstruction des événements. Le télescope CT5 peut déplacer sa caméra le long de l'axe optique pour focaliser à différentes profondeurs d'atmosphère [59], lorsque l'angle zénithal est très grand ou que la source émet à plus basse énergie et donc que la distance de développement varie beaucoup par exemple.

Les pixels, qu'on peut voir sur la photo Figure 3.8 d'une caméra sont constitués d'un photomultiplicateur (PM) et d'un cône de Winston qui guide et focalise les photons sur une photo-cathode, dont le principe est schématisé à droite de la Figure 3.8. Le cône de Winston réduit la perte de photon entre l'espacement des PM et diminue la contamination du fond de ciel (NSM pour "Night Sky Back-

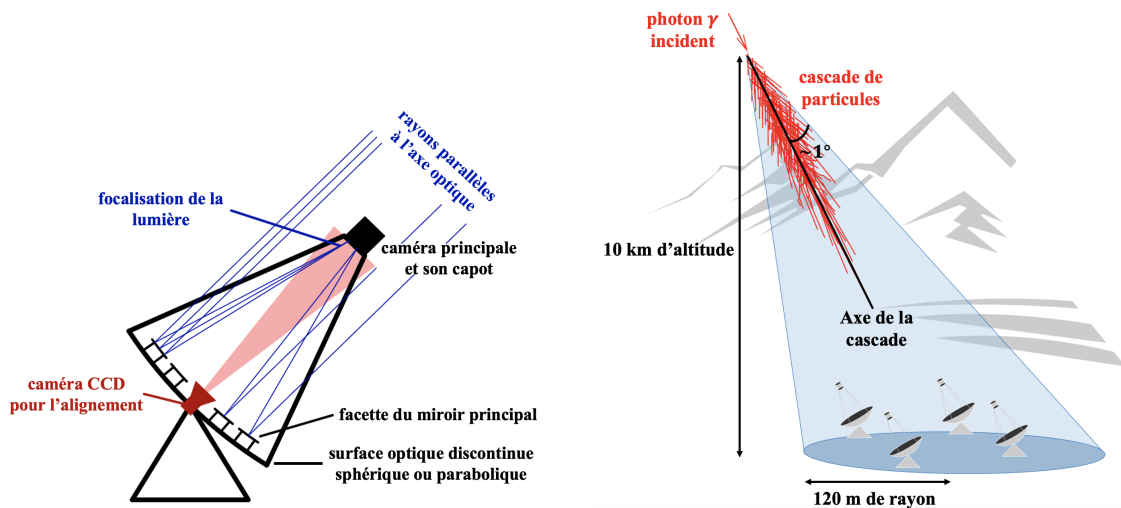


FIGURE 3.7 – *Gauche* : Schéma du principe d'un télescope Cherenkov extrait de [82]. *Droite* : Schéma d'une cascade arrivant sur le réseau de télescopes extrait de [158].

ground”) et de l'albédo du sol. Son ouverture, de 0.16° pour CT1-4 et 0.067° pour CT5, est le champ de vue d'un pixel. Le grand nombre de pixels, 960 pour CT1-4 et 2048 pour CT5, donne des images très précises et un grand FoV (5° pour CT1-4 et 3.4° pour CT5). Ces deux caractéristiques permettent l'étude détaillée de sources étendues. Par la suite, les photons arrivant sur la photo-cathode donne des photo-électrons (p.e) et le signal électrique est amplifié. Le nombre de p.e dépend du gain du PM qui résulte de la probabilité qu'un photon soit converti en électron et de la haute tension appliquée. L'efficacité quantique de CT1-4 est d'environ 20% et pique à 40% pour la nouvelle caméra de CT5 *FlashCam* [105]. Pour faciliter la maintenance, les PMs sont regroupés par 16 dans des tiroirs qui sont connectés à des cartes d'acquisition à électronique rapide. Elles reçoivent le signal et permettent notamment de le stocker en attendant le déclenchement des caméras et de le numériser [162]. Le traitement du signal se fait ensuite par deux chaînes (haut gain et bas gain) en fonction de son amplitude qui se recoupent pour l'intercalibration [125]. Enfin, les sensibilités des PMs et leur homogénéité sur toutes les caméras sont vérifiées durant les "shifts" avec des "runs" dédiés.

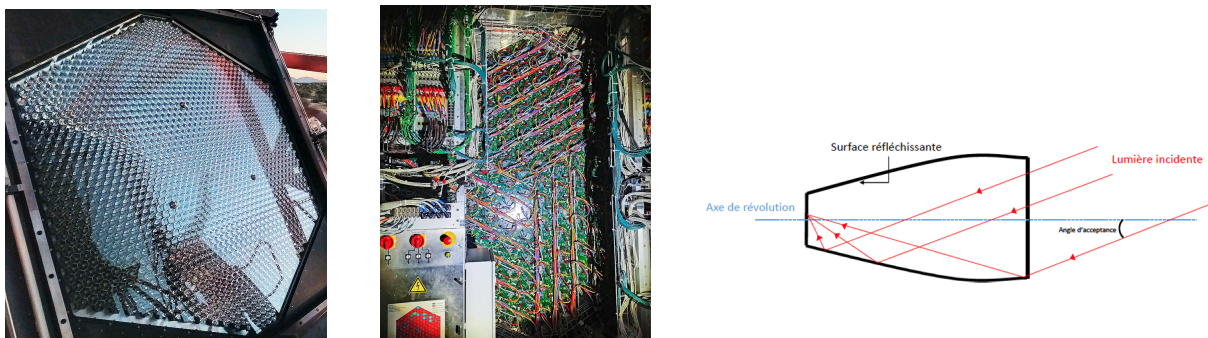


FIGURE 3.8 – *Gauche* : Deux photos de CT5 : les pixels d'un côté et l'électronique de l'autre. *Droite* : Principe de réflexion de la lumière dans un cône de Winston (Crédit : Arnaud-Rémi Mares).

Le système de déclenchement

La lumière Cherenkov brève et faible est difficile à distinguer du NSB. En plus d'une électronique rapide (photo d'exemple de celle de CT5 Figure 3.8), un système de déclenchement pour chaque caméra et pour tout le réseau a donc été mis en place [115]. Les caméras CT1-4 sont subdivisées en 38 secteurs de 64 pixels se chevauchant pour une surface de déclenchement uniforme. La taille angulaire des secteurs correspond à l'ordre de grandeur du rayon d'une cascade, limitée pour rejeter les photons du NSB. Le déclenchement d'un signal se produit lorsqu'un certain nombre de pixels dépassent le seuil d'intensité pendant 1.3 ns. L'information est envoyée au déclenchement central qui autorisera l'enregistrement s'il reçoit un signal d'une autre caméra dans les 80 ns. L'enregistrement se fait de manière synchronisé par toutes les caméras ayant reçu le signal. La stéréoscopie de CT1-4 permet de réduire les évènements liés à des muons ne déclenchant qu'un seul télescope car ils sont produits près du sol. Pour faire de la stéréoscopie avec CT5 et pour réduire les pannes de l'électronique due au vieillissement, lié au fonctionnement quotidien pendant 14 ans dans des conditions difficiles, les caméras de CT1-4 ont été mises à niveau avec la puce de mémoire analogique *Nectar* depuis fin 2016 [125]. À l'époque, CT5 déclenchait 5 fois plus que CT1-4 et alors 30% des évènements n'étaient pas reconstruits par stéréoscopie. Le temps mort d'enregistrement entre deux évènements des caméras CT1-4 optimisées est de $7 \mu\text{s}$, et anciennement de $450 \mu\text{s}$.

La caméra CT5, quant à elle, fonctionne aussi en mode monoscopique. La surface de collection plus grande augmente la quantité de bruit de fond et la diminution de sa taille de pixel diminue cette quantité par pixel. Or le fond est uniforme et le signal est condensé, donc le rapport signal sur bruit est meilleur. En particulier, les évènements en-dessous de 100 GeV, dont la lumière Cherenkov est très faible, ne sont détectés que par CT5. Le système de déclenchement de CT5 [53] cartographie la nouvelle caméra *FlashCam* en 588 parcelles qui ne se chevauchent pas. Les parcelles sont constituées de trois pixels voisins et trois parcelles constituent une zone de déclenchement. La somme des 9 pixels est évaluée en continu pour prendre une décision de déclenchement en ignorant les pixels déjà brillants au-dessus d'un certain seuil correspondant au NSB. Dans des observations de régions de source dite normales, le seuil de la somme des 9 pixels est à 69 p.e et 104 p.e lorsqu'il y a la Lune. Ce seuil est modifié pour une source lumineuse ou lorsque la gamme d'énergie autour de la dizaine de GeV est importante, comme pour le pulsar de Vela [53]. L'excellente stabilité du taux de déclenchement de la future caméra CTA a été démontrée, et son évolution avec l'angle zénithal d'observation mesurée et trouvée conforme à ce qui était attendu. Ce taux de déclenchement de CT5 était de 1.5 kHz avec un temps mort de $15 \mu\text{s}$, *FlashCam* est capable de fonctionner avec un déclenchement allant jusqu'à 30 kHz et sans temps mort [53].

3.2.2 Analyse des données de bas niveau

Deux grandes étapes d'analyse des données sont nécessaires pour étudier des sources astrophysiques. La première étape est dite de "bas niveau". Elle effectue tout d'abord la calibration de l'instrument qui est essentielle pour l'analyse d'images et dont une description précise se trouve dans [125]. Cet étalonnage détermine la performance des télescopes qui diminue globalement au cours du temps mais peut être améliorée avec une réaluminisation des miroirs. D'une part l'étalonnage de la caméra mesure le coefficient de conversion entre un p.e et le signal numérique sortant de la voie de lecture. D'autre part, l'étalonnage absolu en énergie remonte à l'énergie de la particule incidente en évaluant l'efficacité de transmission optique globale pour chaque télescope : efficacités quantique et optique du pixel, réflectivité et efficacité de collection des miroirs et absorption de l'atmosphère. Pour cela, les muons, considérés comme du bruit de fond, sont finalement utiles pour la calibration de l'efficacité de collection de la lumière pour tout le système, car leur image en forme d'anneaux dans la caméra, Figure 3.9, est plus facile à identifier et modéliser, et la taille de cet anneau est proportionnelle à

l'énergie du muon. Ultérieurement, des coupes de qualité sont effectuées : un pixel défectueux est exclu de l'analyse, un télescope avec plus de 15% de pixels cassés est écarté de la reconstruction de l'évènement, et un "run" est rejeté si le taux de déclenchement est trop faible ou si les fluctuations atmosphériques sont trop importantes.

L'analyse de "bas niveau" a également pour objectif de reconstruire les évènements. La reconstruction détermine les paramètres physiques de la particule incidente qui a provoqué la gerbe atmosphérique : sa direction, son point d'impact, son énergie et sa nature. Les techniques de reconstruction sont basées sur la lumière Cherenkov et sont optimisées pour les photons γ qui forment une image d'ellipse sur la caméra, Figure 3.9. La géométrie de l'image et l'intensité des pixels éclairés permettent de remonter aux paramètres de la particule et ainsi de discriminer les cascades électromagnétiques des muons ou des cascades hadroniques qui sont bien plus nombreux. Toutes ces méthodes de reconstruction sont fondées sur des comparaisons entre des simulations Monte-Carlo du développement de gerbe dans l'atmosphère et de l'émission Cherenkov [160] [144], et des données. Ces simulations prennent en compte les caractéristiques du détecteur et sont réalisées pour différentes natures de particules (photons γ et hadrons, mais aussi leptons et noyaux légers). Parmi les méthodes de reconstruction, deux ont été utilisés pour les données de nos analyses et vont être décrites par la suite.

La deuxième grande étape d'analyse dite de "haut niveau" peut être effectuée pour obtenir la morphologie et le spectre de la source avec une soustraction du bruit de fond restant. Cette étape permet de contraindre l'énergie et le flux des particules accélérées par l'objet astrophysique d'intérêt ainsi que les propriétés morphologiques de l'émission γ associée. L'analyse de "haut niveau" sera le sujet du chapitre 4.

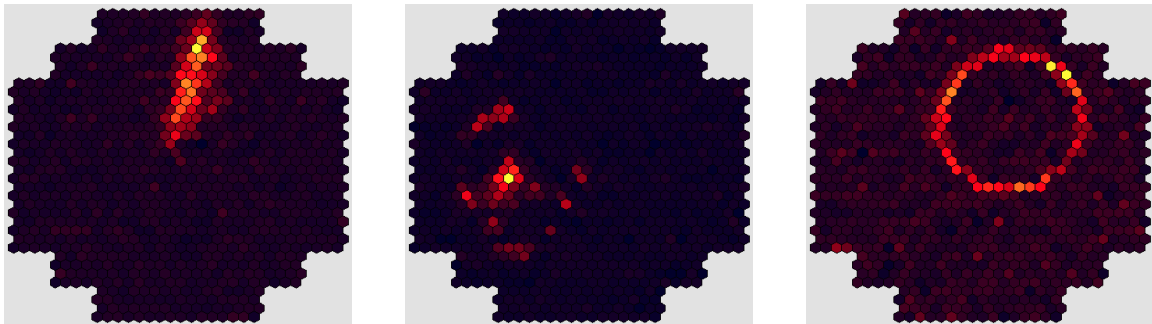


FIGURE 3.9 – Images Cherenkov respectivement de gauche à droite d'un photon γ , d'un rayon cosmique et d'un muon dans la première caméra de H.E.S.S. (Crédit : H.E.S.S. Collaboration).

Reconstruction des évènements avec la méthode de Hillas

La première est la méthode des moments réduits ou la méthode de Hillas (son inventeur) [149]. Elle réduit les caractéristiques de l'image de la cascade dans la caméra en la paramétrisant. Les paramètres décrivent la distribution de charges en faisant l'hypothèse qu'elle est ellipsoïdale pour un photon γ , comme on peut le voir sur l'image à droite de la Figure 3.10. Lorsqu'on applique cette méthode, les pixels d'une intensité (mesurée en p.e) sous un certain seuil qui ne sont éclairés que par le "fond", principalement le NSB, sont éliminés. Cette procédure permet de nettoyer les images et tente de garder que les pixels éclairés par l'émission Cherenkov [20]. Différents seuils ont été définis mais le principe est de préserver les pixels avec une charge supérieure à q_1 dont au moins un des pixels voisins a une charge supérieure à $q_2 > q_1$. Couramment, q_2 et q_1 prennent respectivement les valeurs 10 et 5 p.e, ou 7 et 4 p.e [20]. Ensuite, les paramètres dits de Hillas peuvent être calculés pour

les images de la gerbe sur chaque télescope afin de reconstruire l'évènement. Ils sont définis à gauche de la Figure 3.10 et ci-dessous :

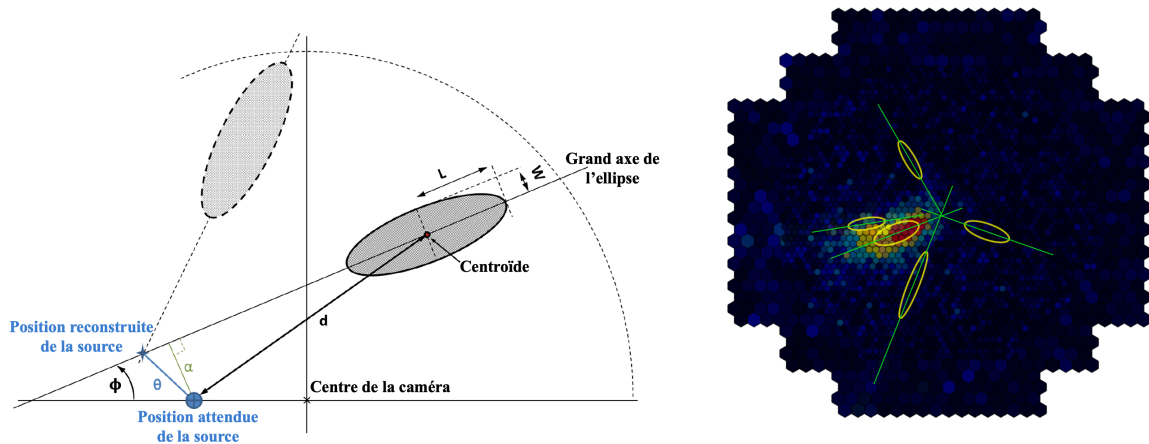


FIGURE 3.10 – *Gauche* : Schéma des paramètres de Hillas et stéréoscopie. (Crédit : Tania Garrigoux). *Droite* : Superposition des cinq images des caméras d'un rayon γ de 700 GeV et de leur grand axe pour reconstruire le point d'impact (Crédit : Ramin Marx et la collaboration H.E.S.S.).

- la longueur L et la largeur W de l'image ellipsoïdale
- l'amplitude totale de l'image ou l'intensité du signal de la gerbe (zone grise foncée)
- le centroïde de l'image et sa distance d avec la position attendue de la source sur la caméra
- l'angle azimutal ϕ du grand axe de l'ellipse
- la distance angulaire α qui donne l'orientation de la gerbe dans la caméra

Avec la méthode des moments réduits, la direction et l'impact au sol de l'évènement sont reconstruits grâce à la stéréoscopie. La direction est la projection dans le ciel de l'intersection des axes principaux des images de la gerbe sur chaque caméra, illustrée à gauche de la Figure 3.11 et à droite de la Figure 3.10. Le paramètre d'impact est la position au sol de l'axe de symétrie de la gerbe qui se reconstruit en regardant l'intersection des plans contenant un télescope et la gerbe, visible Figure 3.10. Il représente aussi la distance au sol entre l'axe de la gerbe et le centre du réseau de télescopes (Figure 3.11). Pour l'énergie de la particule primaire de la gerbe, la reconstruction se fait d'abord sur chaque image indépendamment. L'image de la gerbe est comparée aux images produites par des simulations Monte-Carlo avec différentes configurations. Les paramètres des configurations sont : les pointés des télescopes, leur efficacité optique, la quantité totale de lumière qu'ils reçoivent, la hauteur du maximum de gerbe et le paramètre d'impact reconstruit. Puis l'énergie totale est estimée en faisant la moyenne des énergies obtenues sur chaque image. Enfin, la nature de l'évènement peut être déterminé car les images de cascades hadroniques sont moins symétriques et régulières que les cascades électromagnétiques. Les paramètres de Hillas des images nous donnent donc des variables discriminantes entre photons γ et rayons cosmiques. Les deux variables, principalement utilisées dans cette méthode de reconstruction, sont la "Mean Scaled Width" (MSW) et la "Mean Scaled Length" (MSL). Elles s'obtiennent par une combinaison des valeurs de L et W et de leur caractéristiques statistiques (moyenne et écart type) estimées sur chaque image à partir des simulations. Elles ont l'avantage d'être indépendantes de l'énergie de la particule primaire donc la sélection des évènements est uniforme en énergie, essentiel pour une analyse spectrale. Le graphe à droite de la Figure 3.11 nous montre que le fond sans source est composé surtout de protons et que la discrimination de nature

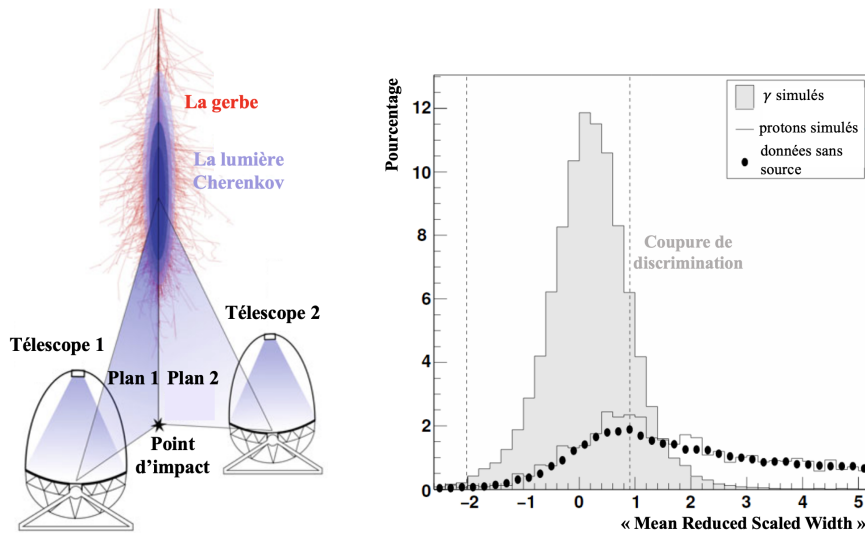


FIGURE 3.11 – *Gauche* : Schéma de la reconstruction de la direction de la gerbe avec l’intersection entre les plans contenant un télescope et la gerbe (Crédit : David Carreto Fidalgo). *Droite* : Distribution de MSW pour des γ et des protons simulés et pour des données dans une région sans source connue, issue de [20]. La coupure verticale discrimine les γ des protons de manière standard.

des évènements avec une coupure sur ces variables est efficace. Les coupures sont optimisées avec différentes simulations pour des objectifs scientifiques divers. Finalement, le fond restant dans les données γ sera soustrait avec différentes méthodes que nous verront dans le chapitre suivant.

Reconstruction des évènements avec le modèle semi-analytique

La deuxième méthode de reconstruction des évènements est celle du modèle semi-analytique ou l’analyse Model (“Model Std” sur la Figure 3.12), développée pour CAT [167] et améliorée par la suite [91]. Elle compare l’ensemble de l’image de la lumière Cherenkov sur la caméra (pas seulement une ellipse) à des images simulées avec un modèle analytique de développement de gerbes. Les images simulées sont obtenues en considérant les distributions longitudinale, latérale et angulaire des particules de la cascade. Les simulations prennent aussi en compte l’influence des instruments et de l’atmosphère en regardant par exemple la PSF, l’efficacité de la collecte de la lumière, l’absorption atmosphérique, le NSB, etc... Cette reconstruction consiste premièrement à paramétriser les images pour obtenir une description analytique de la gerbe. Secondement, elle ajuste les données avec une méthode de maximum de vraisemblance avec une statistique dans chaque pixel Poissonnienne. Les paramètres ajustés sont l’énergie, la direction (définie par deux angles), le paramètre d’impact et la profondeur de première interaction de la particule incidente. Ce paramètre ajouté aide à la discrimination du fond et donne un avantage à cette reconstruction. De manière générale, le modèle semi-analytique est meilleur que celui de Hillas à basse énergie car il utilise tous les pixels de la caméra. Cela permet de modéliser le NSB sur chaque pixel et de ne pas effectuer de nettoyage. De plus, la méthode de Hillas retire les pixels liés à un dysfonctionnement instrumental et reconstruit géométriquement l’ellipse qui peut être coupée en bord de caméra (notamment à haute énergie). Ses images tronquées modifient donc parfois la forme de la gerbe sur la caméra et sous-estiment également son intensité. Ainsi, la direction et l’énergie du photon primaire sont moins bien reconstruits qu’avec l’analyse Model.

La variable discriminante principale dans cette méthode est construite pendant l’ajustement et indique sa qualité, on l’appelle “Goodness-of-fit” (G). G compare la prédiction du modèle, qui fait l’hypothèse d’un évènement γ , à l’image enregistrée. Le tout est normalisé par le nombre de degrés

de liberté, c'est à dire le nombre de pixels soustrait au nombre de paramètres de l'ajustement. Un photon γ par définition a une valeur de G largement meilleure qu'un rayon cosmique. Ensuite, pour améliorer le pouvoir de discrimination sont construites deux autres variables sur le même principe. Après l'ajustement, il y a une variable de qualité d'ajustement de la gerbe "ShowerGoodness" qui regroupe les pixels du coeur de la gerbe (charge > 0.01 p.e. suffisante car le NSB est pris en compte sur chaque pixel [91]), et une variable de qualité d'ajustement du fond "BackgroundGoodness" pour les pixels plus sensibles aux irrégularités. Cela constitue deux classes séparées de pixels. Ces deux variables, ainsi définies, sont moyennées sur les télescopes ayant participé à l'événement pour améliorer la discrimination par rapport à la variable G . Cette méthode présente un pouvoir de discrimination important.

Comparaison des deux méthodes

Sur la figure 3.12 on peut voir les résolutions angulaire et en énergie des deux méthodes que nous venons de décrire. Pour celle de Hillas, on peut voir deux configurations différentes : "Hillas 60" (standard) et "Hillas 200" (hard). 60 et 200 représentent ici les nombres de p.e sur l'image à laquelle les deux coupures distinctes sont effectuées. "Hillas 60" est comparable au "Model Std" en coupure tant dis que "Hillas 200" fait le choix d'avoir moins de fond et donc de mieux reconstruire ses évènements mais d'avoir une statistique moindre. A gauche de la Figure 3.12, on voit que la résolution angulaire de "Hillas 60" décroît de 0.17° à 0.06° de 100 GeV à 10 TeV et "Hillas 200" est un peu meilleure. Le "Model Std", quant à lui, passe de 0.1° à 100 GeV et diminue jusqu'à 0.05° au-delà de 5 TeV. A droite de la même figure, on voit la résolution en énergie qui varie entre 11% et 15% pour la méthode de Hillas ("Hillas 200" toujours plus précis) et entre 8% et 12% pour le "Model Std". De plus, le biais en énergie pour les deux méthodes standards est quasiment identique en-dessous de 1 TeV, mais au-delà le "Model Std" est nul alors que la méthode d'Hillas sous-estime l'énergie dans cette bande. Par ailleurs, l'identification de la nature des particules est améliorée pour le "Model Std". Finalement, cette méthode de reconstruction est plus performante en terme de signal sur bruit, de sensibilité et pour la précision des données, et cette précision se confirme avec l'étude de données réelles [90]. Mais la méthode d'Hillas a fait ses preuves avec tous les imageurs Cherenkov et a l'avantage d'être moins sensible à la qualité des données (atmosphère, pixels cassés, taux de NSB...) qui risque de déstabiliser l'ajustement du modèle.

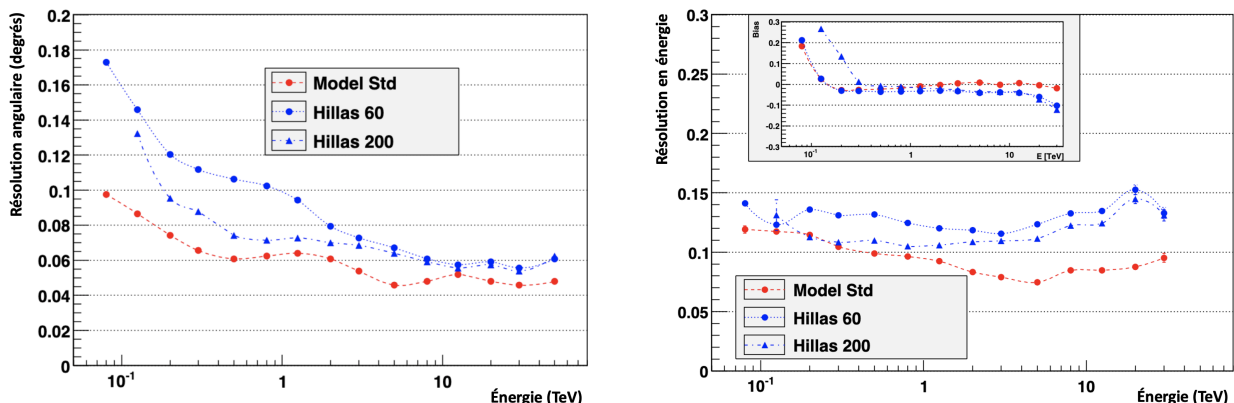


FIGURE 3.12 – Graphes de résolutions angulaire (*Gauche*) et en énergie (*Droite*) évoluant avec l'énergie avec les erreurs statistiques, extraits de [90]. Ils sont basés sur des simulations de γ avec les méthodes de reconstruction : Hillas pour deux coupures différentes (standard et haute énergie) et "Model Std". L'encadré (*Haut-Droite*) trace le biais en énergie en fonction de l'énergie.

CHAPITRE 4

Analyse des sources γ étendues

Sommaire

4.1 Préparation des données	80
4.1.1 Sélection et échantillonnage des données	80
4.1.2 Définition de la signification et bruit de fond des IACTs	81
4.1.3 Estimation du fond hadronique des IACTs	82
4.2 Analyse spectro-morphologique	85
4.2.1 Création de modèles spatiaux et spectraux	85
4.2.2 Ajustements et comparaisons des modèles	88
4.3 Les produits scientifiques	90
4.3.1 Les cartes du ciel	90
4.3.2 La distribution spectrale en énergie	91
4.4 Les erreurs systématiques	92
4.4.1 Les erreurs systématiques dans H.E.S.S.	92
4.4.2 Les erreurs systématiques avec le Fermi-LAT	93

Les PWNe et les SNRs dans leur différents stades d'évolution sont à l'origine d'émissions γ étendues dont la plupart ne varie pas au cours du temps. L'analyse de ces sources γ a donc pour objectif principal d'obtenir leur morphologie (extension,...) et leur distribution spectrale en énergie (flux,...) afin de comprendre les propriétés physiques de ces accélérateurs galactiques (nature des particules, type de leur propagation,...). Cette analyse dite de haut niveau se base sur les données reconstruites par l'analyse de bas niveau (cf. Chapitre 3) pour ajuster des modèles spatiaux et spectraux des sources contenant divers paramètres. Les sources que nous avons étudiées durant la thèse présentent ces caractéristiques spécifiques :

- Elles sont étendues et de faible intensité, proche de l'émission de bruit de fond présente notamment dans les réseaux de télescopes Cherenkov (IACTs).
- Leur forme spatiale est parfois variable en fonction de l'énergie.
- Elles sont localisées dans des régions du plan galactique qui comportent de nombreuses sources γ imbriquées spatialement. Ces régions peuvent aussi contenir des émissions diffuses à grande échelle qui sont largement visibles avec le Fermi-LAT et qui peuvent être détectées avec les IACTs.

Ainsi, une analyse adaptée qui ajuste simultanément tous les paramètres des modèles des émissions de la région et qui prend en compte un modèle de bruit de fond est nécessaire. Les logiciels publics *gammapy* [98] et *ctools* [163] proposent des outils qui permettent d'effectuer ces ajustements statistiques et qui créent des produits scientifiques pertinents pour nos études, tels que des cartes du ciel

et des spectres. Au départ, ils ont été développés pour l’analyse des données des IACTs en astronomie de VHE. Ils permettent également d’étudier des données en multi-longueurs d’onde (“multi-wavelength”, MW) comme celles du Fermi-LAT. Les informations sur le fonctionnement des deux logiciels et les outils qu’ils mettent à disposition sont accessibles dans [98] et [163].

Lors de la thèse nous avons analysé des sources γ à partir des données H.E.S.S. et du Fermi-LAT en utilisant les versions 0.18.2, 0.19 et 0.20 de *gammapy* et à partir des données simulées de CTA à l’aide de la version 1.7 des *ctools*. Les objectifs de ces analyses et les résultats obtenus seront présentés aux chapitres 5, 6 et 7. Toutefois, elles présentent une méthode générale commune que ce chapitre va détailler et qui est présentée dans le schéma de la Figure 4.1.

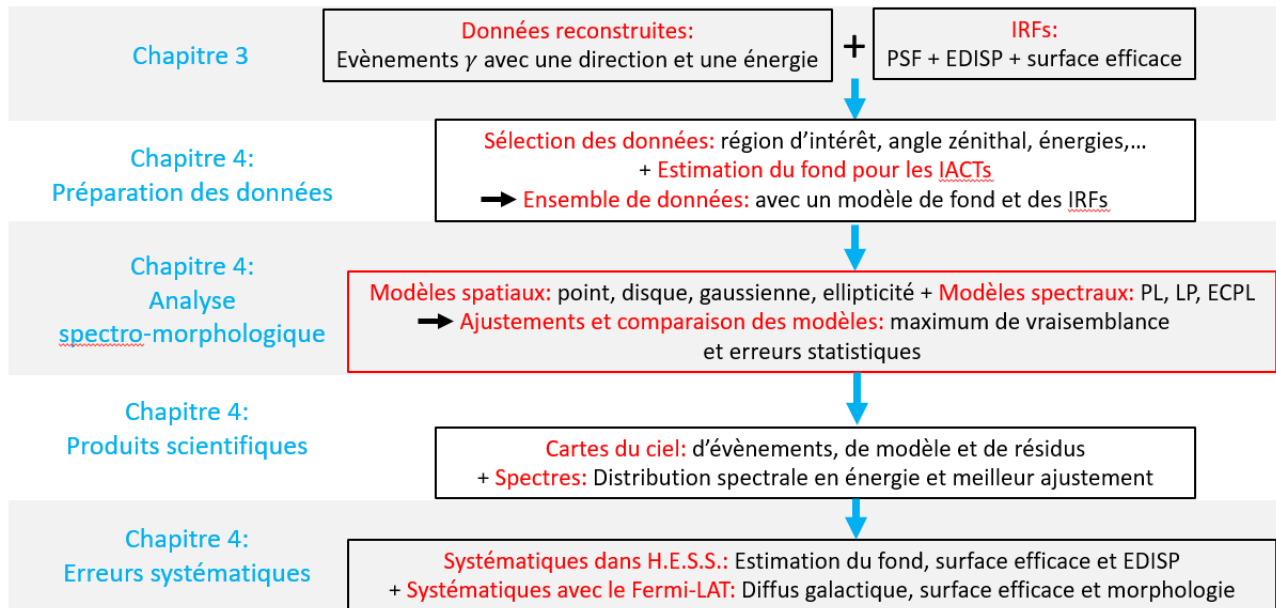


FIGURE 4.1 – Schéma d’une analyse de haut niveau d’une source γ étendue dans une région complexe avec les données du Fermi-LAT ou des IACTs. Les notions du schéma seront détaillées tout au long du chapitre 4. Les acronymes correspondent à : loi de puissance (“power law”, PL), parabole logarithmique (“logarithmic parabola”, LP), loi de puissance à coupure exponentielle (“power law with an exponential cut-off”, ECPL).

4.1 Préparation des données

4.1.1 Sélection et échantillonnage des données

La première étape de l’analyse consiste à sélectionner un ensemble de données parmi toutes celles qui ont été reconstruites par l’instrument. Tout d’abord nous sélectionnons une région du ciel (ROI), en général circulaire, autour de la position de notre source d’intérêt. La région ne doit pas être trop large afin de pouvoir faire un échantillonnage spatial précis tout en limitant le temps de calcul lors de l’optimisation de sa modélisation. Cependant, elle doit être suffisamment grande pour pouvoir estimer les modèles du bruit de fond et des sources voisines. Ceci permet de bien comprendre la région et donc d’obtenir un modèle précis de la source que nous étudions. Cette dernière est choisie pour différents objectifs. Par exemple, des émissions brillantes d’origine inconnue sont visibles et leur taille varie en fonction de l’énergie et/ou des observations MW comme en radio, en X ou au MeV nous

indiquent la présence d'un pulsar énergétique pouvant alimenter une PWN ou d'un SNR. Une autre possibilité consiste à réétudier une source γ connue dont l'objet astrophysique n'est pas clairement identifié, lorsque plus de données sont disponibles. On peut aussi réétudier une source identifiée pour tester des techniques d'analyse (méthode du *field-of-view background*, découpages spatiales de la source étendue,...), de nouveaux ensembles de données (productions de fichiers utilisables dans les logiciels) ou pour tester un nouvel instrument (avec des données simulées). Dans nos analyses, le rayon de la ROI avec les IACTs est de 4° et celui du LAT, avec une moins bonne résolution angulaire, est de l'ordre de la dizaine de degrés.

Ensuite, nous sélectionnons selon différents critères. L'angle zénithal de l'événement reconstruit ne doit pas être bien supérieur à 100° avec le Fermi-LAT pour réduire l'émission γ de l'albédo terrestre. Pour les IACTs, l'angle zénithal est souvent pris inférieur à 60° afin de limiter les données reconstruites avec des erreurs systématiques accrues en raison d'une plus grande épaisseur d'atmosphère traversée par les gerbes électromagnétiques lors de leur développement. L'énergie minimale et maximale des photons γ peut être aussi sélectionnée sur une large bande en énergie afin d'obtenir la forme spectrale complète de la source à HE et VHE ou sur de petites bandes afin d'étudier l'extension de la source en fonction de l'énergie. Par ailleurs dans les analyses avec les IACTs, une sélection est effectuée pour assurer une bonne qualité des données. Pour cela, les événements dont la direction provient d'un angle trop grand par rapport au centre de la caméra sont éliminés. Des effets de bord sont présents et liés à l'acceptance que nous définissons dans la partie suivante. Les événements de basse énergie où la surface efficace diminue fortement sont aussi éliminés pour éviter les erreurs systématiques trop importantes. Enfin, le bruit de fond dans les IACTs est créé par le développement des gerbes induites par les rayons cosmiques avec un profil similaire à celles créées par les photons γ (cf. Partie 1.3). Il est appelé fond hadronique et domine le signal reçu par les télescopes au sol. Le taux de fond hadronique suit une loi de puissance au-dessus d'une énergie de pic. Les événements à des énergies inférieures à son pic peuvent être éliminés. Pour finir, dans nos analyses des données H.E.S.S. avec *gammapy*, les événements ne proviennent que des données prises avec les quatre petits télescopes. En effet les fonctions de réponses de l'instrument (IRFs) qui prennent en compte la stéréoscopie des cinq télescopes sont encore en développement.

Nos analyses doivent utiliser les IRFs correspondantes au type de données retenue après sélection. Ces fonctions sont définies (cf. Chapitre 3) par la résolution angulaire (PSF), la dispersion en énergie (EDISP) et la surface efficace. Lors de nos analyses, les IRFs sont prises en compte exceptée l'EDISP dans l'étude des données simulées de CTA avec les *ctools* (cf. Chapitre 7) afin de limiter le temps de calcul. Dans ce cas, la grandeur augmenterait considérablement le temps de calcul alors que l'EDISP de CTA reste faible. Enfin, les données du Fermi-LAT possède quatre classes d'événements reconstruits en fonction de leur qualité de PSF et d'EDISP. Nous avons vu que la sélection se fait suivant le type d'analyse que l'on veut effectuer.

Une fois que le lot de données a été choisi, les données sont échantillonnées spatialement et spectralement et regroupées dans des cubes de données. Ces cubes comportent deux dimensions (2D) liées à la direction de l'événement et une dimension (1D) liée son énergie. Les échantillons sont choisis de telle sorte qu'il y ait un compromis entre une grande précision pour décrire la source et une statistique suffisante dans chaque intervalle. En général l'intervalle spatial est défini plus petit que la PSF et l'intervalle spectral de l'ordre de 10 échantillons par décade. Les IRFs sont également échantillonnées et empilées dans des cubes.

4.1.2 Définition de la signification et bruit de fond des IACTs

La reconstruction des événements des IACTs (cf. Partie 3.2.2) rejette en grande partie les rayons cosmiques car elle sélectionne sur les caractéristiques des cascades créées par un photon γ . Cependant,

certaines CRs deviennent impossible à rejeter et forment le fond hadronique qui illumine l'ensemble des caméras. Ce fond est aussi mélangé à un bruit électronique résiduel. On peut alors ajuster ce fond en tant que composante dans l'analyse en le considérant homogène et isotrope. Finalement en l'estimant, on peut obtenir la signification (ou la significativité) de l'excès des sources γ . C'est la dernière étape avant d'étudier la morphologie et le spectre des objets astrophysiques.

L'estimation du fond consiste à évaluer la quantité d'évènements de fond dans la région de la source observée. Dans les méthodes standards de H.E.S.S. (cf. Partie 4.1.3), on définit une région "OFF", ou région de contrôle, sans source connue détectée pour compter le nombre N_{OFF} de ces évènements. Ce dernier est soustrait au nombre d'évènements N_{ON} dans la région "ON", où se trouve le signal. Ainsi la formule pour avoir l'excès de photons γ de la région de la source que l'on cherche à analyser est simplement :

$$N_{signal} = N_{ON} - \alpha N_{OFF}$$

Le facteur α permet de prendre en compte les différences de sensibilité entre les deux régions : leur rapport de taille, leur nombre d'heures d'observations et l'acceptance dans le FoV de la caméra. α est un facteur de normalisation qui est le rapport de l'acceptance de la région "ON" sur la "OFF". L'acceptance aux rayons γ représente le rapport entre le nombre d'évènements détectés par l'instrument de mesure et le nombre d'évènements réellement émis par la source. On détermine cette dernière avec des simulations Monte-Carlo. L'acceptance aux hadrons est obtenue par des données constituées que de fond.

Ensuite, la significativité du signal est obtenue en faisant l'hypothèse que le signal mesuré ne soit que du fond. On estime le fond et enfin on en déduit la quantité de signal obtenu. Cette idée est développée dans l'article [170] qui donne l'expression de la significativité :

$$\sigma = \sqrt{2} \{ N_{ON} \ln \left[\frac{1+\alpha}{\alpha} \left(\frac{N_{ON}}{N_{ON}+N_{OFF}} \right) \right] + N_{OFF} \ln \left[(1+\alpha) \left(\frac{N_{OFF}}{N_{ON}+N_{OFF}} \right) \right] \}^{1/2}$$

On peut voir cette grandeur comme la possibilité que le signal ne soit pas une variation du fond ou la probabilité que le signal soit une source γ que l'on détecte. La distribution de la significativité dans une région "OFF" sans signal de source γ suit une gaussienne de moyenne 0 et de sigma 1. Une queue de distribution positive indique un signal et sa détection est considérée pour une significativité assez grande, en général 5σ . Inversement, une queue de distribution négative indique une mauvaise estimation du fond. La Figure 4.2 montre un exemple de distribution de la signification sur une carte du ciel. Enfin, la qualité du signal est obtenue avec le rapport signal sur bruit qui dépend totalement de la statistique d'évènements de signal et de fond et du facteur α :

$$S/B = \frac{N_{signal}}{\alpha N_{OFF}}$$

4.1.3 Estimation du fond hadronique des IACTs

Il existe différentes méthodes pour soustraire le fond hadronique dans les IACTs dont trois ont été appliquées au cours de nos analyses. Pour choisir la méthode d'estimation du fond, nous nous sommes basé sur ces trois critères [49] :

- La morphologie de la source d'intérêt et en particulier son extension.
- La possibilité d'obtenir des régions "OFF" pour y estimer le fond, c'est à dire des régions dépourvues de sources γ connues.
- L'objectif de l'étude : modélisation de toute une région avec diverses sources ou analyse spatiale ou spectrale d'une source individuelle.

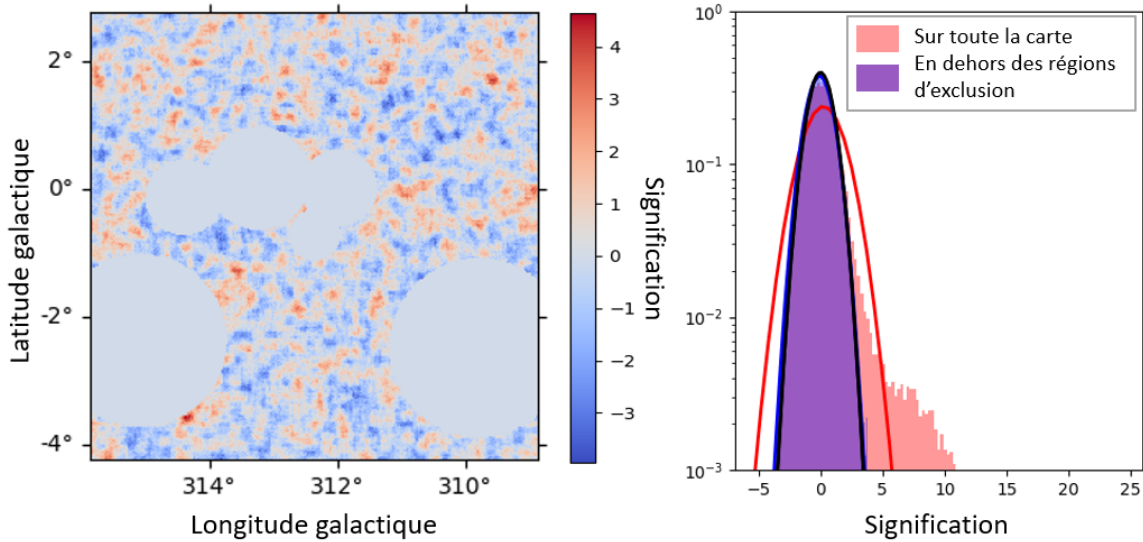


FIGURE 4.2 – *Gauche* : Carte de signification (type de carte décrite dans la Partie 4.3.1) avec des régions d'exclusions sur les sources γ connues obtenues par le catalogue public *gamma-cat* et par d'anciennes analyses. *Droite* : Distribution de significativité de cette carte. Le trait noir représente la gaussienne attendue centrée sur 0 de sigma 1, le bleu celle ajustée sur la distribution de significativité en dehors des régions exclues et le rouge celle ajustée sur toute la carte.

Toutes les méthodes font l'hypothèse que le fond hadronique corrigé de l'acceptance varie peu sur l'échelle du FoV de la ROI. De plus, les régions comportant des signaux de sources γ connues sont éliminés pendant l'estimation du fond et sont appelées régions d'exclusion, comme on peut le voir Figure 4.2. Les régions "OFF" peuvent se chevaucher avec ces dernières et ainsi seront tronquées. Les trois méthodes sont décrites ci-dessous et détaillées dans [49] et [192].

La méthode du *ring background* est représentée à gauche de la Figure 4.3. Le fond est estimé dans une carte pour chaque pixel. Le nombre d'événements "OFF" est calculé dans un anneau (région "OFF") centré sur un pixel avec une largeur fixée que l'on définit. Le rayon, quant à lui, est fixé au préalable mais adapté quand l'anneau chevauche une trop grande partie de régions d'exclusion pour obtenir suffisamment de statistique. L'anneau est coupé lorsqu'il se trouve en bord de champ. L'avantage de cette méthode est qu'elle permet d'obtenir une carte de la région d'étude (2D) à partir d'un ajustement sur chaque pixel de la carte. Néanmoins, comme les régions ON et OFF n'ont pas la même acceptance, cette méthode nécessite de connaître la carte d'acceptance pour les candidats γ . Enfin, pour des régions très étendues, la région d'exclusion associée peut limiter fortement la taille des régions OFF.

La méthode du *reflected background* est représentée à droite de la Figure 4.3. Le fond est estimé dans plusieurs régions "OFF" qui sont de la même taille et de la même forme que la région "ON". Elles sont placées symétriquement par rapport au pointage de l'observation, mais pas trop proche de la source (région "ON") pour empêcher la contamination du fond par des photons du signal mal reconstruits. L'acceptance est supposée varier radialement sur le FoV de la caméra. La méthode a ainsi l'avantage d'être indépendante de l'acceptance qui dépend de l'énergie. Aucune correction n'est donc nécessaire tant que l'hypothèse d'uniformité azimutale tient¹. Cette méthode permet une analyse spectrale (1D) précise. De la même façon que le *ring background*, elle suppose une taille de source et est donc plus sensible aux sources peu étendues.

1. Ce qui n'est plus vrai en cas de mauvaises conditions météorologiques.

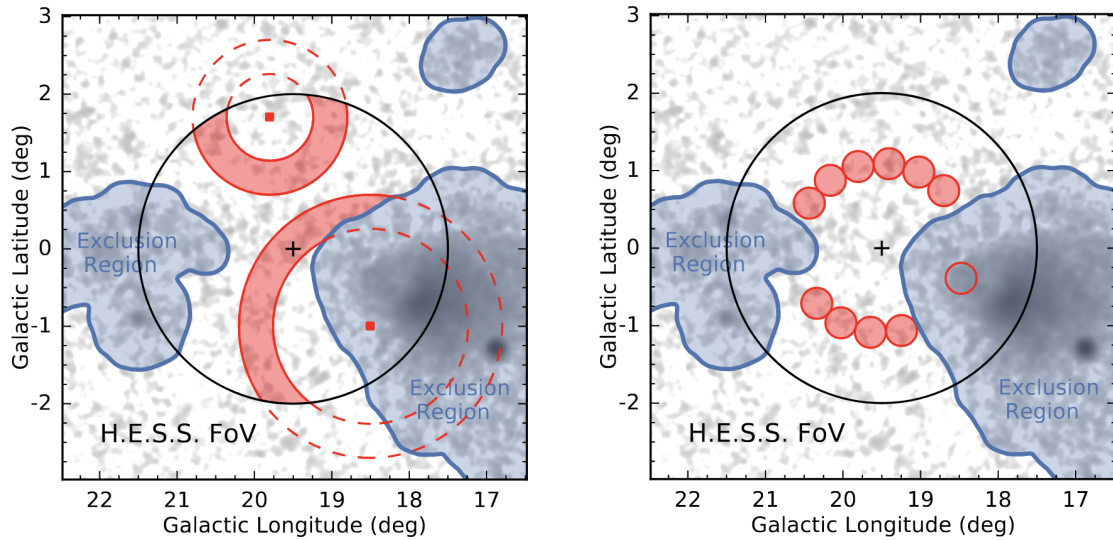


FIGURE 4.3 – Illustrations des méthodes du *ring background* (Gauche) et du *reflected background* (Droite), extraites de [148], pour estimer le bruit de fond pour une seule observation. Les deux cartes de significativité sont en échelle de gris et les régions d'exclusion sont en bleu. Le cercle noir est de 2° et représente le FoV de l'analyse et la croix noire le pointage de l'observation (centre de la caméra). Le fond est estimé en dehors des régions d'exclusion dans les régions rouges pleines seulement (régions "OFF"). Pour le *ring background*, il est estimé pour deux positions (deux pixels) dont l'un où l'anneau est adapté et agrandi pour estimer suffisamment de fond. Pour le *reflected background*, il est estimé dans des régions "OFF" similaires à la "ON" et situées à la même distance angulaire par rapport au centre de la caméra que la région ON. La région "ON" est le cercle rouge creux.

La méthode du *field-of-view background* ajuste le fond directement sur tout le champ de vue (FoV pour "Field-of-View") avec un modèle d'acceptance, sauf dans les régions d'exclusion. Ce modèle est construit à partir d'un ensemble de "runs OFF" qui correspondent à des observations sans émission significative de rayons γ dans le FoV. Seules les observations avec de bonnes conditions d'observations et sans défaillance du matériel sont prises en compte. Dans cette méthode, une carte de modèle de fond est créée pour chaque observation en fonction de l'énergie et de l'angle zénithal (et azimuthal), en prenant en compte l'acceptance radiale correspondante à cet angle. Ce modèle est ensuite affiné par itérations pour prendre en compte des effets moins prononcés liés aux conditions d'observations : le coefficient de transparence calculé à partir du taux de déclenchement des télescopes et la transparence optique de l'atmosphère, et l'efficacité optique des télescopes qui diminue au cours du temps. L'avantage de la méthode est qu'elle est facilement applicable pour des sources très étendues. Elle permet aussi d'estimer le fond dans des régions du plan galactique avec de nombreuses sources superposées ou présentant des émissions diffuses à grande échelle dans lesquelles il est difficile de trouver une région "OFF" [194]. Elle est également recommandée lorsque les émissions d'une région ne sont pas connues. Enfin, elle donne la signification statistique la plus élevée. Cependant, la méthode est sensible aux écarts entre l'acceptance réelle du système et le modèle appliqué [49] donc ses erreurs systématiques sont les plus grandes. Les modèles d'évolution de l'acceptance sont tout de même de plus en plus précis à l'aide de simulations qui prennent en compte notamment les conditions atmosphériques, la durée des "runs", le changement dans l'efficacité optique des télescopes au fil du temps, pour être en accord avec les données. L'article [192] détaille le développement du modèle de fond dans H.E.S.S. et les tests effectués dans des analyses avec *gammapy* et les *ctools*. Finalement ce modèle de fond donne une brillance à diverses énergies et se présente sous la forme d'un cube

comme les données et les IRFs. Il est alors réajusté au cours de l'analyse spectro-morphologique avec les modèles de sources.

Les méthodes du *ring background* et du *reflected background* sont les méthodes standards de la collaboration H.E.S.S. [148] pour respectivement faire des cartes du ciel et des analyses spectrales. Elles ont été utilisées notamment dans nos analyses de vérification ("cross-check" du chapitre 5). La méthode du *FoV background* s'utilise dans une analyse dite 3D qui modélise la morphologie et le spectre de plusieurs sources à la fois. Elle est parfaitement adaptée aux régions complexes du plan galactique qui comportent des objets astrophysiques comme des PWNe et qui font l'objet de cette thèse.

4.2 Analyse spectro-morphologique

L'analyse spectro-morphologique consiste à déterminer, dans la bande d'énergie considérée, la forme spatiale en γ de la source (position dans le ciel et extension), ainsi que sa forme spectrale qui décrit l'évolution de son flux γ en fonction de l'énergie. Ces informations peuvent être obtenues séparément avec les méthodes standards, ou peuvent être obtenues dans un ajustement commun avec une analyse 3D. Cette dernière modélise spatialement et spectralement la source d'intérêt, ainsi que toutes les autres sources de la ROI, le fond hadronique pour les IACTs et les émissions diffuses de grande échelles visibles avec le Fermi-LAT. Ces émissions diffuses commencent aussi à apparaître dans H.E.S.S. et devront être modélisées avec précision pour CTA. Finalement, l'analyse 3D décrit alors complètement tout le FoV et montre des performances supérieures aux techniques standards des IACTs dans les régions complexes [192]. La robustesse de cette analyse pour les IACTs est cependant totalement dépendante de l'ajustement du fond avec la méthode *FoV background*.

4.2.1 Création de modèles spatiaux et spectraux

Modèles de sources individuelles

Pour construire un modèle pour chaque source de la ROI, on se base généralement sur un catalogue qui recense les sources γ connues et leurs paramètres spatiaux et spectraux. Par exemple, nous avons vu aux chapitre 1 et 3 les 6000 sources du dernier catalogue du Fermi-LAT [8] et les 272 sources du catalogue TeVCat [249]. Cependant, il se peut que la région en γ soit mal connue, comme celle du chapitre 5. Dans ce cas, la création de cartes du ciel permettent d'appréhender la région. Elles mettent en avant des excès significatifs visibles à l'oeil nu ou avec un outil qui repère les pixels les plus lumineux. Cet outil ne fonctionne pas pour les sources très étendues peu brillantes. Il peut alors être nécessaire de corrélérer les pixels entre eux (cf. Partie 4.3.1) pour révéler des sources étendues. Ceci a été mis en avant dans l'article [3]. Enfin lorsque la source est observée dans d'autres longueurs d'onde, sa morphologie en γ peut être décrite par ces émissions qui sont souvent bien définies pour les SNRs et les PWNe. Les instruments en radio ou en rayons X par exemple ont des résolutions angulaires largement meilleures.

Au cours de la construction du modèle 3D de la ROI, des sources peuvent donc être ajoutées et leurs formes spatiales et spectrales peuvent être modifiées afin d'atteindre une description la plus proche des données. Pour cela, les modèles de sources sont testés dans des ajustements et comparés (cf. Partie 4.2.2). Lorsque l'on ajoute une source dans le modèle 3D mais que ses caractéristiques sont inconnues, elle est d'abord modélisée le plus simplement possible par une source ponctuelle et une PL. La source ponctuelle est décrite seulement par deux paramètres qui correspondent aux coordonnées dans le ciel. Le spectre en PL est défini comme suit :

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \cdot \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\Gamma}$$

Pour rappel, E représente l'énergie et $\frac{dN}{dE}$ le flux différentiel donné en photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{U}_E^{-1}$. U_E est l'unité de E donné en MeV dans les *ctools* et en TeV dans *gammapy*. N_0 est un facteur de normalisation du flux. Γ est l'indice spectral ou la pente du spectre et E_0 une énergie de référence.

Par la suite, des modèles plus complexes sont testés sur les sources inconnues quand elles présentent des résidus significatifs sur la carte du ciel créée après ajustement du modèle qui les définit (cf. Partie 4.3.1). Un modèle est considéré plus complexe s'il comporte davantage de paramètres libres dans les ajustements sur les données. Un grand nombre de modèles est disponible avec *gammapy* et les *ctools*, nous allons donc décrire ceux que nous avons utilisés dans nos analyses et qui correspondent à des formes classiques en astronomie γ .

Dans un premier temps, la recherche du meilleur modèle pour une source est morphologique. Cette recherche s'effectue dans les hautes énergies de l'ensemble de la bande sur laquelle la source est étudiée, notamment si l'instrument souffre d'une mauvaise PSF dans les basses énergies. On teste d'abord l'extension de la source en la modélisant simplement par un disque. Cette forme est décrite par les deux paramètres de la position dans le ciel (lon , lat) et un rayon r_0 en plus :

$$\Phi(\text{lon}, \text{lat}) = \frac{1}{2\pi(1 - \cos r_0)} \cdot \begin{cases} 1 & \text{si } \theta \leq r_0 \\ 0 & \text{si } \theta > r_0 \end{cases}$$

θ est la distance au centre du modèle (lon_0 , lat_0). On peut noter que les modèles spatiaux des sources individuelles sont définis de telle sorte qu'ils sont normalisés à l'unité sur toute la sphère :

$$\int_{4\pi} \Phi(\text{lon}, \text{lat}) d\Omega = 1$$

Si la source est étendue, une ellipticité peut être ajustée avec deux paramètres en plus : l'excentricité e et l'angle de rotation ϕ de l'axe majeur. L'angle est souvent défini à partir du Nord de la carte du ciel et dans le sens inverse des aiguilles d'une montre. Par ailleurs, le profil uniforme de l'intensité de l'émission à l'intérieur de la source peut être remplacé par un profil gaussien plus complexe. En notant σ le sigma de la gaussienne, on obtient :

$$\Phi(\text{lon}, \text{lat}) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{\theta^2}{\sigma^2}\right)$$

De la même façon que le disque, la gaussienne peut être allongée. La même formule est évaluée en définissant le sigma par σ_{eff} qui dépend du sigma sur l'axe majeur σ_M :

$$\sigma_{eff}(\text{lon}, \text{lat}) = \sqrt{(\sigma_M \sin(\Delta\phi))^2 + (\sigma_M \sqrt{1 - e^2} \cos(\Delta\phi))^2}$$

avec $\Delta\phi$ la différence entre l'angle de position de la gaussienne et l'angle de position du point considéré.

Dans un deuxième temps, on recherche le meilleur modèle spectral de la source sur toute la bande d'énergie qui nous intéresse. La plupart du temps, on commence par tester si le spectre présente une courbure β avec une parabole logarithmique (LP) définie par :

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \cdot \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-(\Gamma + \beta \log(\frac{E}{E_0}))}$$

Alternativement, on teste si le flux en fonction de l'énergie diminue plus drastiquement en loi de puissance avec une coupure exponentielle (ECPL). C'est le spectre typique d'un pulsar par exemple. Si l'on considère λ l'inverse de l'énergie de coupure, on a :

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \cdot \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\Gamma} \exp(-(\lambda E))$$

Modèles d'émissions diffuses

Le modèle de fond hadronique des IACTs que l'on a vu Partie 4.1.3 est un modèle d'émissions diffuses. Il est décrit spatialement par une carte cubique qui donne le nombre d'évènements de fond prédits en fonction de l'énergie. De plus, il est combiné à un modèle spectral sans dimension qui re-normalise le cube et peut modifier sa distribution spectrale. Il correspond à une PL, au-delà d'un seuil en énergie, décrite par deux paramètres : une norme autour de 1 et un indice autour de 0. Le nombre d'évènements de fond prédits peut être adapté au nombre d'évènements des données en dehors des régions d'exclusion (voir la Figure 4.2) en ajustant les deux paramètres. Un exemple de cet ajustement est détaillé dans la partie 5.2.2 du chapitre 5.

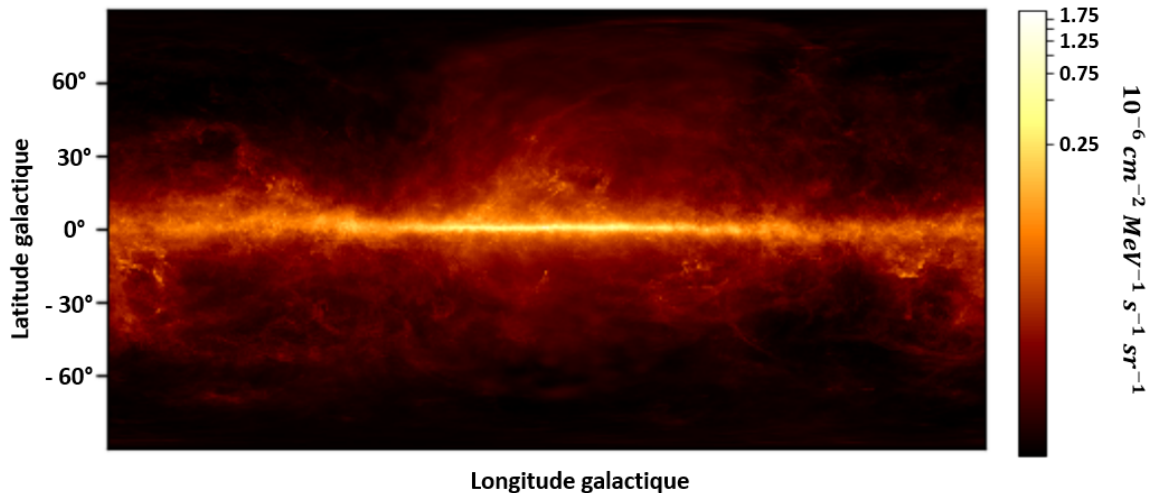


FIGURE 4.4 – Carte 2D de la Voie lactée du diffus galactique de Fermi pour une tranche en énergie. L'échelle du nombre d'évènements en photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{MeV}_E^{-1}$ est logarithmique.

Les émissions diffuses galactiques que nous avons vues dans la partie 1.2.2 du chapitre 1 ont été prises en compte dans nos analyses avec les données du Fermi-LAT au GeV et avec les données simulées de CTA qui observe notamment au TeV avec une grande sensibilité. L'analyse des données H.E.S.S. de la région à la longitude 312° du plan galactique du chapitre 5 a aussi montré que la modélisation d'un diffus galactique était nécessaire. Cette analyse a alors testé le modèle du diffus du Fermi-LAT extrapolé au TeV et le modèle du code public HERMES [103] utilisé dans les simulations du plan galactique de CTA [215]. Les deux émissions interstellaires sont aussi décrites spatialement dans des cartes cubiques qui prédisent le nombre d'évènements du diffus en fonction de l'énergie. La Figure 4.4 montre un exemple d'une carte 2D de la Voie lactée modélisant les émissions interstellaires visibles avec le Fermi-LAT pour une seule tranche en énergie. Un exemple de spectre de la carte cubique (sur tout un domaine en énergie) à gauche de la Figure 4.5 est aussi donné pour la région à 312° étudiée au chapitre 5. Dans nos analyses, le diffus galactique du Fermi-LAT est donné par le fichier `gll_iem_v07.fits`² correspondant à la dernière version de sa modélisation détaillée dans [7] et utilisant les IRFs *Pass 8* (cf. Chapitre 3). Le fichier du diffus galactique avec HERMES peut être obtenu sur : [HERMES Github](#) et tous les détails du code sont décrits sur le site Internet : [HERMES - High-Energy Radiative MESSengers](#). Les fichiers décrivent les modèles spatiaux en cartes cubiques. Les modèles spectraux, tout comme le fond hadronique, sont des PL normalisées dont l'ajustement des deux paramètres (norme et indice) modifie la distribution spectrale pour l'adapter aux données. Par ailleurs, dans l'analyse des données H.E.S.S., un autre modèle de diffus galactique a été testé

2. Le fichier est donné sur le site FSSC de la Nasa : [Fermi LAT Background Models](#)

et correspond à une carte 2D de la répartition de la molécule de monoxyde de carbone (CO). Cette dernière est modélisée différemment car elle est spatialement normalisée et son modèle spectral est représenté par une PL.

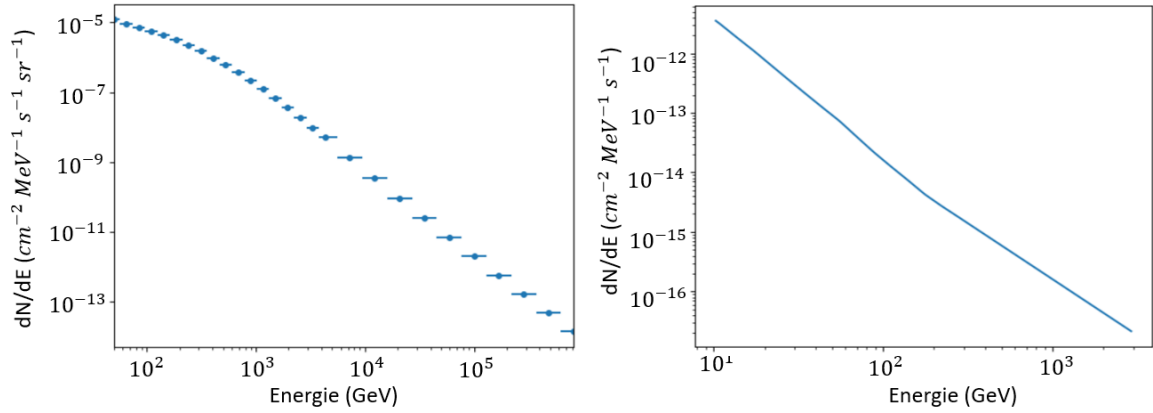


FIGURE 4.5 – *Gauche* : Brillance du diffus galactique de Fermi pour la région à la longitude 312° . *Droite* : Spectre du diffus isotropique de Fermi pour tout le ciel. Ce diffus correspond à des émissions extragalactiques ainsi que des résidus instrumentaux.

L'émission diffuse isotrope a seulement été considérée dans nos analyses avec les données du Fermi-LAT. En plus des émissions extragalactiques provenant de sources individuelles non résolues et de processus diffus de la partie 1.2.2, cette émission est constituée de CRs résiduels dans le LAT identifiés comme des événements γ . Pour la modéliser, on l'approxime à une émission constante dans chaque bande en énergie dont le spectre global est donné (sur tout un domaine en énergie) à droite de la Figure 4.5. La dernière version du diffus isotrope est donnée dans le fichier iso_P8R3_SOURCE_V3_v1.txt³. Le fichier donne ainsi le modèle spectral avec un seul paramètre de normalisation.

4.2.2 Ajustements et comparaisons des modèles

Estimation du maximum de vraisemblance et erreurs statistiques

La méthode d'ajustement centrale derrière une analyse de données en astronomie γ est l'estimation du maximum de vraisemblance d'un modèle d'entrée M . La vraisemblance \mathcal{L} est une fonction qui quantifie la probabilité d'obtenir les données à partir de ce modèle. Le procédé obtient les valeurs des paramètres du modèle qui maximise $\ln \mathcal{L}(M)$ (ou minimise $-\ln \mathcal{L}(M)$). La formule utilisée pour calculer \mathcal{L} ci-dessous correspond à des données échantillonnées qui suivent une distribution de Poisson. Cette distribution provient du fait que : l'émission des photons γ est constante, que chaque événement γ est indépendant et que leur nombre tend vers l'infini. Les formules pour d'autres types d'ensembles de données et plus de détails sont donnés dans : [Estimation du maximum de vraisemblance avec les *ctools*](#).

$$-\ln \mathcal{L}(M) = \sum_i e_i(M) - n_i \ln e_i(M)$$

avec n_i et e_i le nombre d'évènements respectivement observés et prédits par le modèle M dans l'échantillon i (un pixel). e_i est obtenu par la formule :

$$e_i(M) = P(p'_i, E'_i, t'_i | M) \times \Omega_i \times \Delta E_i \times \Delta T_i$$

3. Le fichier est donné sur le site FSSC de la Nasa : [Fermi LAT Background Models](#)

La densité de probabilité $P(p'_i, E'_i, t'_i | M)$ est évaluée à partir des valeurs au centre de l'échantillon i et mesurées par l'instrument : de la direction p'_i , de l'énergie E'_i et du temps de déclenchement t'_i . Puis on la multiplie par l'angle solide Ω_i , la largeur en énergie ΔE_i et le temps d'observation ΔT_i de l'échantillon i . Il est important de noter que le modèle M prend en compte le modèle de toutes les sources individuelles et de toutes les émissions diffuses, ainsi que les IRFs.

Ensuite, un algorithme itératif estime le maximum de $\ln \mathcal{L}(M)$. Par exemple, les *ctools* utilisent Levenberg-Marquardt et *gammapy* iminuit [93] par défaut (avec plusieurs choix d'algorithmes comme MIGRAD ou SIMPLEX [157]). On initialise en entrée les paramètres a_k du modèle M et on définit des bornes sur le paramètre. Elles doivent décrire des valeurs physiques du paramètre mais être suffisamment larges pour ne pas biaiser la convergence. Finalement les erreurs statistiques sur les ajustements des paramètres δa_k sont obtenues à partir des éléments de la diagonale C_{kk} de la matrice de covariance C de l'ajustement. Cette dernière correspond à l'inverse de la matrice de courbure α_{kl} . Ainsi :

$$\delta a_k = \sqrt{C_{kk}} \quad \text{et} \quad C = [\alpha]^{-1} \quad \text{avec} \quad \alpha_{kl} = \frac{\partial^2(-\ln \mathcal{L}(M))}{\partial a_k \partial a_l}$$

De manière générale, plus la statistique est importante et plus les erreurs sur les paramètres sont petites.

Comparaisons des modèles et ordre d'ajustements

Pour savoir si le modèle M décrivant toute la ROI est amélioré, sa valeur de maximum de vraisemblance seule ne suffit pas. On compare les vraisemblances $\mathcal{L}(M)$ et $\mathcal{L}(P)$ respectivement du modèle testé et d'un modèle P précédent imbriqué. M contient les mêmes modèles de sources et d'émissions diffuses que P avec en plus un ou plusieurs paramètres. Ces paramètres ajoutés décrivent plus précisément la ROI avec une nouvelle composante de source ou en détaillant la morphologie (extension,...) ou le spectre (coupure,...) d'un modèle. La comparaison se fait avec le test statistique (TS) [186] défini par :

$$TS = 2 \times (\ln \mathcal{L}(M) - \ln \mathcal{L}(P))$$

Le TS suit une distribution de χ_n^2 avec n degrés de liberté ("degree of liberty", d.o.f), c'est à dire le nombre de paramètres libres (ajustés) en plus dans le modèle M , si les modèles sont imbriqués [255]. Ceci suppose que la statistique est grande et que le modèle P ajuste correctement les données. Ainsi la probabilité aléatoire ("p-value") que $\ln \mathcal{L}$ s'améliore de $TS/2$ quand on ajoute ces n paramètres en raison de fluctuations statistiques uniquement, est donné par :

$$p = \int_{TS}^{+\infty} \chi_n^2(x) dx$$

Pour des modèles imbriqués, le TS est relié à la significativité, notamment pour $n=1$: $\sigma = \sqrt{TS}$. Un code d'une bibliothèque *python* permet de passer du TS aux σ : **Fonctions d'utilité statistique avec *gammapy***. Finalement, un modèle plus complexe sera choisi à un autre si une nouvelle composante de source est détectée à 5σ ou un changement de forme spatiale ou spectrale est préféré en général à 3σ .

Si les modèles ne sont pas imbriqués, c'est à dire que l'on ne peut reproduire le modèle P en enlevant des paramètres au modèle M , on calcule leur critère d'information d'Akaike (AIC) [28] :

$$AIC = 2 \times (\text{d.o.f} - \ln \mathcal{L})$$

avec d.o.f le nombre de paramètres libres du modèle. Les AIC des deux modèles peuvent ensuite être comparés et le modèle avec l'AIC le plus faible est conservé.

Il est important de noter que la position dans la Voie lactée et l'indice spectral d'un modèle de source jouent un rôle sur sa significativité. En direction du plan galactique et dans certaines régions où

les émissions diffuses galactiques sont plus intenses, une source se révélera moins qu'une autre avec le même flux à des latitudes excentrées. De même, une source avec un indice dit mou (≥ 2.2) aura un TS plus faible qu'une source avec un indice dit dur (1.3 - 2) car les émissions diffuses dominent les basses énergies. Pour contrer ce phénomène, une statistique plus grande avec plus de temps d'observations permet de détecter des sources plus faibles.

Enfin, pour construire le meilleur modèle de la ROI on considère dans un premier temps les émissions diffuses qui ont un impact important sur les paramètres des sources et notamment étendues. Dans un deuxième temps, on ajuste les modèles de sources individuelles un à un en commençant par les sources avec le plus grand TS. Un exemple de procédure d'ajustement peut ressembler à cela :

- Ajustement des paramètres des émissions diffuses (libres dans tous les autres ajustements) et des paramètres spectraux des sources connues les plus brillantes et les plus proches de la source d'intérêt.
- Ajustement des paramètres spatiaux et spectraux des sources une par une, de celle avec le TS le plus élevée à la plus faible.
- Étude des cartes du ciel après ajustement des sources connues (cf. Partie 4.3.1) et/ou utilisation de l'outil pour détecter des pixels brillants. Ajout de nouvelles sources en source ponctuelle et en PL dans le modèle si nécessaire.
- Ajustement des nouvelles sources qui seront gardées si leur signal est détecté à $\sim 5\sigma$ ou plus.
- Ajustements de modèles plus complexes des nouvelles sources qui sont gardés s'ils sont préférés à plus de 3σ .
- Étude détaillée de la source d'intérêt : recherche du meilleur modèle spectro-morphologique et ajustement simultané de ses paramètres spatiaux et spectraux, analyses plus spécifiques (cf. Chapitre 7)...

4.3 Les produits scientifiques

4.3.1 Les cartes du ciel

Au cours de l'analyse, les cartes du ciel nous permettent de faire des choix dans la construction du modèle de la ROI. Elles sont définies sur une bande en énergie qui peut être plus petite que celle définie pour l'analyse, par exemple si on veut voir l'évolution des émissions de la région en fonction de l'énergie. La taille de leurs pixels est définie sur l'échantillon spatial dans la sélection des données. Tout d'abord, la carte d'évènements est générée à partir d'une liste d'évènements observés et sélectionnés en début d'analyse pour différentes tranches d'énergie. Sa pixellisation correspond à l'échantillon spatial. Ensuite, une carte de modèle est générée à partir d'une liste d'évènements prédits par un modèle construit pour décrire la ROI. Une fois le modèle ajusté, une carte de résidus permet d'évaluer si la ROI est bien modélisée. Elle permet de dévoiler du signal faible mais significatif qui n'aurait pas été pris en compte caché par des signaux plus intenses. La carte de résidus est générée par la soustraction de la carte de modèle à la carte d'évènements (données - modèle). D'autres cartes essaient de donner une idée de l'écart à la valeur attendue des résidus : la même soustraction divisée par le modèle $((\text{données} - \text{modèle})/\text{modèle})$ ou cette soustraction divisée par la racine carrée du modèle $((\text{donnée} - \text{modèle})/\sqrt{\text{modèle}})$. On peut aussi créer une carte dite d'excès faite de la même façon que les cartes précédentes sans prendre une source en compte dans l'ajustement du modèle. Ainsi, la morphologie de l'émission de la source apparaît sur la carte.

Des cartes de données, de résidus ou d'excès peuvent également être représentées avec la signification de l'article [170] calculée dans chaque pixel. Ces cartes de signification ont l'avantage de

mettre en avant directement du signal à plus de 5σ . Un dernier type de carte du ciel va être évoqué ici est la carte de TS. Celle-ci est obtenue en calculant en chaque pixel la valeur de TS entre deux modèles contenant et ne contenant pas une source que l'on donne (en général la source d'intérêt) et dont son spectre est fixé en PL d'indice 2. Elle est souvent utilisée dans les analyses avec les données du Fermi-LAT pour repérer de nouvelles sources à ajouter aux modèle.

Les cartes du ciel que l'on étudie peuvent être lissées (corrélées) afin de faire apparaître les émissions de sources très étendues dont la brillance est faible. Le lissage se fait en corrélant les pixels avec une fonction. Dans nos analyses, les pixels ont été corrélés de manière uniforme sur un certain rayon de corrélation, appelée une corrélation "top-hat". Ces rayons sont choisis pour être en accord avec la taille de la source d'intérêt. Ainsi, l'émission de la source apparaît de la même taille angulaire que celle ajustée dans l'analyse 3D. La Figure 4.6 montre des cartes de signification avec une corrélation "top-hat" sur 0.1° et 0.4° .

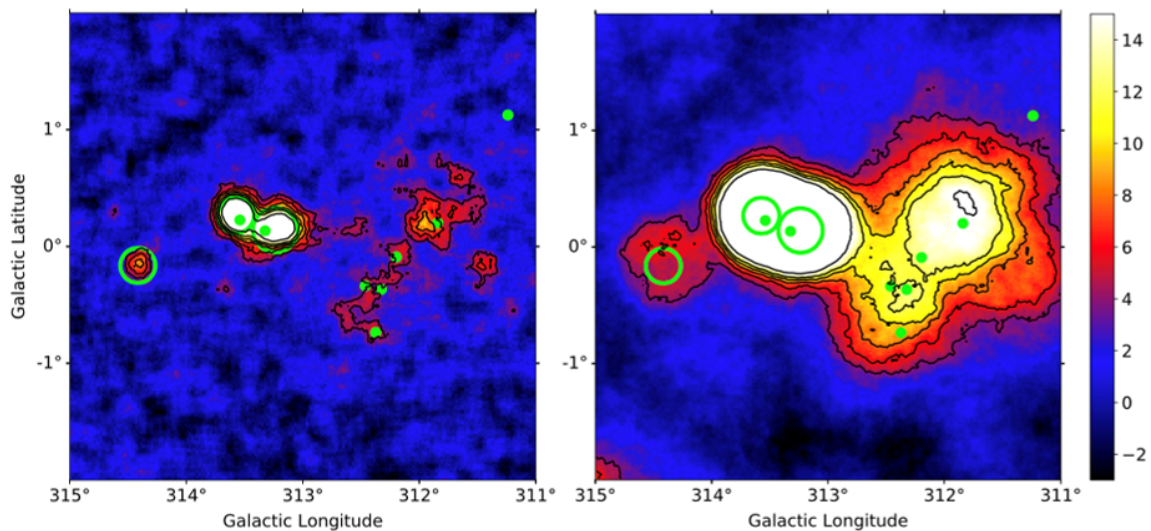


FIGURE 4.6 – Cartes de signification de H.E.S.S. corrélées à 0.1° (*Gauche*) et 0.4° (*Droite*) avec la méthode du *field-of-view background*. Ce sont des cartes de la région du plan galactique à la longitude 312° (cf. Chapitre 5) au-dessus de 1 TeV (Crédit : Armelle Jardin-Blicq).

4.3.2 La distribution spectrale en énergie

La dernière étape de l'analyse produit une distribution spectrale en énergie ("spectral energy distribution", SED) de la source d'intérêt. Cela permet de connaître son flux en fonction de l'énergie plus précisément qu'avec sa forme spectrale sur toute la bande d'énergie. Cette dernière est divisée en sous-intervalles qui sont choisis afin d'avoir suffisamment de statistique dans chaque sauf en général les intervalles de plus haute énergie. Une estimation du maximum de vraisemblance du meilleur modèle de la ROI est effectué dans chaque intervalle indépendamment en considérant que la source d'intérêt est décrite par une PL d'indice fixé à 2. Ainsi, il n'y a pas de dépendance avec le meilleur modèle spectral trouvé de la source. En général, seules les normes de la source d'intérêt, des sources proches brillantes et des émissions diffuses sont laissées libres. Le test statistique est évalué dans chaque bande et si ce dernier est plus petit qu'un certain seuil, en général 4, une limite supérieure sur le flux est calculée. Le flux en limite supérieure de la source dans l'intervalle en énergie est celui qui conduit à une diminution de $\ln \mathcal{L}$ d'un niveau de confiance donné. En général, le niveau de confiance est de 95%.

La SED est souvent représentée avec un diagramme papillon ("butterfly plot") qui correspond au tracé du meilleur ajustement de la forme spectrale de la source avec un intervalle de confiance, en général à 68%. La méthode souvent utilisée pour obtenir cette enveloppe est celle de la propagation des erreurs qui utilise la matrice de covariance de l'ajustement de maximum de vraisemblance. La Figure 4.7 montre un exemple ce que l'on appelle les points de flux de la SED et le "butterfly plot".

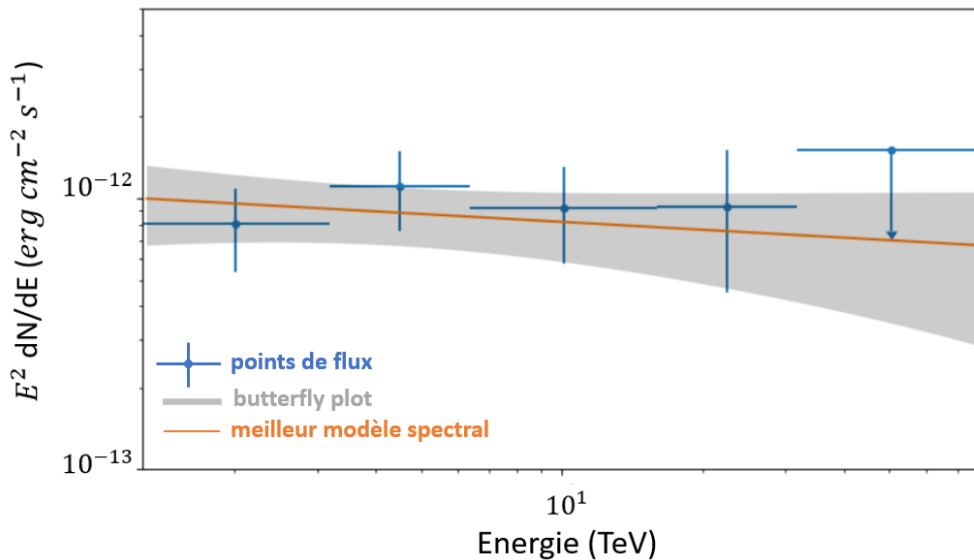


FIGURE 4.7 – SED et "butterfly plot" d'une PWN en exemple extraite de la partie 5.2.3.

4.4 Les erreurs systématiques

Les erreurs systématiques sont liées à une connaissance imparfaite des instruments et des émissions diffuses qui affectent l'estimation du maximum de vraisemblance. Ces erreurs peuvent avoir une multitude de provenance mais pour chaque instrument, on identifie celles qui ont un impact significatif sur les résultats. Lorsque les valeurs des erreurs systématiques sont obtenues, elles sont sommées quadratiquement avec les valeurs des erreurs statistiques pour obtenir les incertitudes totales sur les résultats.

4.4.1 Les erreurs systématiques dans H.E.S.S.

Les analyses avec les données H.E.S.S. que nous présentons dans la thèse sont encore préliminaires et n'ont pas pris en compte les erreurs systématiques. Cependant, nous introduisons ces erreurs car l'article en préparation du chapitre 5 et l'article en cours de publication du chapitre 6 les considéreront.

Dans H.E.S.S., les IRFs sont générées par des simulations Monte Carlo en fonction des conditions d'observations [51]. Leur modélisation ne peut pas décrire en détails toutes les variations de la réponse du système donc cela entraîne des erreurs systématiques. En général pour cet instrument, trois sources d'erreurs sont considérées et leur impact est regardé sur la source d'intérêt.

La première et la plus importante est celle sur l'estimation du nombre d'évènements du fond hadronique en fonction de l'énergie dont la contribution est souvent plus importante que celle des sources étendues (cf. Chapitres 5 et 6). Nous avons vu que le modèle de fond est déduit d'observations qui ne sont pas effectuées exactement dans les mêmes conditions que celles utilisées pour l'analyse.

Ceci implique des erreurs systématiques importantes sur la statistique des évènements de fond qui influe tous les paramètres ajustés.

La deuxième est la reconstruction de l'énergie d'un photon γ qui dépend de l'efficacité optique (liée aux PMs, aux miroirs...) des télescopes qui peut se dégrader au cours du temps, et aussi de la transparence de l'atmosphère (aérosols,...). Le manque de précision dans la reconstruction de l'énergie affecte les paramètres spectraux de la source d'intérêt.

La troisième est la surface efficace qui présente une courbe relativement plate en fonction de l'énergie et se dégrade fortement en-dessous d'un certain seuil (car les caméras reçoivent trop peu de photons). Il est important pour l'analyse de sélectionner des données au-dessus de ce seuil en énergie car sinon les erreurs systématiques peuvent être grandes.

Pour évaluer ces erreurs, une procédure possible est de :

- Prendre l'ensemble de données cubique de l'analyse principale.
- Prendre le meilleur modèle de la ROI avec les résultats des paramètres ajustés.
- Simuler plusieurs ensemble de données en appliquant une fluctuation aléatoire de Poisson sur le fond et une fluctuation gaussienne sur les IRFs. L'échelle de fluctuation est de 5% à 10%.
- Ajuster les ensembles de données simulés par la méthode du maximum de vraisemblance.
- Regarder la distribution des paramètres ajustés pour obtenir les erreurs systématiques sur ces derniers. La Figure 4.8 montre un exemple pour l'indice spectral.

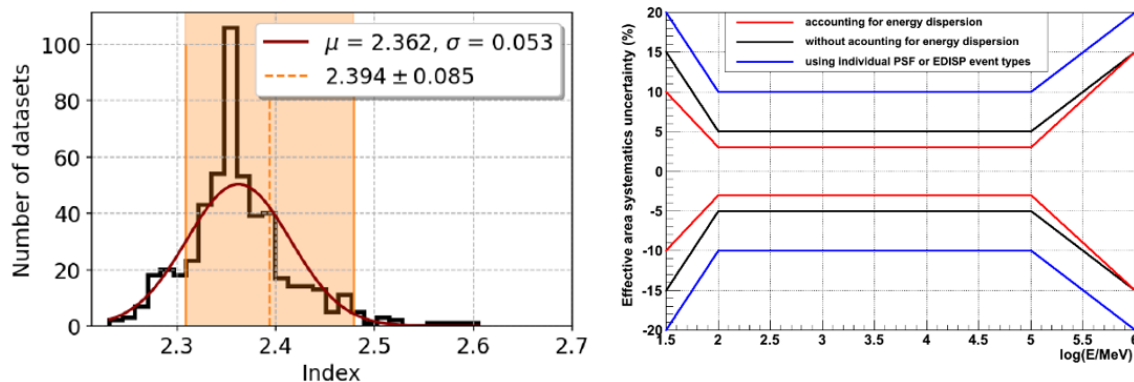


FIGURE 4.8 – *Gauche* : Distribution des valeurs les mieux ajustées de l'indice spectral de la composante B de l'analyse des données H.E.S.S. du chapitre 6 (Crédit : Tina Wach). Les valeurs sont obtenues sur des ensembles de données sur lesquels le modèle de fond et les IRFs ont subi une fluctuation. L'ajustement gaussien sur les données est en rouge. La valeur ajustée dans l'analyse principale est en orange pointillée et les erreurs statistiques indiquées par la bande orange. *Droite* : Évolution de l'incertitude systématique sur la surface efficace du LAT en fonction de l'énergie, extraite de : [Incertitudes sur la surface efficace du site FSSC de la Nasa](#). La courbe noire correspond à une analyse sans distinction de classe des évènements, la noire et la rouge respectivement si on ne prend pas en compte ou si on prend en compte la dispersion avec l'énergie.

4.4.2 Les erreurs systématiques avec le Fermi-LAT

Les erreurs systématiques dans l'analyse avec les données du Fermi-LAT dans le chapitre 5 prend en compte les erreurs systématiques de la manière du premier catalogue de SNRs du Fermi-LAT [14]. Ces erreurs sont liées principalement à la modélisation de l'émission diffuse de la Voie lactée et en

particulier dans le plan galactique. Cette émission contribue largement aux évènements du modèle notamment à basse énergie ($E < 1$ GeV) avec son spectre mou (~ 2.7), qui correspond aussi à la bande d'énergie où la PSF du LAT se dégrade. Pour estimer les incertitudes liées à sa modélisation, huit modèles de diffus sont testés dans l'analyse à la place du modèle de diffus standard. Ils sont composés des mêmes types d'émissions que ce dernier :

- De la désintégration de pion π_0 liée à l'interaction proton-proton des CRs avec les nuages d'hydrogène atomique et de molécules.
- Du rayonnement de freinage des CRs dans des gaz ionisés.
- De la diffusion Compton inverse des CRs sur les champs de photons ambiants.
- De l'émission des bulles de Fermi et de la structure appelée Loop I.

Cependant ils sont construits en faisant varier ces paramètres :

- La distribution des sources de CRs dans la Galaxie correspond à la distribution des SNRs ou des pulsars.
- La taille du halo galactique qui confine les CRs (cf. Image de droite de la Figure 1.2) qui peut être de 4 kpc ou de 10 kpc.
- La température de spin de l'hydrogène de 10^5 K qui correspond à des raies d'émission optique minces et 150 K des raies épaisses.

La combinaison de ces paramètres donne les huit modèles alternatifs. Pour chacun de ces modèles, l'ajustement prend en compte 12 composantes différentes. Ces dernières sont construites en décomposant les nuages de HI et CO en quatre anneaux galactocentriques (0-4 kpc, 4-8 kpc, 8-10 kpc et 10-30 kpc) auxquels s'ajoutent la carte globale des émissions IC, de Loop I, des bulles de Fermi et une émission diffuse isotrope. Enfin, seules les composantes qui contribuent significativement à la localisation de la source d'intérêt sont ajustées. Finalement l'erreur systématique sur un paramètre spectral de la source d'intérêt est donnée par :

$$\text{Err}_{\text{sysr}}(\text{diffus}) = \left[\frac{1}{\sum_{i=0}^7 w_i} \sum_{i=0}^7 w_i (P_i - P_{\text{std}})^2 \right]^{1/2}$$

avec P_i la valeur du paramètre ajusté par les différents modèles de diffus alternatifs et P_{std} la valeur du paramètre qui avait été obtenue durant l'analyse principal avec le diffus standard. w_i est la pondération définie par :

$$w_i = \frac{1}{\sigma_i^2}$$

où σ_i est l'incertitude statistique des paramètres ajustés avec les modèles de diffus alternatifs.

Une autre source d'erreurs systématiques avec le LAT est liée à la compréhension incomplète des IRFs. Ces erreurs peuvent être évaluées en regardant les incertitudes sur la surface efficace [15] dont l'évolution est montrée Figure 4.8. On peut voir qu'elles dépendent de l'énergie, ainsi que de la classe d'évènements et de l'éventuelle prise en compte de la dispersion en énergie dans l'analyse. Pour estimer les incertitudes sur la surface efficace, l'analyse est effectuée à nouveau en appliquant la borne supérieure et la borne inférieure de la fonction de la Figure indépendamment sur les paramètres des modèles spectraux des sources qui ont été ajustées ($TS > 25$). L'erreur liée à la surface efficace pour un paramètre est finalement donnée par :

$$\text{Err}_{\text{sysr}}(A_{\text{eff}}) = \sqrt{(P_{\text{max}} - P_{\text{std}})^2 + (P_{\text{min}} - P_{\text{std}})^2}$$

P_{max} et P_{min} sont les valeurs du paramètres quand on applique les facteurs de la fonction et P_{std} est celle qui avait été obtenue durant l'analyse principal.

La dernière source d'erreurs systématiques avec le LAT est considérée seulement pour les sources étendues. Leur morphologie représente en partie la réalité de la forme de l'émission contrairement à une source ponctuelle. La forme spatiale de la source d'intérêt avec son extension peut alors avoir un impact important sur les paramètres spectraux. Les PWNe morphologiquement variable en énergie sont d'autant plus impactées. Pour ces objets, on peut regarder la différence des valeurs des paramètres spectraux entre un disque et une gaussienne par exemple. Pour le SNR étudié au chapitre 5 nous avons comparé un modèle morphologique obtenu par des observations en radio et un disque en γ .

Finalement, les erreurs systématiques de CTA porteront en grande partie sur les deux sources d'erreurs les plus importantes dans H.E.S.S. et avec le Fermi-LAT respectivement le fond hadronique et le diffus galactique. Avec une sensibilité environ 10 fois meilleure que les autres IACTs, CTA permettra de détecter un grand nombre de sources mais la confusion peut être importante avec les émissions diffuses et surtout dans le plan galactique. Ceci peut entraîner des erreurs systématiques non négligeables.

TROISIÈME PARTIE

Contraindre l'évolution de la PWN au halo de pulsar

CHAPITRE 5

Étude de la région à 312° avec Fermi-H.E.S.S.

Sommaire

5.1	Une région complexe du plan galactique	100
5.2	Étude spectro-morphologique avec les données H.E.S.S.	104
5.2.1	Préparation et sélection des données	104
5.2.2	Ajustement du fond hadronique	105
5.2.3	Analyse spectro-morphologique de la région	106
5.2.4	Synthèse et futurs résultats avec les données H.E.S.S.	121
5.3	Étude spectro-morphologique avec les données Fermi	123
5.3.1	Préparation et sélection des données	125
5.3.2	Analyse spectro-morphologique de la région	126
5.3.3	Discussion et synthèse avec les données Fermi	131
5.4	Étude combinée Fermi-H.E.S.S.	133
5.5	Conclusion de cette étude	135

Les émissions de rayons γ fournissent des contraintes sur les énergies maximales et la nature des accélérateurs de particules astrophysiques afin de mieux appréhender la dynamique de notre Voie lactée. A VHE, les analyses spatiales nous permettent d'étudier notamment la morphologie des PWNe indicateurs des mécanismes physiques impliqués dans leur évolution. Ces objets constituent une classe importante dans la galaxie à ces longueurs d'onde de part leur multiplicité et le fait qu'un grand nombre de sources restent non fermement identifiées au TeV. De plus, leur vieillissement en halo de pulsar donne un nouvel objet qui pourrait être responsable d'une grande partie des émissions diffuses au TeV. Ainsi, la compréhension de la transition des PWNe aux halos devient un sujet majeur à VHE. Sur une bande d'énergies plus large descendant à HE, les analyses spectrales nous permettent de comprendre les processus de rayonnement non thermiques, leptonique ou hadronique, en jeu dans les accélérateurs. En particulier, une question reste ouverte concernant la contribution des SNRs à la mer de rayons cosmiques galactiques.

Dans le plan galactique à moins de 2° des sources du Kookaburra (HESS J1420-607 et HESS J1418-609) et à la longitude 312° , se trouve une région prometteuse de l'ordre du degré. Elle contient 5 pulsars puissants et leurs âges correspondent à l'écart entre les âges des PWNe identifiées au TeV¹ et ceux des halos de pulsars connus². Cette région peut ainsi offrir un nouvel aperçu des objets en transition de la jeune PWN au halo au TeV. De plus, une émission brillante très étendue a été détectée

1. Les âges des PWNe identifiées au TeV sont majoritairement inférieures à 23 kyr à quelques exceptions près comme la nébuleuse de PSR J1849-0001 de 43 kyr.

2. Les halos sont formés par des pulsars d'âges moyens compris entre 100 et 400 kyr.

avec les données H.E.S.S. dans cette région au-delà de 1 TeV et le catalogue 4FGL DR3 du Fermi-LAT montre une source appelée 4FGL J1409.1-6121e décrite par un disque d'un rayon de 0.7° et d'une signification élevée de 45σ .

Dans ce chapitre, nous présenterons la région à $l=312^\circ$, la très large émission détectée à HE et VHE et les sources multi-longueurs d'onde dans le champ de vue. Ensuite nous décrirons l'analyse spectro-morphologique détaillée que nous avons effectuée avec les nouvelles données de H.E.S.S. afin de démêler sa structure sous-jacente. Nous avons utilisé un algorithme améliorant l'ajustement du fond pour l'étude de sources étendues. De plus, nous avons appliqué une méthode de maximum de vraisemblance tridimensionnelle pour modéliser la région. Cette étude démêle morphologiquement la région en mettant en avant trois émissions étendues distinctes au-delà du TeV. Deux sont des candidates PWNe autour des pulsars PSR J1413-6205 et PSR J1406-6121 et une semble être causée par l'émission diffuse galactique visible désormais au TeV. Par la suite, nous parlerons de l'analyse de la région que nous avons faite avec 14 ans de données du Fermi-LAT dont l'objectif était de prolonger les spectres des sources obtenues. Cependant, cette dernière nous a permis de détecter de nouvelles sources au GeV dont notamment le SNR G312.4-0.4. Son émission γ est corrélée avec la coquille observée aux énergies radio et son spectre est bien reproduit par un modèle purement hadronique. Enfin, nous présenterons les spectres d'une analyse combinée Fermi-HESS possible avec *gammapy*. Nous concluons sur l'importance de l'étude de cette région dans un contexte où une grande partie des sources à HE et VHE ne sont aujourd'hui toujours pas clairement identifiées. Dans le plan galactique notamment, la grande densité de sources et les émissions diffuses entraînent une importante confusion de sources. CTA avec une très bonne résolution angulaire et une grande sensibilité permettra de mieux résoudre ce type de région très complexe.

5.1 Une région complexe du plan galactique

La région d'intérêt de notre analyse est un carré de 2° de côté centré sur les coordonnées galactiques ($312^\circ, 0^\circ$). Dans le relevé du plan galactique de H.E.S.S. (HGPS, "H.E.S.S. Galactic Plane Survey") [148] aucune source n'a été identifiée ni détectée de manière significative dans cette région, en utilisant la méthode du *ring background* et une corrélation des cartes avec un rayon de 0.1° (cf. Chapitre 4). Cependant, la présence d'une émission diffuse dans cette région était connue car l'étude du HGPS l'exclue dans l'estimation du fond hadronique. Ultérieurement, de nouvelles cartes avec les mêmes données ont été produites avec une technique d'analyse spécifique aux sources étendues qui se rapproche le plus possible de la construction des cartes avec les données de HAWC [158] :

- Une coupure qui supprime les événements en-dessous de 1 TeV pour correspondre à la gamme d'énergies des données de HAWC.
- Un rayon de corrélation des cartes de 0.4° pour correspondre à la PSF de HAWC.
- La méthode du *field-of-view background* (cf. Chapitre 4) qui se rapproche le plus de la façon d'estimer le fond dans HAWC³, étape cruciale dans l'étude des sources étendues⁴.

Cette analyse a été réalisée sur tout le plan galactique de H.E.S.S. et a permis de détecter des sources HAWC et de découvrir d'autres émissions très étendues. Cinq régions de ce type dont 4 avec des pulsars énergétiques ont été mises en avant. Cette étude montre alors que les sources étendues, qui sont largement présentes dans notre physique, nécessitent une analyse adaptée. Sur la Figure 5.1, on peut voir les cartes obtenues au voisinage de la région à 312° . La très large émission dévoilée a donc

3. La méthode de l'estimation du fond dans HAWC se fait en excluant les régions de sources connues et en intégrant sur un temps donné toutes les observations du ciel disponible avec l'instrument.

4. Le *ring background* peut surestimer le fond en prenant en compte des émissions étendues ou à large échelle [158].

suscité un intérêt et la région a été réanalysée plus tard en interne à la collaboration H.E.S.S. avec un temps d'exposition deux fois plus long par rapport au HGPS. Les nouvelles cartes obtenues sont présentées Figure 5.2 et montrent une grande émission surtout autour de PSR J1406-6121 au-delà du TeV. L'émission γ est significativement détectée avec un test statistique (TS) de 80. Elle est modélisée par une Gaussienne de $\sigma=0.7^\circ$. Au-dessus de 5 TeV, l'émission se concentre autour de PSR J1413-6205. De plus, cette étude a ensuite été à l'origine d'une proposition d'observations centrée sur PSR J1412-6145 et PSR J1410-6132 de 20 heures avec H.E.S.S. qui a été acceptée.

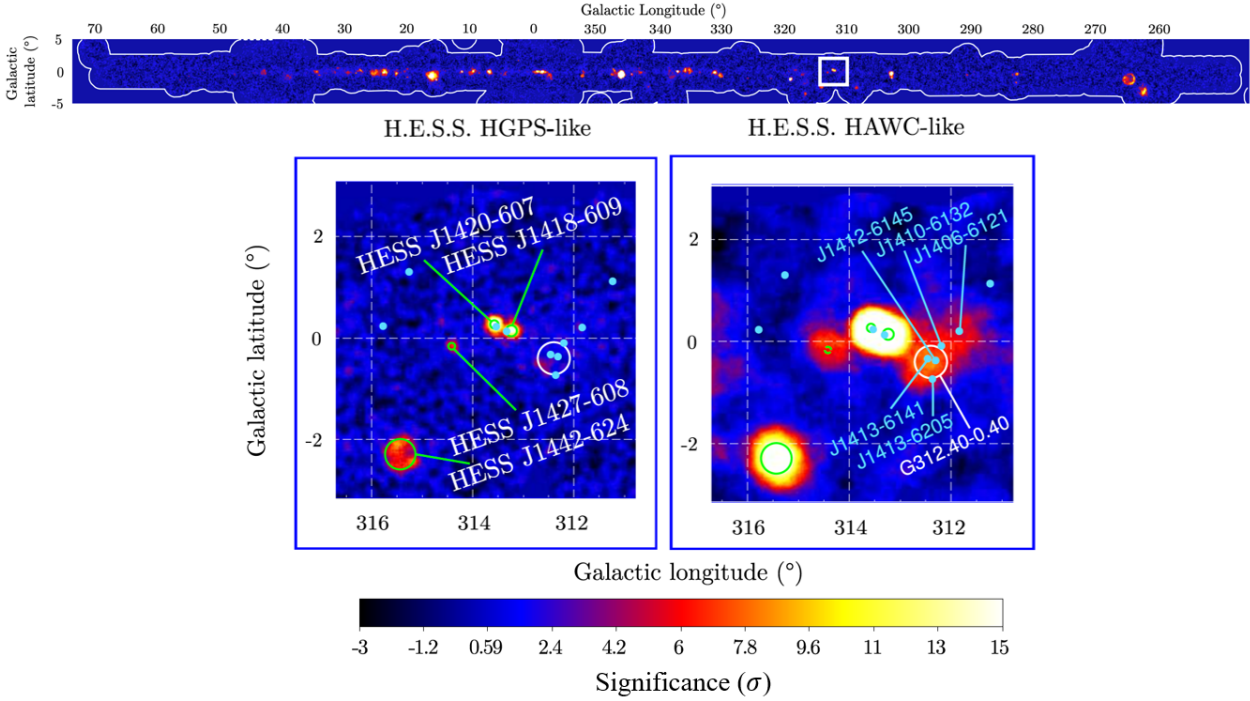


FIGURE 5.1 – Cartes autour de 312° avec les données ImpACT (voir partie 5.2.1) du HGPS au-delà de 1 TeV [158]. Les cercles verts représentent le confinement à 68% des sources H.E.S.S. [148], les points bleus les pulsars de l'ATNF [181] avec $\dot{E} > 10^{35}$ erg s^{-1} et le cercle blanc le SNR G312.4-0.4 du catalogue de Green [127]. *Haut* : Carte du HGPS. *Gauche* : Zoom et méthode du *ring background* et corrélation de 0.1°. *Droite* : Zoom et méthode du *field-of-view background* et corrélation de 0.4°.

Par ailleurs, nous avons vu que la région à 312° contient en particulier cinq pulsars sur un rayon de 1° dont les caractéristiques sont données dans la Table 5.1 : PSR J1406-6121, PSR J1410-6132, PSR J1412-6145, PSR J1413-6141 et PSR J1413-6205. On remarque que leurs importantes puissances rotationnelles sont comprises entre 10^{35} et 10^{37} erg s^{-1} , correspondant aux propriétés des pulsars alimentant les PWNe fermement identifiées au TeV. De plus, leurs âges se situent entre 13.6 et 62.8 kyr dont trois sont plus anciens que toute PWN émettrice au TeV identifiée. Nous les définissons comme des pulsars d'âge intermédiaire⁵. Par conséquent, cette région est intéressante car elle pourrait contenir des PWNe observables à différents stades d'évolution, jusqu'au stade de halo du pulsar. La morphologie de ces objets est très dépendante de l'énergie et à des stades avancés, ils peuvent devenir asymétriques par collision avec leur SNR parent et leur pulsar peut s'écarter significativement. Ainsi, la résolution de la grande émission observée au TeV n'est pas simple car elle peut correspondre à une confusion de plusieurs sources avec des morphologies complexes.

Dans la bande d'énergies de Fermi, de quelques centaines de MeV au TeV, un grand nombre de

5. Les âges intermédiaires sont compris entre ceux des jeunes PWNe identifiées au TeV et ceux des halos de pulsar

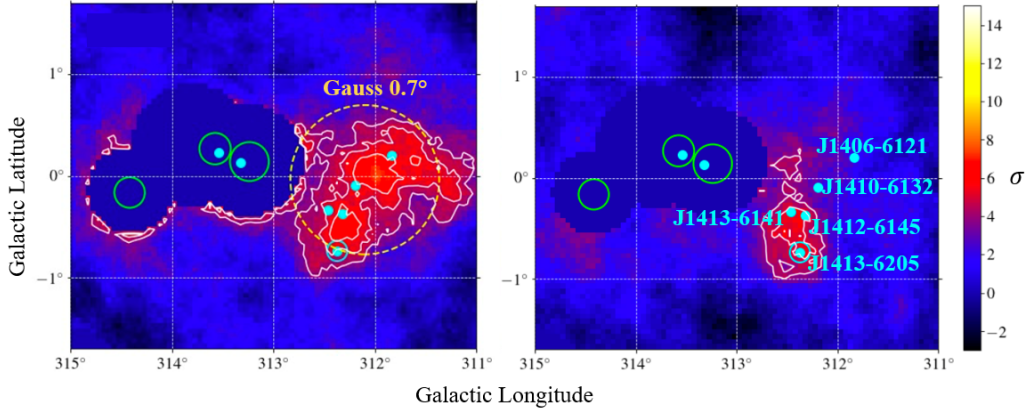


FIGURE 5.2 – Deux cartes de la région à 312° avec les données HAP-FR (voir partie 5.2.1) avec deux fois le temps d’exposition du HGPS, au-delà de 1 (*Gauche*) et 5 (*Droite*) TeV, avec un rayon de corrélation de 0.1° et la méthode du *field-of-view background*. Le cercle en pointillés est la gaussienne modélisée de 0.7° et les points cyan les cinq pulsars de Table 5.1 (Crédit : Atreyee Sinha).

PSR	Position (l,b)	Distance (kpc)	τ_c (kyr)	\dot{E} (erg s ⁻¹)	Période (s)
J1406-6121	(311.841°, 0.203°)	7.3 (DM)	61.7	2.2×10^{35}	0.21
J1410-6132	(312.195°, -0.092°)	13.5 (DM)	24.8	1×10^{37}	0.05
J1412-6145	(312.324°, -0.366°)	7.1 (DM)	50.4	1.2×10^{35}	0.32
J1413-6141	(312.462°, -0.337°)	8.5 (DM)	13.6	5.6×10^{35}	0.29
J1413-6205	(312.373°, -0.736°)	~2 (γ)	62.8	8.3×10^{35}	0.11

TABLE 5.1 – Propriétés des 5 pulsars du catalogue ATNF version 1.68 [181] dans un rayon de 1° autour de (312°, 0°). τ_c est l’âge caractéristique et \dot{E} la perte d’énergie rotationnelle. DM signifie que la distance a été calculée avec la mesure de dispersion en radio et 95% des prédictions du modèle YMW16 utilisé ont une erreur relative inférieure à 90%. γ signifie que la distance est obtenue avec une étude de la luminosité γ impliquant une valeur beaucoup plus incertaine [251].

sources se trouvent au voisinage de cette région du plan galactique. Néanmoins au-delà de 10 GeV, une seule source très large, appelée 4FGL J1409.1-6121e, décrit globalement l’émission visible autour des 5 pulsars à la longitude 312°. Cette source est modélisée par un disque centré sur (l,b)=(312.11°, 0.13°) de rayon 0.7° et d’une PL⁶ (“power law”) d’indice 2.4 pour une signification de 45 σ . Cette dernière a été détectée pour la première fois dans le catalogue des sources étendues de Fermi (“Fermi Galactic Extended Source Catalog”, FGES) [18]. La Figure 5.3 montre sa carte de TS (ce type de carte est décrite dans la partie 5.3) qui n’est pas incluse dans le FGES car elle a été signalée comme source confuse et contaminée par l’émission diffuse galactique. En-dessous de 10 GeV, les deux pulsars les plus puissants, PSR J1413-6205 et PSR J1410-6132, brillent et ont une association dans le catalogue 4FGL DR3 [8]. Aux mêmes énergies dans le catalogue, se trouve aussi une binaire de rayons γ de grande masse, nommée 4FGL J1405.1-6119 [81] qui se trouve à 0.2° de PSR J1406-6121. La seconde partie du spectre de cette binaire est attendue aux hautes énergies, deux récentes propositions d’observations avec H.E.S.S. ont été acceptées sur cette source. Enfin, la source 4FGL J1404.4-6159 est associée au SNR G311.5-0.3 observée en radio et en X [200]. Toutes les sources que nous venons de citer sont visibles sur la Figure 5.7.

6. Le modèle spectral de la PL est défini comme suit : $\frac{dN}{dE} = N_0 \cdot \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\Gamma}$ (cf. Chapitre 4)

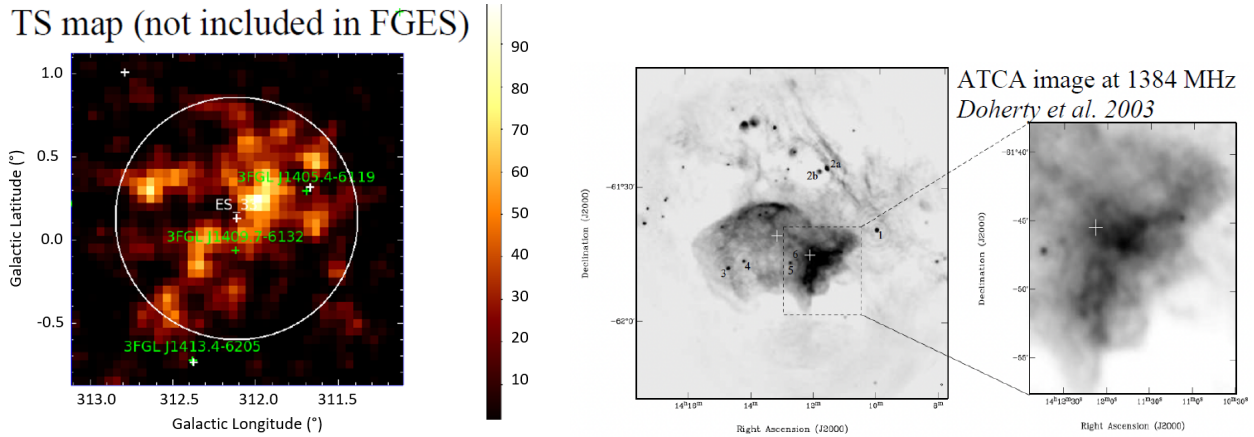


FIGURE 5.3 – *Gauche* : Carte de TS de la région à 312° vu anciennement avec Fermi mais pas inclu dans le FGES. 4FGL J1409.1-6121e est représenté par un cercle blanc. *Droite* : Carte de densité spectrale de flux de ATCA à 1384 MHz du SNR G312.4-0.4.

Les données en radio de la région montrent également le SNR G312.4-0.4 découvert par MOST (“Molonglo Observatory Synthesis Telescope”) à 408 MHz [69]. Sa détection en radio sera ensuite confirmée par ATCA (“Australia Telescope Compact Array”) à 1384 MHz [96] que l’on peut voir Figure 5.3. La morphologie en radio du SNR est une coquille dont l’émission est très faible au Sud. L’article [96] déduit aussi, avec les indices spectraux, que la région Ouest brillante Figure 5.3 serait en fait très probablement une PWN et que rien n’indique qu’elle serait physiquement liée au SNR. Il discute aussi de la possible association des pulsars PSR J1412-6145 et PSR J1413-6141 coïncidents avec le SNR mais celle-ci semble encore incertaine. D’autres observations dans différentes longueurs d’onde tentent de comprendre les propriétés de ce SNR, comme sa distance, son âge et sa possible interaction avec un nuage moléculaire (MC, “molecular cloud”), et seront présentées dans la partie 5.3 sur l’analyse Fermi.

Les données en X dans la région à 312° sont peu nombreuses. On peut noter que des données de “Chandra X-ray Observatory” (Chandra) autour de PSR J1406-6121 existent mais ne montrent aucune détection avec une exposition de 83.7 ks. De plus, des observations de XMM-Newton ont été faites au Sud du SNR G312.4-0.4 mais ne montrent également aucune émission significative. Une proposition d’observations a été faite alors avec l’instrument XMM-Newton (10ks centrée sur PSR J1410-6132 et 20 ks centrée sur PSR J1412-6145) au même moment que celle de H.E.S.S. mais elle n’a pas été acceptée. Cependant, une exposition de 9.7 ks sur le SNR G312.4-0.4 avec les données de Chandra en rayons X montre que la partie Ouest de l’émission détectée en radio Figure 5.3 serait une PWN en coïncidence avec PSR J1412-6145 [96], un pulsar âgé de 50 kyr et à la distance 7.1 kpc.

Nous allons donc présenter une étude sophistiquée de la région avec plus de 120 heures de données H.E.S.S. et 14 ans de données Fermi. Les analyses spectrale (1D) et morphologique (2D) ont été réalisées en même temps (3D) pour chaque ensemble de données et le fond dans H.E.S.S. est estimé avec une méthode de *field-of-view background*. Notre objectif était d’étudier l’évolution des PWNe et la propagation des particules au sein de ces objets et de contraindre les émissions confuses d’une région du plan galactique. La découverte d’un SNR nous a amené également à étudier l’accélération des CRs dans cet autre type d’objet. Cette étude est importante car une grande proportion de sources de HE et VHE reste non identifiée dont la plupart sont très probablement des PWNe ou des SNRs. Une attention plus particulière sur l’émission autour de PSR J1413-6205 a été portée en raison de son émission au TeV et de son âge, et sur le SNR G312.4-0.4 due à la parfaite corrélation morphologique avec les données radio. Le réseau de télescopes Cherenkov H.E.S.S. apporte une résolution

angulaire précise et un grand champ de vue pour estimer correctement le fond hadronique et démêler les sources de rayons γ étendues dans une région du plan galactique. L'instrument Fermi-LAT nous permet d'accéder à une très large bande en énergie et de contraindre les paramètres spectraux.

5.2 Étude spectro-morphologique avec les données H.E.S.S.

5.2.1 Préparation et sélection des données

Les données ont été traitées avec la chaîne d'analyse "H.E.S.S. analysis package" (HAP), en appliquant une reconstruction des événements avec la méthode de Hillas [149] (cf. Chapitre 3) et la technique d'analyse multivariée (MVA) [45] pour une discrimination efficace des rayons γ et des hadrons. De plus, les coupes de présélection et de discrimination de la technique MVA ont été optimisées pour améliorer la collection des photons γ aux hautes énergies, dans ce cas au-delà de 1 TeV. La version de production des données que nous avons utilisée est "HAP-France-high-energy production 02" (HAP-FR-he Prod02) qui met à disposition l'ensemble des données de 2004 à 2019 prises avec les quatre télescopes de 12 m d'un FoV de 5°. Enfin les résultats de l'analyse de haut niveau ont été obtenus à l'aide de la version 0.19 [97] de *gammapy* [92].

Nous avons sélectionné, sur cet ensemble de données, celles dans une large région d'intérêt (ROI) de 4° autour de PSR J1413-6205 et avec un angle zénithal de maximum 60°. Cette sélection permet respectivement d'obtenir une estimation du fond hadronique robuste et de limiter les effets de systématiques. A gauche de la Figure 5.4, on peut voir la distribution des "runs" d'observations en fonction de l'angle zénithal. La bande d'énergie de 0.8 à 80 TeV a été choisie en cohérence avec le choix de la production HAP-FR-he Prod02 et cette bande a été séparée en 10 intervalles par décade. L'ensemble des données a ensuite été réduit et empilé en vérifiant la qualité de chaque "run" (conditions météorologiques, défaillance du matériel...). Par ailleurs, les événements tombant à plus de 2.3° du centre de la caméra ont été rejetés, c'est l'"offset" maximal. Cette valeur a été optimisée empiriquement pour la maximiser sans obtenir des effets de bord créés par la variation de l'acceptance sur la caméra. Les événements avec des énergies inférieures à celle correspondant au pic du spectre de fond hadronique ont été également rejetés, c'est le "background peak" que l'on peut voir Figure 5.4. Cette sélection a supprimé la tranche d'énergie la plus basse, élevant le seuil de l'analyse à 1.3 TeV. Au-delà, on peut voir que le spectre suit une PL. Finalement tous les résultats de cette analyse ont été réalisés avec 124 heures de données, soit deux fois plus que dans le HGPS.

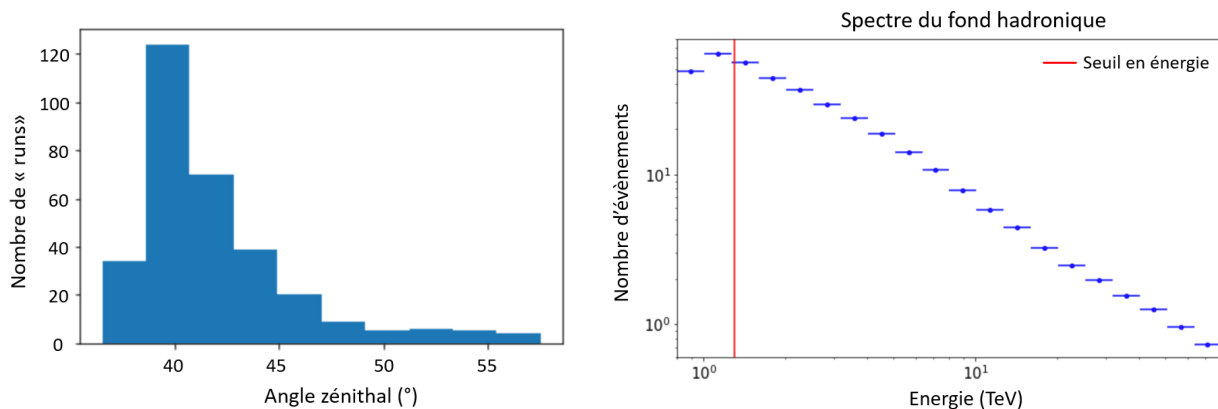


FIGURE 5.4 – Nombre de "runs" en fonction de l'angle zénithal (*Gauche*) et spectre du fond hadronique (*Droite*) après préparation et sélection des données H.E.S.S..

5.2.2 Ajustement du fond hadronique

Lors de l'analyse dans H.E.S.S. de sources étendues, avec d'éventuelles morphologies dépendantes de l'énergie, le défi consiste à estimer le fond hadronique résiduel de CRs et également l'émission diffuse galactique, que l'on détecte aujourd'hui dans les régions du plan galactique avec un grand nombre d'heures de données accumulées. Nous allons voir par la suite que la prise en compte de cette émission diffuse est récente au TeV et qu'une première partie de notre analyse a été faite sans, engendrant une compensation par l'estimation du fond hadronique. Pour cela, nous avons utilisé la méthode du *field-of-view background* qui ajuste un modèle de fond sur les données en dehors de masques d'exclusion où se trouvent du signal γ (cf. Chapitre 4). Par conséquent, le choix des masques pour l'ajustement des paramètres de fond est très important. Nous masquons les sources de la région connues au TeV à l'aide du catalogue de données publiques pour l'astronomie de VHE *Gamma-cat* [247] : HESS J1356-645, HESS J1418-609, HESS J1420-607, HESS J1427-608, RCW 86 et deux régions supplémentaires. L'une est un disque de rayon 0.4° qui couvre l'environnement de PSR J1413-6205 et l'autre de 0.6° l'environnement des quatre autres pulsars listés dans la Table 5.1. La Figure 5.5 illustre le masque que nous avons choisi et un des trois différents masques que nous avons testés afin d'obtenir la meilleure distribution de signification, notamment celui utilisé dans les anciennes analyses de la région (Figures 5.1 et 5.2). Nous avons vérifié que la distribution de signification en dehors des régions d'exclusion suit une gaussienne, ce qui est attendu pour des fluctuations poissonniennes, avec une moyenne de 0.07 et un sigma de 1.07.

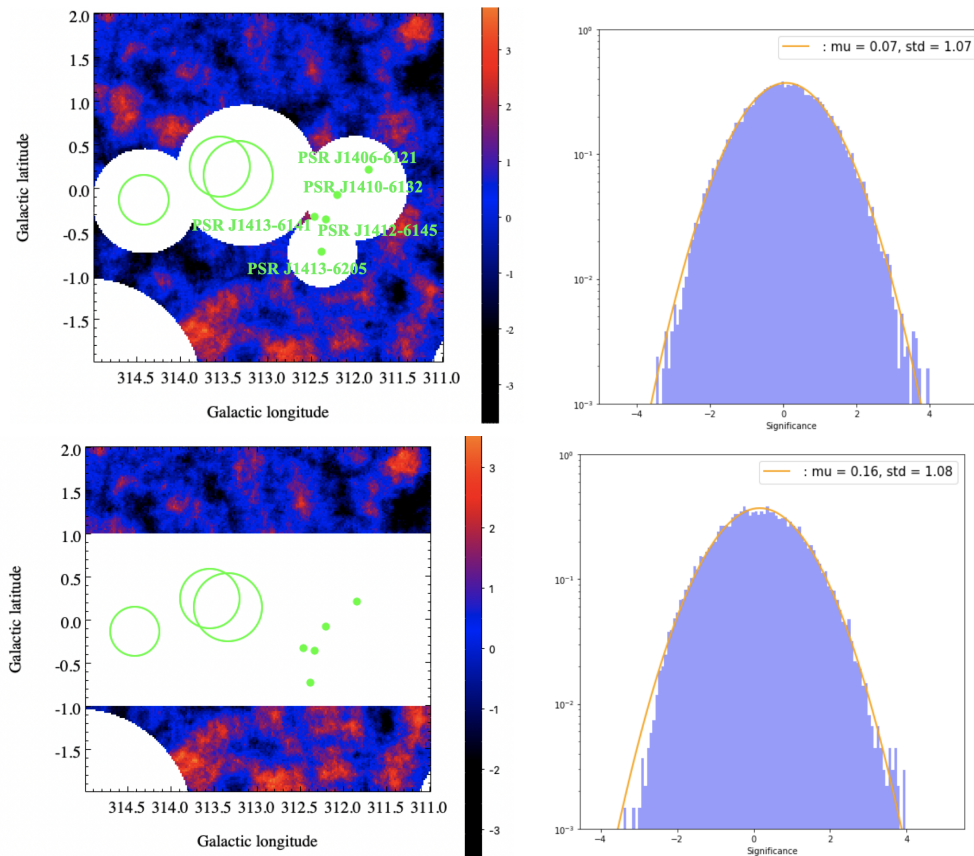


FIGURE 5.5 – Cartes et distribution de signification en dehors des masques d'exclusion de la région à 312° . *Haut* : Notre masque : disques de 0.4° autour de $(312.373^\circ, -0.736^\circ)$ et de 0.6° autour de $(312^\circ, 0^\circ)$. *Bas* : Masque utilisé dans les anciennes analyses : bande de 2° autour du plan galactique.

La dernière étape avant la construction du modèle de la région est l’ajustement des paramètres du modèle de fond sur chaque ”run”. Leur distribution est montrée à gauche de la Figure 5.6. Une norme de 1 et un indice de 0 correspond au modèle de fond avant l’ajustement. Enfin, le modèle ajusté est alors sauvé pour être utilisé dans l’analyse 3D, son spectre prédit est visible à droite de la Figure 5.6,

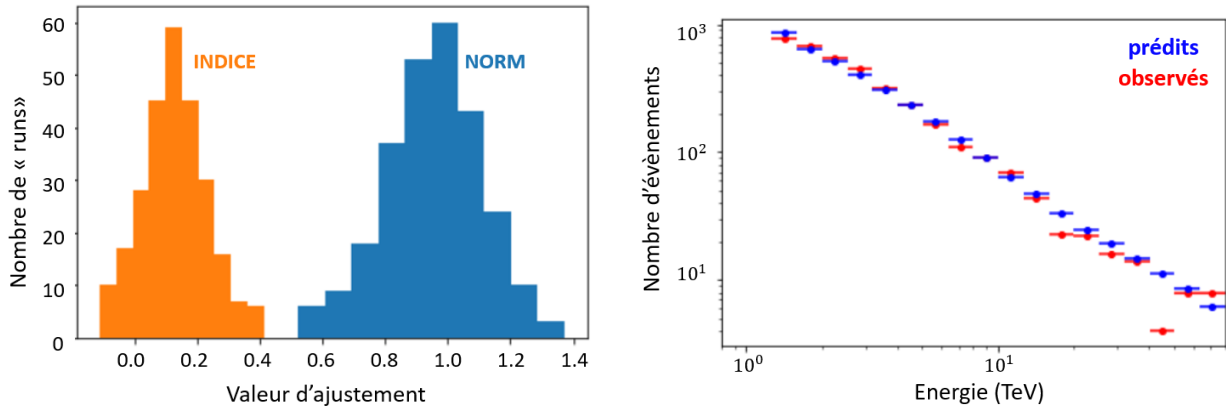


FIGURE 5.6 – Dans la région à 312° : *Gauche* : Ajustement des paramètres du modèle de fond. Norme de 0.95 ± 0.15 et indice de 0.13 ± 0.10 . *Droite* : Spectres du modèle de fond prédit et observé.

5.2.3 Analyse spectro-morphologique de la région

Analyse 3D et construction du meilleur modèle

Pour étudier une région aussi complexe, une analyse de vraisemblance (\mathcal{L}) tridimensionnelle (3D), permise par l’outil *gammapy*, est primordiale [193]. En effet, cette technique permet d’analyser un grand nombre de sources qui se chevauchent et d’estimer le bruit de fond en présence d’émission diffuse de rayons γ à grande échelle, que l’on retrouve en particulier dans le plan galactique. L’analyse 3D crée un modèle spectro-morphologique de plusieurs composantes de source et une composante de fond (méthode du *field-of-view background*) qui est ajusté aux données. Ainsi, l’ensemble des propriétés spatiales et spectrales de la région est décrit simultanément. Cette méthode a été vérifiée avec les analyses standards dans H.E.S.S. utilisant les méthodes du *ring background* pour les cartes 2D et du *reflected background* pour les spectres 1D. La carte de la Figure 5.7 montre la multiplicité des sources dans la région et l’accord avec la méthode du *ring background*.

Dans la définition d’une composante de source, nous avons libéré tous les paramètres décrivant leur morphologie et leur spectre. Cependant, les positions ont été fixées à celles des pulsars du catalogue ATNF, correspondant à des excès sur la carte du ciel, car les libérer n’améliorerait pas significativement l’ajustement. En même temps, le modèle de fond de tous les ”runs” empilés décrit spectralement par une loi de puissance, que nous avons expliqué dans la partie 5.2.2, est ajusté. Chaque composante a été ajoutée dans un processus par étapes en commençant par le fond. Une composante a été ajoutée à l’emplacement d’un excès significatif visible sur la carte du ciel, comme le montre la Figure 5.7. La composante a été conservée dans le modèle si elle améliorait l’ajustement de $\sim 5\sigma$. Par ailleurs, différents modèles spatiaux et spectraux ont été testés sur les composantes et conservés s’ils amélioreraient l’ajustement d’au moins 3σ .

La Table 5.3 et la Figure 5.8 montrent la construction du modèle par étapes. Finalement, le meilleur modèle pour décrire la région à 312° est composé de 3 sources étendues suivant une PL autour de PSR J1413-6205, PSR J1406-6121 et PSR J1410-6132. Dans la partie suivante, les résultats

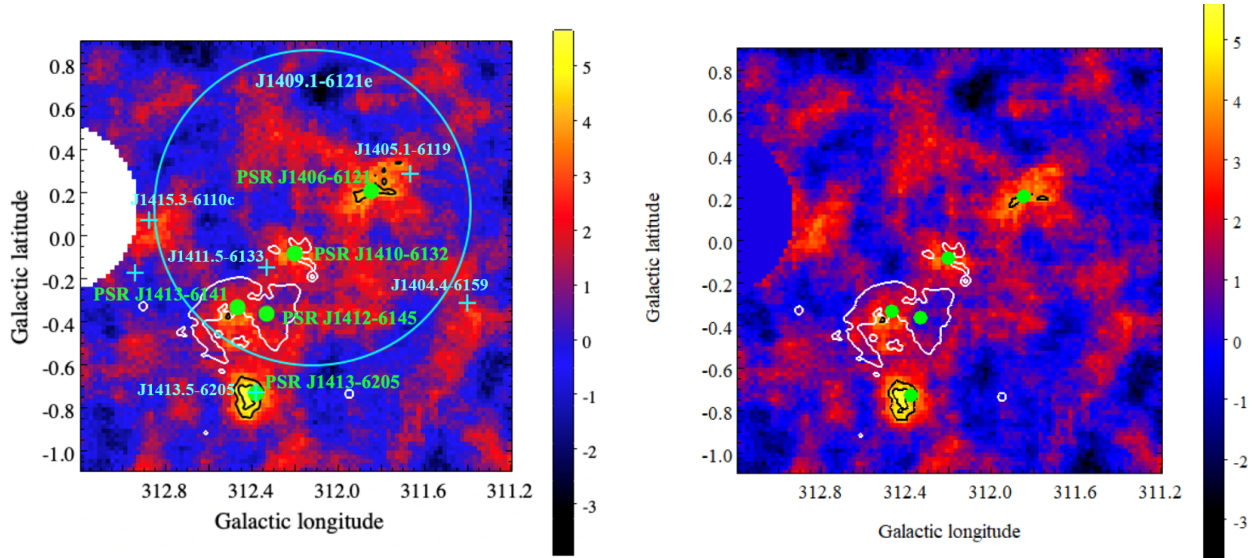


FIGURE 5.7 – Cartes de signification centrée sur $(312^\circ, 0^\circ)$ et d’une région de taille $2^\circ \times 2^\circ$ au-dessus de 1.3 TeV, avec les données HAP-FR-he Prod02 et une corrélation de 0.1° . Un masque cache les sources du Kookaburra. Les croix et le cercle turquoise correspondent aux sources du catalogue 4FGL DR3 [8]; les contours blancs aux contours radio du SNR G312.4-0.4 [69]; les contours noirs aux niveaux de signification à 4σ et 5σ dans H.E.S.S.; et les points verts aux positions des 5 pulsars de la Table 5.1. Méthodes : *Gauche* : *field-of-view background* et *Droite* : *ring background*.

de ce modèle 3D seront présentés et discutés. D’autres tests que ceux de la Table 5.3 ont été effectués mais n’amélioreraient pas significativement les résultats, comme par exemple :

- Des modèles spatiaux elliptiques et gaussiens pour chacune des 3 sources. La Table 5.2 montre les équivalences des modèles de disque et de gaussienne pour les sources autour de PSR J1413-6205 et PSR J1406-6121.
- Des modèles spectraux pour chacune des 3 sources en LP⁷ et en ECPL⁸.

7. Le modèle spectral de la LP (“logarithmic parabola”) est défini par : $\frac{dN}{dE} = N_0 \cdot \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-(\Gamma + \beta \log(\frac{E}{E_0}))}$ (cf. Chapitre 4)

8. Celui de l’ECPL (“exponential cutoff power law”) est défini par : $\frac{dN}{dE} = N_0 \cdot \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\Gamma} \cdot \exp(-(\lambda E)^\alpha)$ (cf. Chapitre 4)

Source étendue autour de PSR J1413-6205, énergie de référence $E_0 = 1$ TeV				
Modèle spatial	Norme ($\text{TeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)	Indice	Extension ($^\circ$)	$\text{AIC}_{disq} - \text{AIC}_i$
Disque	$(5.6 \pm 1.9) 10^{-13}$	2.08 ± 0.18	0.12 ± 0.01	0
Gaussienne	$(5.7 \pm 2.1) 10^{-13}$	2.08 ± 0.19	0.07 ± 0.02	-1
Source étendue autour de PSR J1406-6121, énergie de référence $E_0 = 1$ TeV				
Modèle spatial	Norme ($\text{TeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)	Indice	Extension ($^\circ$)	$\text{AIC}_{disq} - \text{AIC}_i$
Disque	$(6.1 \pm 2.8) 10^{-13}$	2.38 ± 0.31	0.15 ± 0.01	0
Gaussienne	$(7.1 \pm 3.6) 10^{-13}$	2.50 ± 0.35	0.08 ± 0.03	0

TABLE 5.2 – Paramètres et erreurs statistiques des ajustements en disque et en gaussienne des sources étendues autour de PSR J1413-6205 et PSR J1406-6121. La différence sur la norme et l’indice de cette dernière peut être liée à la prise en compte du fond dans les queues de la gaussienne.

Modèle	d.o.f	$-2 \times \max(\text{Log } \mathcal{L})$	ΔTS significativité
Modèle de fond (1)	2	721136	
P et PL autour de J1413-6205 (2)	4	721109	$\Delta\text{TS}_{1-2} = 27$
D et PL autour de J1413-6205 (3)	5	721095	$\Delta\text{TS}_{1-3} = 41$ 5.8σ avec un disque autour de J1413-6205
D et PL autour de J1413-6205 (4) (position libérée)	7	721093	$\Delta\text{TS}_{1-4} = 43$
D et PL autour de J1413-6205 D et PL autour de J1406-6121 (5)	8	721060	$\Delta\text{TS}_{3-5} = 35$ 5.3σ avec un disque autour de J1406-6121
D et PL autour de J1413-6205 D et PL autour de J1406-6121 (6) (positions libérées)	12	721058	$\Delta\text{TS}_{3-6} = 37$
D et PL autour de J1413-6205 D et PL autour de J1406-6121 source 2 : D et PL autour de J1410-6132 (7)	11	721033	$\Delta\text{TS}_{5-7} = 27$ 4.5σ avec source 2
D et PL autour de J1413-6205 D et PL autour de J1406-6121 D et PL autour de J1413-6141 (8)	11	721044	$\Delta\text{TS}_{5-8} = 16$
D et PL autour de J1413-6205 D et PL autour de J1406-6121 D et PL autour de J1412-6145 (9)	11	721043	$\Delta\text{TS}_{5-9} = 17$
D et PL autour de J1413-6205 D et PL autour de J1406-6121 D et PL autour de J1410-6132 D et PL autour de J1412-6145 (10)	14	721030	$\Delta\text{TS}_{7-10} = 3$

TABLE 5.3 – Description des modèles 3D testés sans diffus galactique pour décrire la région à 312° dans H.E.S.S. avec : leur nombre de paramètres libres (d.o.f, "degrees of freedom"), leur maximum de logarithme de vraisemblance $\max(\text{Log } \mathcal{L})$ multiplié par un facteur facilitant le calcul du test statistique ΔTS . Ce dernier permet de comparer deux modèles imbriqués (cf. Chapitre 4) et est déterminé par $\Delta\text{TS}_{i-j} = -2 \times (\ln \mathcal{L}_{\max,i} - \ln \mathcal{L}_{\max,j})$, avec $\mathcal{L}_{\max,i}$ le maximum de vraisemblance du modèle i de base et $\mathcal{L}_{\max,j}$ celui du même modèle avec une source ajoutée, ou un modèle spatial ou spectral d'une source plus complexe (c'est à dire comportant plus de paramètres). Le modèle j plus complexe est préféré lorsque la valeur de ΔTS est significative, c'est à dire de 3σ pour un changement de forme spatiale ou spectrale et de 5σ pour une source ajoutée. Il est précisé dans le tableau la significativité à partir du ΔTS lorsque le modèle a été gardé (en gras). Les formes spatiales qui ont été testées pour chaque source ajoutée mais qui ne sont pas toutes représentées, de la plus simple à la plus complexe, sont : source ponctuelle (P), disque (D), gaussienne et ellipticité ; de même pour les formes spectrales : PL, LP et ECPL. Ici, le meilleur modèle est en bleu.

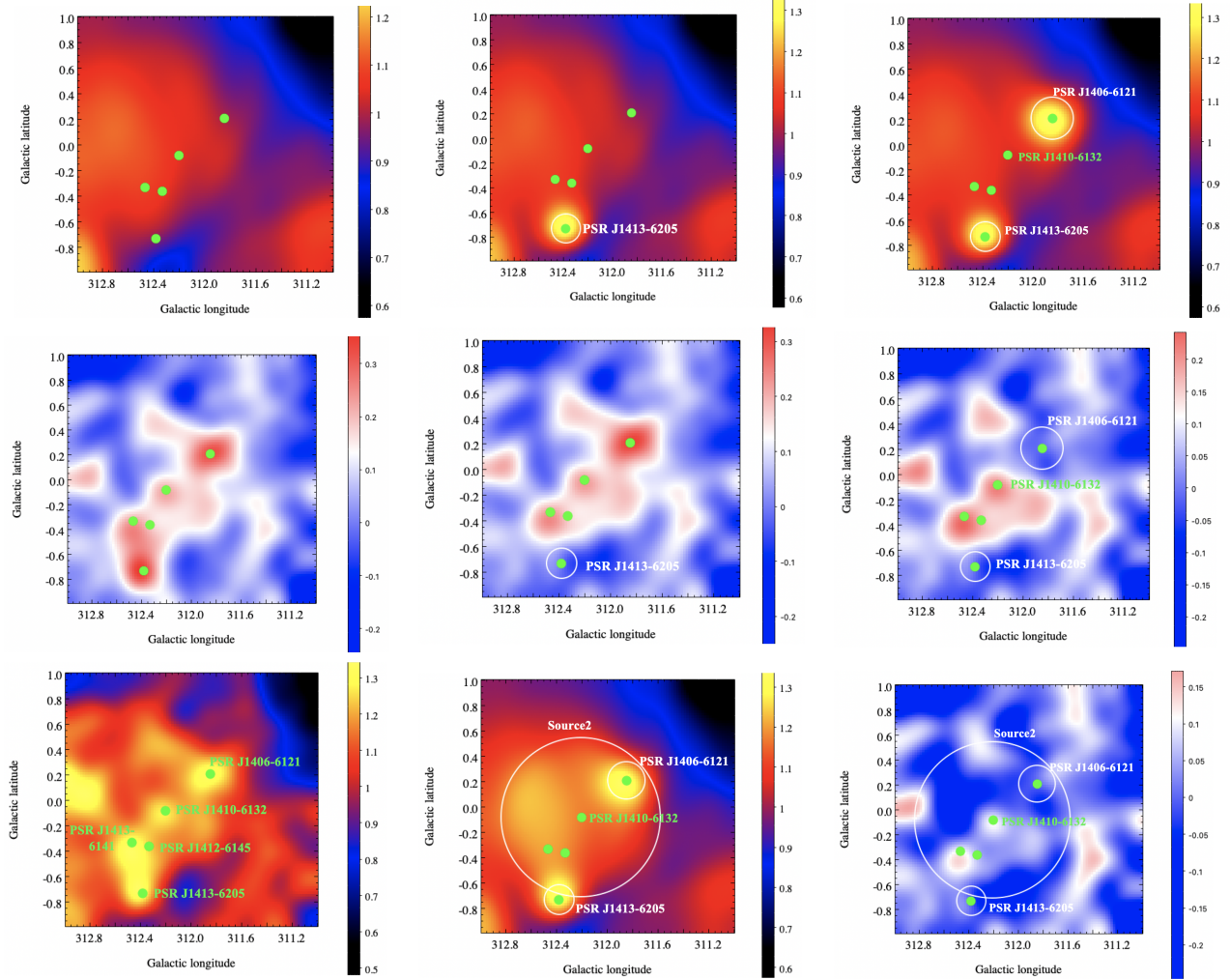


FIGURE 5.8 – Cartes de $2^\circ \times 2^\circ$ centrées sur $(312^\circ, 0^\circ)$ du nombre d'évènements par intervalle de 0.1° du modèle de fond et des 3 modèles 3D testés en gras dans la Table 5.3 ; avec les données HAP-FR-he Prod02 et corrélées uniformément sur 0.1° . *Haut* : Prédits par le modèle. *Milieu* : Résiduels (observés - prédits). *Bas* : De gauche à droite : Observés, prédits et résiduels du meilleur modèle.

Résultats et discussion du meilleur modèle 3D sans diffus galactique

La carte de la région Figure 5.7 montre un accord avec les résultats précédemment trouvés Figure 5.2 avec notamment des émissions étendues autour de PSR J1413-6205 et PSR J1406-6121 au-delà du TeV. Le meilleur modèle 3D pour décrire cette région divise l'ancienne grande gaussienne en trois disques suivant une PL. Les paramètres spatiaux et spectraux sont donnés respectivement dans les Tables 5.4 et 5.5. Après l'ajustement de ce meilleur modèle, la distribution des résidus Figure 5.9 suit ce qui est attendu pour des fluctuations poissonniennes, correspondant à une gaussienne centrée sur -0.03 et d'un sigma de 1.06 . La carte de cette même Figure montre des résidus au niveau du SNR G312.4-0.4, de 4FGL J1415.3-6110c et de 4FGL J1404.4-6159 associée au SNR G311.5-0.3, mais en ajoutant une composante au modèle 3D pour chacune d'elle, nous n'avons obtenu aucune détection.

L'émission étendue significative au-delà de 1 TeV autour de PSR J1413-6205 que l'on peut voir sur la Figure 5.7 est confirmée par l'analyse 3D. Cette source est décrite spatialement, dans le meilleur modèle, par un disque de $0.12^\circ \pm 0.01^\circ$ centré sur la position du pulsar (Table 5.4). Dans l'hypothèse d'un scénario de PWN, nous avons examiné la dépendance en énergie de son extension en la réajustant

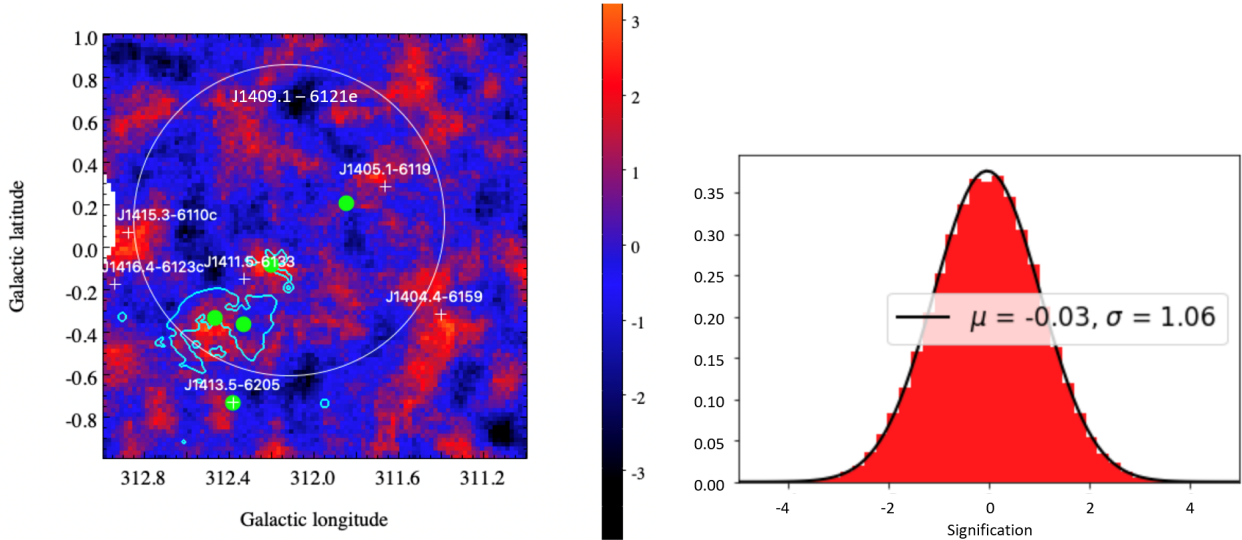


FIGURE 5.9 – *Gauche* : Carte de résidus en signification, corrélée sur 0.1° , après ajustement du meilleur modèle 3D de la région à 312° au-dessus de 1.3 TeV. Les sources en blanc sont issues du catalogue 4FGL DR3 [8]; les contours turquoise aux contours radio du SNR G312.4-0.4 [69] et les points verts aux positions des 5 pulsars de l’ATNF [181]. *Droite* : Distribution de signification de la carte de résidus et valeurs de la moyenne et du sigma de la gaussienne ajustée.

Source	Position	Rayon du disque ($^\circ$)
Disque et PL sur PSR J1413-6205	(312.373 $^\circ$, -0.736 $^\circ$)	0.12 \pm 0.01
Disque et PL sur PSR J1406-6121	(311.841 $^\circ$, 0.203 $^\circ$)	0.15 \pm 0.01
Disque et PL sur PSR J1410-6132 (source 2)	(312.195 $^\circ$, -0.092 $^\circ$)	0.63 \pm 0.03

TABLE 5.4 – Paramètres spatiaux après l’ajustement du meilleur modèle 3D sans diffus galactique avec les erreurs statistiques, dans la région à 312° . La position fixée a été significativement préférée dans les ajustements en considérant les degrés de libertés. (cf. Table 5.3).

dans des bandes d’énergie plus petites, Figure 5.11. Cependant, le manque de statistique à haute énergie ne nous permet pas de conclure sur l’évolution de sa morphologie avec l’énergie. Son spectre, quant à lui, est décrit au-dessus de 1 TeV par une PL avec un indice de 2.06 ± 0.20 et un flux intégré de $(4.9 \pm 1.2) 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (Table 5.5). De plus, la Figure 5.10 montre sa distribution spectrale en énergie (SED, ”spectral energy distribution”, cf. Chapitre 4) et compare son meilleur ajustement avec la méthode du *reflected background*. On peut voir que l’émission de cette source s’étend jusqu’à quelques dizaines de TeV et que les résultats sont en accord avec la méthode standard. Ensuite pour mieux comprendre la nature de cette source, nous avons supposé une ECPL. La limite inférieure sur l’énergie de coupure à un niveau de confiance (C.L., ”confidence level”) de 90%, a été estimée à 17 TeV. Dans le scénario d’une PWN, cela pourrait correspondre à une accélération de leptons de 74 TeV (cf. Partie 1.2.1) [87]. Son indice dur et son manque de courbure au-dessus du TeV indique alors un accélérateur efficace. Par ailleurs, dans l’étude de population de PWNe du HGPS [133], la luminosité $L_{1-10\text{TeV}}$ de l’émission isotropique de ces objets de 1 - 10 TeV est donnée par :

$$L_{1-10\text{TeV}} = 1.92 \times 10^{44} \frac{F_{>1\text{TeV}}}{\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}} \times \frac{\Gamma-1}{\Gamma-2} (1 - 10^{2-\Gamma}) \left(\frac{D_{\text{pul}}}{\text{kpc}}\right)^2 \text{ erg s}^{-1}$$

avec $F_{>1\text{TeV}}$ le flux intégré au-delà de 1 TeV, Γ l’indice du spectre γ et D_{pul} la distance du pulsar. En

Source	Energie Pivot (TeV)	Norme ($\text{TeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)	Indice	Flux $> 1 \text{ TeV}$ ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)
D et PL sur PSR J1413-6205	4.4	$(2.5 \pm 0.5) 10^{-14}$	2.06 ± 0.20	$(4.9 \pm 1.2) 10^{-13}$
D et PL sur PSR J1406-6121	3.0	$(4.4 \pm 1.3) 10^{-14}$	2.49 ± 0.22	$(4.4 \pm 1.4) 10^{-13}$
D et PL sur PSR J1410-6132 (source 2)	2.7	$(2.4 \pm 0.5) 10^{-13}$	2.38 ± 0.34	$(1.9 \pm 0.4) 10^{-12}$

TABLE 5.5 – Paramètres spectraux après l’ajustement du meilleur modèle 3D sans diffus galactique avec les erreurs statistiques, dans la région à 312° .

l’absence d’une mesure robuste de la distance de PSR J1413-6205 en radio (distance incertaine de 2 kpc dans la Table 5.1), nous avons basé notre choix sur une hypothèse forte. Le pulsar à la longitude 312° est proche de la distance tangente au bras spiral galactique [243]. Pour un rayon galactocentrique solaire de 8.0 kpc, cette distance correspond à 5.4 kpc. On obtient alors $L_{1-10\text{TeV}} = 6.3 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$. En prenant la perte d’énergie rotationnelle du pulsar $\dot{E} = 8.3 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ dans la Table 5.1, on obtient une efficacité de conversion de la perte d’énergie de rotation en γ d’environ 1%, et de 0.1% à 2 kpc. On peut noter que dans les deux cas, la source analysée autour de PSR J1413-6205 suit la tendance des modèles de PWNe actuels d’une efficacité comprise entre 0.01 et 10%. Enfin, nous avons replacé l’émission en coïncidence avec PSR J1413-6205 dans les graphes de population de PWNe du HGPS, dans le proceeding [70] que nous avons publié pour la conférence *7th Heidelberg International Symposium on High-Energy Gamma-Ray Astronomy (Gamma2022)*. Ce dernier montre que la source étendue autour de PSR J1413-6205 est une candidate PWN. Ce même type de graphe sera montré dans les résultats du meilleur modèle avec un diffus galactique. Cette étude a d’ailleurs montré que l’ajout d’un modèle d’émission diffuse galactique n’influe pas les paramètres de la source et renforce la stabilité des résultats. Cependant, le pulsar âgé de ~ 60 kyr est proche des âges moyens et la taille de la source est ~ 10 pc dans la tranche 10-100 pc supposée pour les halos. Les critères de discrimination PWN/halo, tels que l’âge et la morphologie, ne sont pas encore assez stricts, ainsi cette émission pourrait également correspondre à un objet en transition vers le halo de pulsar.

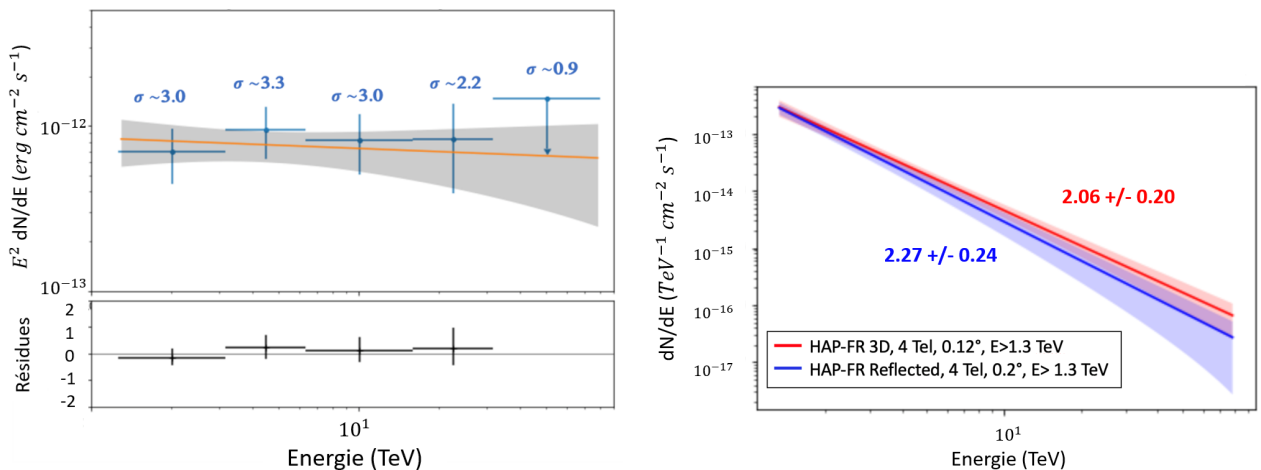


FIGURE 5.10 – Gauche : SED avec les erreurs statistiques de l’émission étendue autour de PSR J1413-6205 au-dessus de 1 TeV. Droite : Meilleur ajustement en PL de la même émission avec le *field-of-view background* et le *reflected background*. Cette méthode prend un cercle de 0.2° autour de la source pour inclure sa taille, ainsi que la PSF de l’instrument de 0.06° à cette énergie.

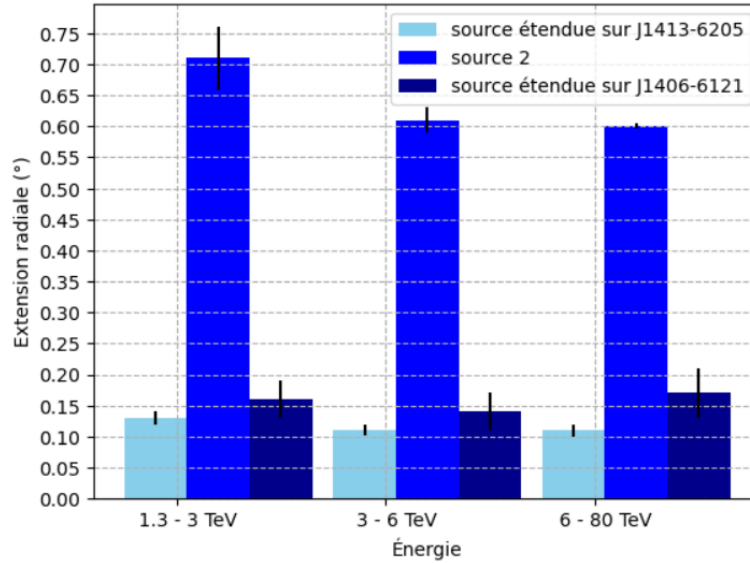


FIGURE 5.11 – Extensions radiales et leurs erreurs statistiques des trois sources du meilleur modèle 3D en fonction de l'énergie.

L'émission étendue au-delà de 1 TeV autour de PSR J1406-6121, Figure 5.7, est décrite par un disque de rayon $0.15^\circ \pm 0.01^\circ$ centré sur la position du pulsar (Table 5.4). Aucune dépendance en énergie de l'extension de la source n'a été observée Figure 5.11, mais cela peut être lié au manque de statistique. Le spectre de cette source au-dessus de 1 TeV suit une PL d'indice plutôt mou de 2.49 ± 0.22 , dont le flux intégré vaut $(4.4 \pm 1.4) 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (Table 5.5). À la Figure 5.12, sa SED montre une émission qui semble chuter au-delà de 10 TeV. Un nombre d'évènements plus grand sur la source pourrait faire apparaître une courbure du spectre à haute énergie. De plus, en faisant l'hypothèse que cette émission est liée à une PWN au TeV, on applique la même formule pour la luminosité $L_{1-10\text{TeV}}$ extraite de l'étude [133] vue précédemment. La Table 5.1 nous donne une distance estimée par mesure de dispersion de 7.3 kpc et une perte d'énergie rotationnelle de $\dot{E} = 2.2 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ pour PSR J1406-6121. Alors, la luminosité est $L_{1-10\text{TeV}} = 9.3 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ et l'efficacité de conversion de la perte d'énergie de rotation en γ est de 4%. Si l'on considère que le pulsar se trouve aussi sur la tangente au bras spiral galactique, on trouve une efficacité de 2%. Les deux résultats sont cohérents avec l'hypothèse de la PWN. Enfin, nous avons testé l'impact de l'ajout d'un modèle d'émission diffuse galactique que nous verrons dans une partie suivante. Cela montre que les paramètres de l'émission au voisinage de PSR J1406-6121 avec les erreurs statistiques se recourent avec ceux sans le diffus (même si sa norme diminue légèrement) et confirme que la source est une candidate PWN. Néanmoins, la source autour de PSR J1406-6121 présente aussi un âge de ~ 60 kyr et une taille de ~ 20 pc qui pourraient indiquer un objet en transition vers le halo de pulsar.

L'émission très étendue en coïncidence avec 4 des 5 pulsars de la région, que l'on appelle "source 2", est représentée dans l'analyse 3D par un disque de rayon $0.63^\circ \pm 0.03^\circ$ centré sur PSR J1410-6132 (Table 5.4). La dépendance de sa morphologie avec l'énergie a été également regardée mais le manque de statistique ne permet pas de conclure (Figure 5.11). Son spectre, que l'on peut voir Figure 5.12, est une PL d'indice 2.38 ± 0.34 dont le flux intégré au-delà de 1 TeV est de $(1.9 \pm 0.4) 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (Table 5.5). On applique la même hypothèse que pour les deux autres sources du meilleur modèle et on suppose que la PWN est alimentée par PSR J1410-6132 qui se trouve à la distance 13.5 kpc et dont la puissance rotationnelle est de $10^{37} \text{ erg s}^{-1}$ (Table 5.1). La luminosité de l'objet serait $L_{1-10\text{TeV}} = 1.4 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ et son efficacité de conversion en γ de 1%. Ce résultat est cohérent avec l'hypothèse d'une PWN mais à cette distance la taille de l'objet serait de quasiment

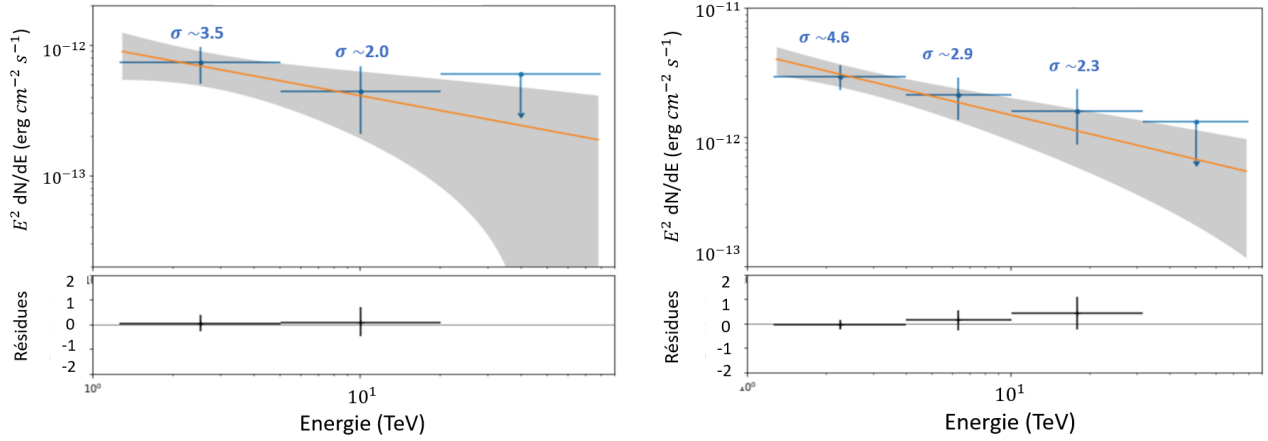


FIGURE 5.12 – *Gauche* : SED avec les erreurs statistiques de l'émission étendue autour de PSR J1406-6121 au-dessus de 1 TeV. *Droite* : Le même graphe pour source 2.

150 pc. En prenant la distance à 5.4 kpc, l'efficacité est de 0.2% pour une taille d'environ 60 pc, ce qui rend l'hypothèse de la PWN plus plausible. Cependant, on peut voir sur la Figure 5.7 que des émissions s'étendent autour de trois autres pulsars (PSR J1410-6132, PSR J1412-6145 et PSR J1413-6141) et la Figure 5.13 montre que la source 2 contamine en partie la région du modèle de la source autour de PSR J1406-6121 (mais pas significativement celle autour de PSR J1413-6205). Enfin, dans le tableau 5.7, on remarque que lorsque l'on ajoute un diffus galactique au modèle 3D, la source 2 n'est plus significativement détectée. Cela nous amène à penser que la source 2 est composée d'émissions étendues non résolues autour des pulsars et d'émissions diffuses galactiques. Elle pourrait être associée à la source du catalogue 4FGL J1409.1-6121e.

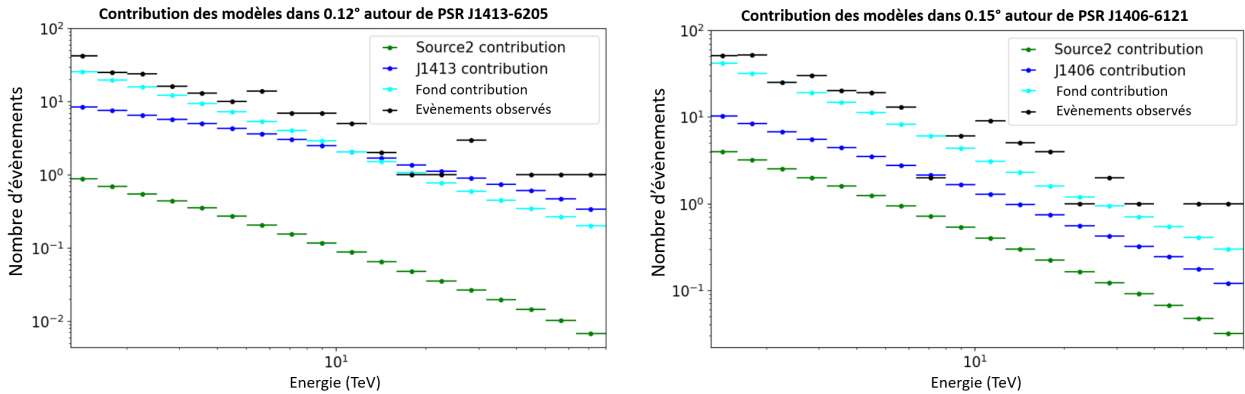


FIGURE 5.13 – *Gauche* : Contribution des modèles de la source autour de PSR J1413-6205, de la source 2 et du modèle de fond dans la région de 0.12° autour des coordonnées du pulsar (312.373° , -0.736°). *Droite* : Les trois mêmes contributions mais appliquées à la région de 0.15° autour des coordonnées (311.841° , 0.203°) du pulsar PSR J1406-6121.

En définitive, la grande gaussienne qui décrivait la région se divise en trois composantes de sources distinctes étendues ainsi qu'une composante de fond hadronique résiduel. La Figure 5.13 montre également que cette dernière domine le nombre d'évènements de la région à 312° , même là où s'étendent les signaux γ des sources autour de PSR J1413-6205 et PSR J1406-6121. La source dans l'environnement de PSR J1413-6205 est, après le fond, le contributeur excédentaire majoritaire.

Elle montre des résultats très stables au cours des différents tests de modèles et semble être un puissant accélérateur de particules. Ainsi, cette source a fait l'objet d'un proceeding de conférence [70] et la partie qui va suivre va présenter les résultats de l'analyse "cross-check" qui a été nécessaire en conséquence. Ensuite, nous verrons que le modèle 3D pour décrire la région à 312° s'améliore en présence d'un diffus galactique. Nous donnerons donc les résultats du nouveau meilleur modèle 3D.

Comparaison avec l'analyse "cross-check" sur PSR J1413-6205

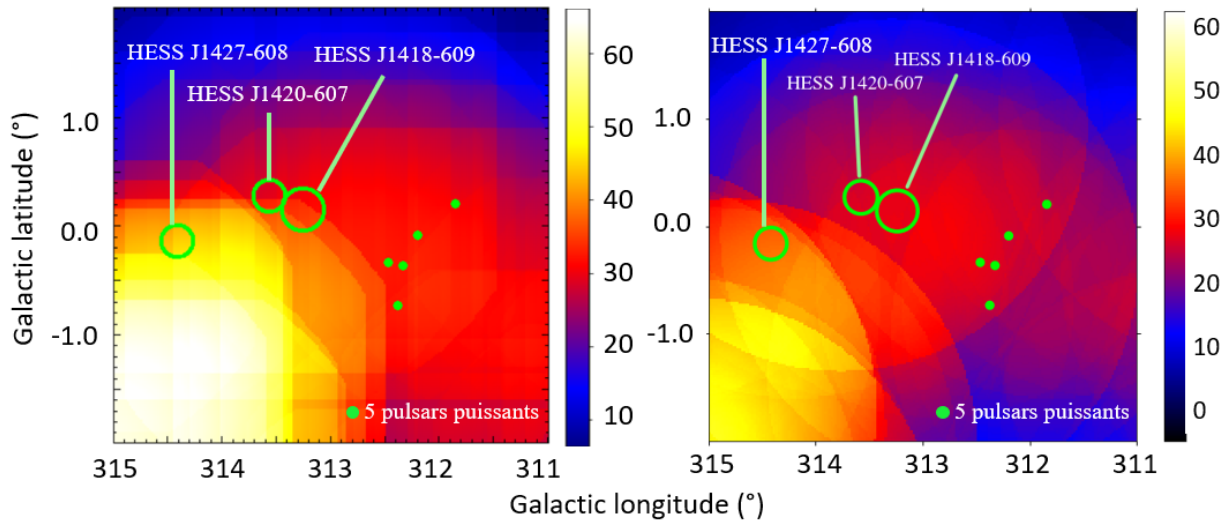


FIGURE 5.14 – Cartes d'exposition avec HAP-FR-he Prod02 (*Gauche*) et HAP-HD 18.1 (*Droite*).

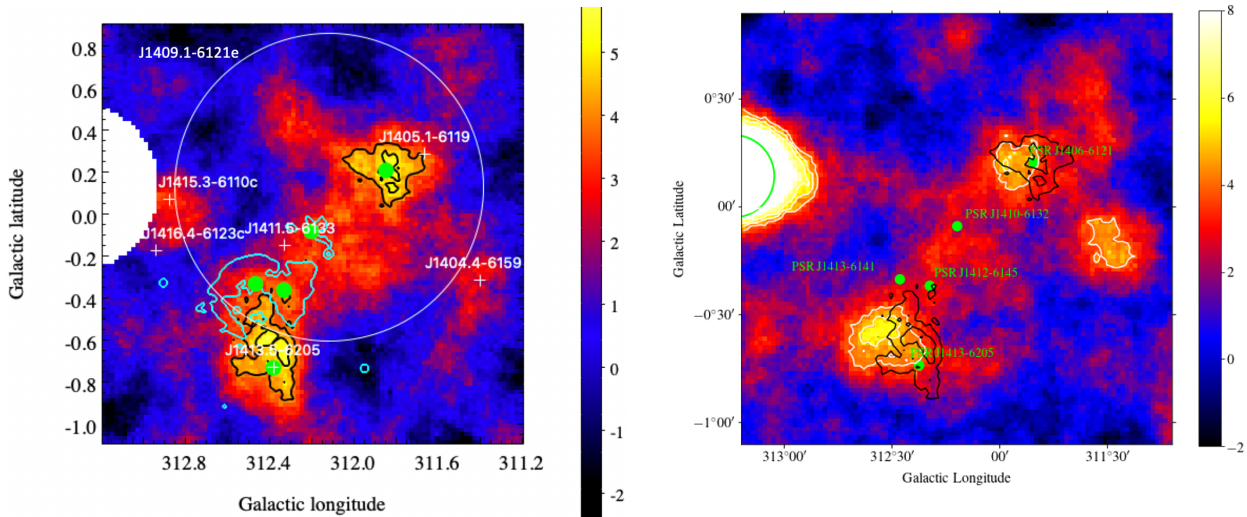


FIGURE 5.15 – Cartes de signification comme à la Figure 5.7 corrélée à 0.2°. Les contours noirs et blancs représentent une signification à 4σ et 5σ de chaque carte. *Gauche* : Avec les données HAP-FR-he Prod02 analysées en 3D. *Droite* : Avec les données HAP-HD 18.1 analysées de manière standard.

Les résultats spatiaux et spectraux de la source étendue autour de PSR J1413-6205 ont été vérifiés de manière indépendante avec des données reconstruites à l'aide de la méthode "Image Pixel-wise

Paramètre	HAP-FR-he 3D - 0.12°	HAP-FR-he Reflected - 0.2°	HAP-HD centré sur PSR J1413-6205 Reflected - 0.2°	HAP-HD centré sur (312.550, -0.569) Reflected - 0.2°
Norme ($\text{TeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)	(5.6 ± 1.9) 10^{-13}	(5.4 ± 1.2) 10^{-13}	(4.2 ± 1.0) 10^{-13}	(7.2 ± 1.4) 10^{-13}
Indice	2.1 ± 0.2	2.3 ± 0.2	2.0 ± 0.2	2.2 ± 0.2

TABLE 5.6 – Paramètres spectraux ($E_0 = 1 \text{ TeV}$) de la source étendue autour de PSR J1413-6205 ajustés avec des analyses 3D et standard (cercle de 0.2° incluant la taille de la source et la PSF).

fit for Atmospheric Cherenkov Telescopes” (ImPACT) [203] utilisant le modèle semi-analytique (cf. Chapitre 3). Les coupes de présélection et de discrimination photon/hadron favorisent la collection des rayons γ à $\sim 1 \text{ TeV}$. La version de production des données est appelée HAP-HD 18.1 et les mêmes ”runs” que HAP-FR-he Prod02 ont été utilisés. Les observations sont donc prises avec les quatre télescopes de 12 m de 2004 à 2019. On peut voir Figure 5.14 les temps d’exposition des deux ensembles de données. Ensuite, la même coupure en énergie à 1.3 TeV et les mêmes régions d’exclusion pour l’estimation du fond ont été appliquées. La distribution de signification en dehors de ces régions suit une gaussienne avec une moyenne de 0.05 et un sigma de 1.06. En revanche, l’analyse ”cross-check” utilise les outils standards de H.E.S.S. donc la méthode du *ring background* et celle du *reflected background* (cf. Chapitre 4). Les résultats montrent une cohérence entre les deux chaînes d’analyse et les différentes méthodes. La Figure 5.15 fait apparaître des émissions étendues significatives qui se chevauchent (contours blancs et noirs) dans le voisinage de PSR J1406-6121 et de PSR J1413-6205, même si pour ce dernier avec HAP-HD, le signal est légèrement décalé de la position du pulsar. Spectralement, les paramètres d’ajustement de la source pour chaque analyse, présentés à la Table 5.6, sont cohérents. Enfin, le spectre de la Figure 5.16 montre le très bon accord entre les deux analyses.

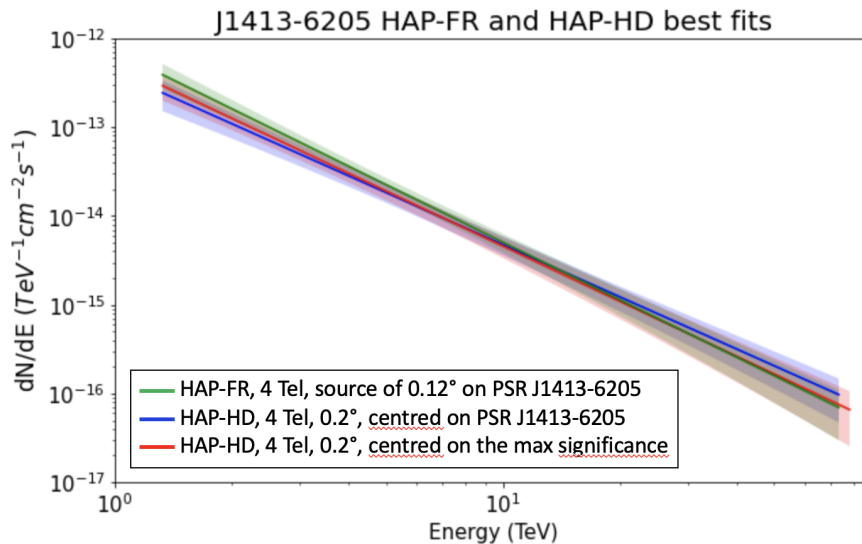


FIGURE 5.16 – ”Butterfly plots” (cf. Chapitre 4) de la source étendue autour de PSR J1413-6205 avec HAP-FR-he Prod02 et HAP-HD 18.1 en utilisant une analyse 3D et une analyse standard.

Résultats et discussion du meilleur modèle 3D avec diffus galactique

La région que nous étudions se trouve autour de la latitude 0° en plein sur le plan galactique. Avec l'accumulation de données de H.E.S.S., les émissions diffuses au TeV deviennent importantes. L'ancienne analyse à VHE de la région à 312° (Figure 5.2) avait d'ailleurs eu besoin d'ajouter un modèle de diffus galactique construit empiriquement avec une gaussienne en latitude et les résultats du HGPS. Ainsi pour comprendre l'influence de l'émission diffuse galactique sur la détection des trois sources du meilleur modèle 3D, nous avons ajouté une composante d'émission diffuse pour laquelle nous avons essayé plusieurs modèles. Le premier est créé à partir d'une étude complète de la répartition de la molécule de CO dans la Voie lactée qui permet de tracer les nuages moléculaires [85]. Nous avons découpé une carte de CO sur la position et les dimensions de notre région et nous l'avons renormalisée. Le deuxième modèle est le fond diffus galactique de Fermi [8] décrit au chapitre 1. Pour l'utiliser, nous l'avons renormalisé et extrapolé aux énergies au-delà du TeV. Le troisième modèle est celui de HERMES [103] qui est un code public qui génère des cartes du ciel associées à une variété de processus radiatifs multi-messagers et multi-longueurs d'onde. Ce modèle peut être utilisé avec succès pour décrire l'émission galactique diffuse en rayons γ , comme dans le deuxième HGPS en préparation ou pour l'étude du plan galactique avec CTA [215]. Plus de détails sont donnés dans [103].

L'ensemble des tests sur les ajouts de chacune des trois nouvelles composantes dans le modèle 3D sont présentés dans le tableau 5.7. On peut noter trois points : les composantes d'émissions diffuses galactiques sont toutes significatives, le modèle 3D est préféré en présence d'un diffus et la source 2 n'est plus détecté en présence de ce diffus. Finalement, le meilleur modèle 3D est composé de deux sources étendues autour de PSR J1413-6205 et PSR J1406-6121 et d'une émission diffuse galactique. Nous avons choisi le modèle de HERMES pour décrire cette dernière car il est le plus complet et le plus adapté dans une analyse H.E.S.S.. Les cartes du nombre d'évènements observés, prédits et résiduels du nouveau meilleur modèle sont données Figure 5.17. On peut voir dans la Figure 5.18 que les résidus sont peu significatifs et donc que le modèle décrit bien la région.

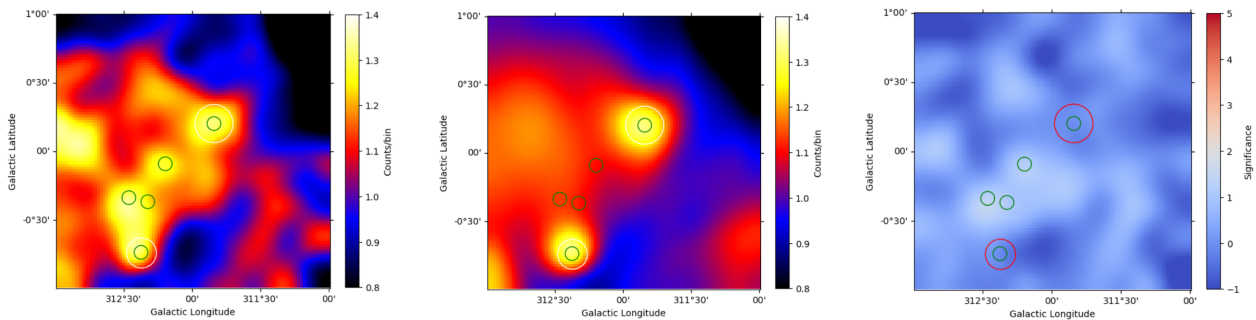


FIGURE 5.17 – Cartes d'un carré de 2° centré sur $(312^\circ, 0^\circ)$ du meilleur modèle 3D avec un diffus galactique dans la région, avec les données HAP-FR-he Prod02 et corrélées uniformément sur 0.1° . *Gauche* : Nombre d'évènements observés par intervalle de 0.1° . *Milieu* : Nombre d'évènements prédits par intervalle de 0.1° pour le modèle. *Droite* : Carte résiduelle (différence entre les données et le modèle ajusté) de signification.

Les résultats des paramètres des deux composantes de sources restantes sont présentés dans le tableau 5.8. Ils sont en accord avec l'ancien meilleur modèle 3D (Table 5.2), ce qui montre que les paramètres des deux sources sont stables. De plus, les résultats mettent en avant à nouveau l'équivalence entre les modèles de disques et de gaussiennes. Dans l'hypothèse que les émissions étendues autour des pulsars sont des PWNe, les modèles spatiaux gaussiens sont favorisés. La Figure 5.19 présente

Modèle	d.o.f	$-2 \times \max(\text{Log } \mathcal{L})$	ΔTS significativité
D et PL autour de J1413-6205 D et PL autour de J1406-6121 (1)	8	721060	
D et PL autour de J1413-6205 D et PL autour de J1406-6121 diffus du CO galactique (2)	10	721034	$\Delta\text{TS}_{1-2} = 26$ 4.7σ avec diffus CO
D et PL autour de J1413-6205 D et PL autour de J1406-6121 diffus galactique de Fermi extrapolé (3)	10	721015	$\Delta\text{TS}_{1-3} = 45$ 6.4σ avec diffus Fermi
D et PL autour de J1413-6205 D et PL autour de J1406-6121 diffus galactique HERMES (4)	10	721019	$\Delta\text{TS}_{1-4} = 41$ 6.1σ avec HERMES
D et PL autour de J1413-6205 D et PL autour de J1406-6121 source 2 (5)	11	721033	$\Delta\text{TS}_{1-5} = 27$ 4.5σ avec source 2
D et PL autour de J1413-6205 D et PL autour de J1406-6121 source 2 diffus du CO galactique (6)	13	721022	$\Delta\text{TS}_{2-6} = 12$ 2.7σ avec source 2 en plus de diffus CO
D et PL autour de J1413-6205 D et PL autour de J1406-6121 source 2 diffus galactique de Fermi extrapolé (7)	13	721007	$\Delta\text{TS}_{3-7} = 8$ 2.0σ avec source 2 en plus de diffus Fermi
D et PL autour de J1413-6205 D et PL autour de J1406-6121 source 2 diffus galactique HERMES (8)	13	721008	$\Delta\text{TS}_{4-8} = 11$ 2.5σ avec source 2 en plus de HERMES

TABLE 5.7 – Description des modèles 3D testés avec un modèle d'émission diffuse galactique pour décrire la région à 312° dans H.E.S.S.. La légende de cette Table reprend celle de la Table 5.3 et les mêmes critères sont appliqués pour déterminer le meilleur modèle. Les modèles de diffus galactiques de Fermi et HERMES sont détectés significativement, comme une nouvelle source, à plus de 5σ . Ces derniers sont préférés à celui avec source 2 car ils comportent 1 paramètre libre en moins avec une signification plus grande. De plus, lorsque l'on ajoute source 2 avec les modèles de diffus galactiques, on observe que cette source n'est plus significativement détectée. Ici, les deux nouveaux meilleurs modèles et l'ancien meilleur modèle (en bleu) sont en gras. Celui en corail est le nouveau meilleur modèle choisi car HERMES a été utilisé et vérifié par la collaboration H.E.S.S. aujourd'hui.

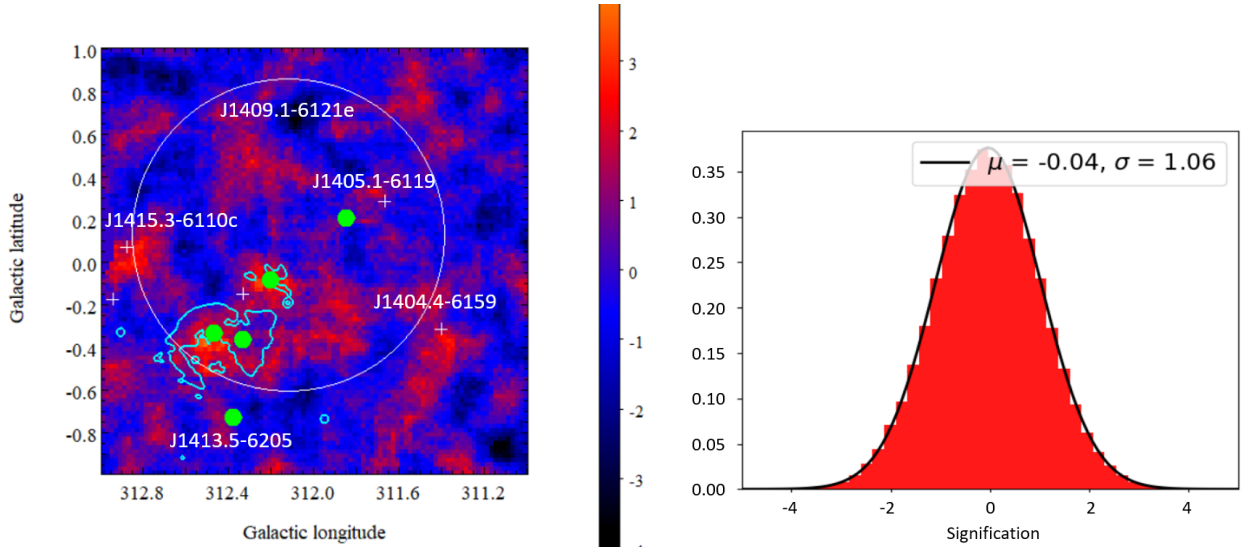


FIGURE 5.18 – *Gauche* : Carte de résidus en signification, corrélée sur 0.1° , après ajustement du meilleur modèle 3D avec un diffus galactique de la région à 312° au-dessus de 1.3 TeV. Les sources en blanc sont issues du catalogue 4FGL DR3 [8]; les contours turquoise aux contours radio du SNR G312.4-0.4 [69] et les points verts aux positions des 5 pulsars de la Table 5.1. *Droite* : Distribution de signification de la carte de résidus et valeurs de la moyenne et du sigma de la gaussienne ajustée.

Source étendue autour de PSR J1413-6205, énergie de référence $E_0 = 1$ TeV				
Modèle spatial	Norme ($\text{TeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)	Indice	Extension ($^\circ$)	$\text{AIC}_{disq} - \text{AIC}_i$
Disque	$(6.0 \pm 1.6) 10^{-13}$	2.09 ± 0.11	0.12 ± 0.004	0
Gaussienne	$(6.4 \pm 2.3) 10^{-13}$	2.10 ± 0.18	0.07 ± 0.02	-1
Source étendue autour de PSR J1406-6121, énergie de référence $E_0 = 1$ TeV				
Modèle spatial	Norme ($\text{TeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)	Indice	Extension ($^\circ$)	$\text{AIC}_{disq} - \text{AIC}_i$
Disque	$(7.3 \pm 1.8) 10^{-13}$	2.40 ± 0.03	0.15 ± 0.004	0
Gaussienne	$(8.9 \pm 3.9) 10^{-13}$	2.51 ± 0.30	0.09 ± 0.03	0

TABLE 5.8 – Paramètres spatiaux et spectraux ajustés de disques et de gaussiennes pour les sources étendues autour de PSR J1413-6205 et de PSR J1406-6121 avec le meilleur modèle 3D contenant un diffus galactique.

alors les spectres des deux sources modélisées par une petite gaussienne. Celle autour de PSR J1413-6205 a toujours un spectre dur qui s'étend à plusieurs dizaines de TeV et la modélisation de HERMES n'affecte pas l'interprétation de cette source comme un accélérateur de particules efficace, comme on peut le voir Figure 5.20. La source autour de PSR J1406-6121 a un spectre, quant à elle, plutôt mou qui semble chuter au-delà de 10 TeV et est en partie contaminé par le modèle d'émission diffuse galactique.

Nous avons repris l'étude de population de PWNe du HGPS [133] que nous avons vu plus haut pour évaluer l'hypothèse de PWNe. À gauche de la Figure 5.21, les graphes sont obtenus avec l'âge caractéristique τ_c (en kyr) des pulsars de la Table 5.1 et l'extension au TeV de la source R_{PWN} (en pc). R_{PWN} est calculée à partir du rayon R_{disq} (en degrés) du disque ajusté dans l'analyse 3D qui est représentatif de l'extension, et de la distance du pulsar D_{pul} (en kpc) : $R_{PWN} = \tan(R_{disq}) \times D_{pul} \times 10^3$. À droite de la Figure 5.21, les graphes sont obtenus avec la puissance rotationnelle du pulsar \dot{E} issue

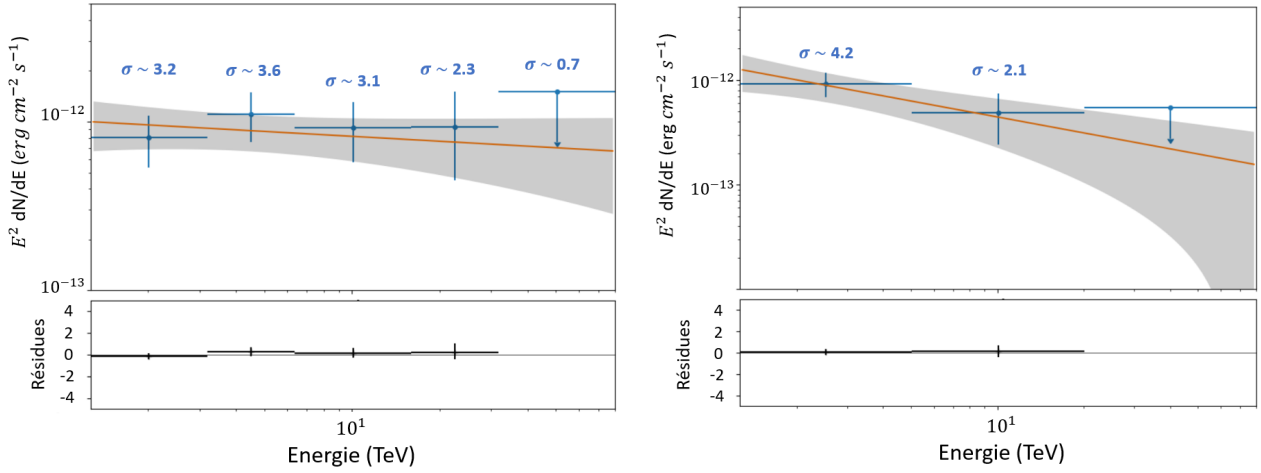


FIGURE 5.19 – *Gauche* : SED avec les erreurs statistiques de l'émission étendue autour de PSR J1413-6205 au-dessus de 1 TeV pour le meilleur modèle 3D avec un diffus galactique. *Droite* : Le même graphique pour l'émission étendue autour de PSR J1406-6121.

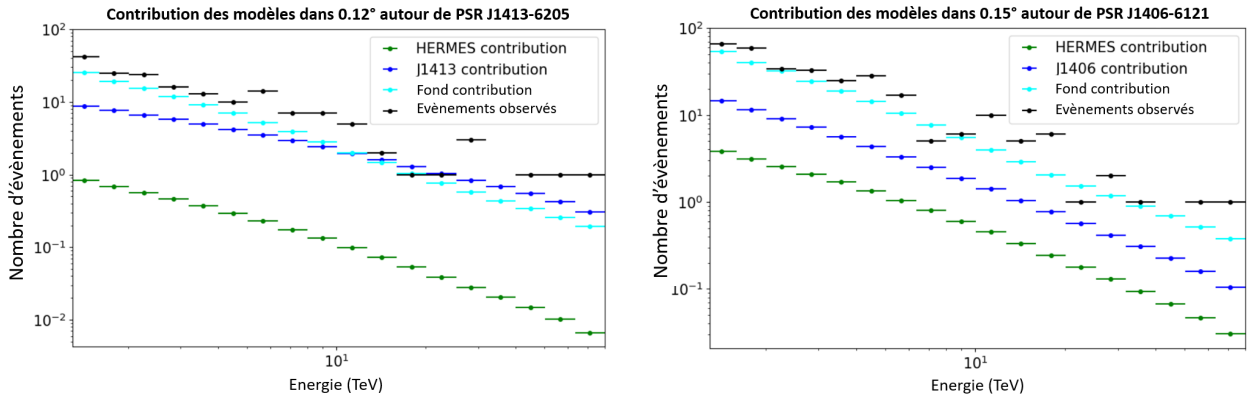


FIGURE 5.20 – *Gauche* : Contribution des modèles de la source autour de PSR J1413-6205, du modèle de fond et du modèle HERMES dans la région de 0.12° autour des coordonnées du pulsar ($312.373^\circ, -0.736^\circ$). *Droite* : Le même graphique appliqué à la contribution de la source autour de PSR J1406-6121 dans la région de 0.15° autour des coordonnées du pulsar ($311.841^\circ, 0.203^\circ$).

de la Table 5.1 et la luminosité $L_{1-10\text{TeV}}$ que nous avons vu. Cette dernière se calcule à l'aide de D_{pul} et des résultats de la nouvelle analyse 3D : l'indice Γ et le flux intégré au-dessus de 1 TeV $F_{>1\text{TeV}}$. La gaussienne autour de PSR J1413-6205 a un flux de $F_{>1\text{TeV}} = (5.8 \pm 1.5) 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et celle autour de PSR J1406-6121 de $F_{>1\text{TeV}} = (5.9 \pm 1.9) 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Enfin, les distances des deux pulsars sont prises soit dans la Table 5.1, soit supposées à 5.4 kpc sur la tangente au bras spiral galactique. Toutes les grandeurs physiques calculées pour ces graphes sont données dans la Figure. On peut conclure de cette Figure 5.21 que les deux sources suivent les tendances des modèles des PWNe identifiées au TeV ou de leurs candidates.

Les émissions autour de PSR J1413-6205 et PSR J1406-6121 sont donc des candidates PWNe avec des âges proches de ceux des PWNe en transition vers des halos au TeV. Ainsi, pour comprendre les phénomènes physiques en jeu et leur nature, nous avons fait une étude de la dépendance de la morphologie avec l'énergie plus approfondie avec une meilleure signification afin d'en déduire le modèle de propagation des particules des sources. Pour cela, nous avons ajusté l'extension et la norme

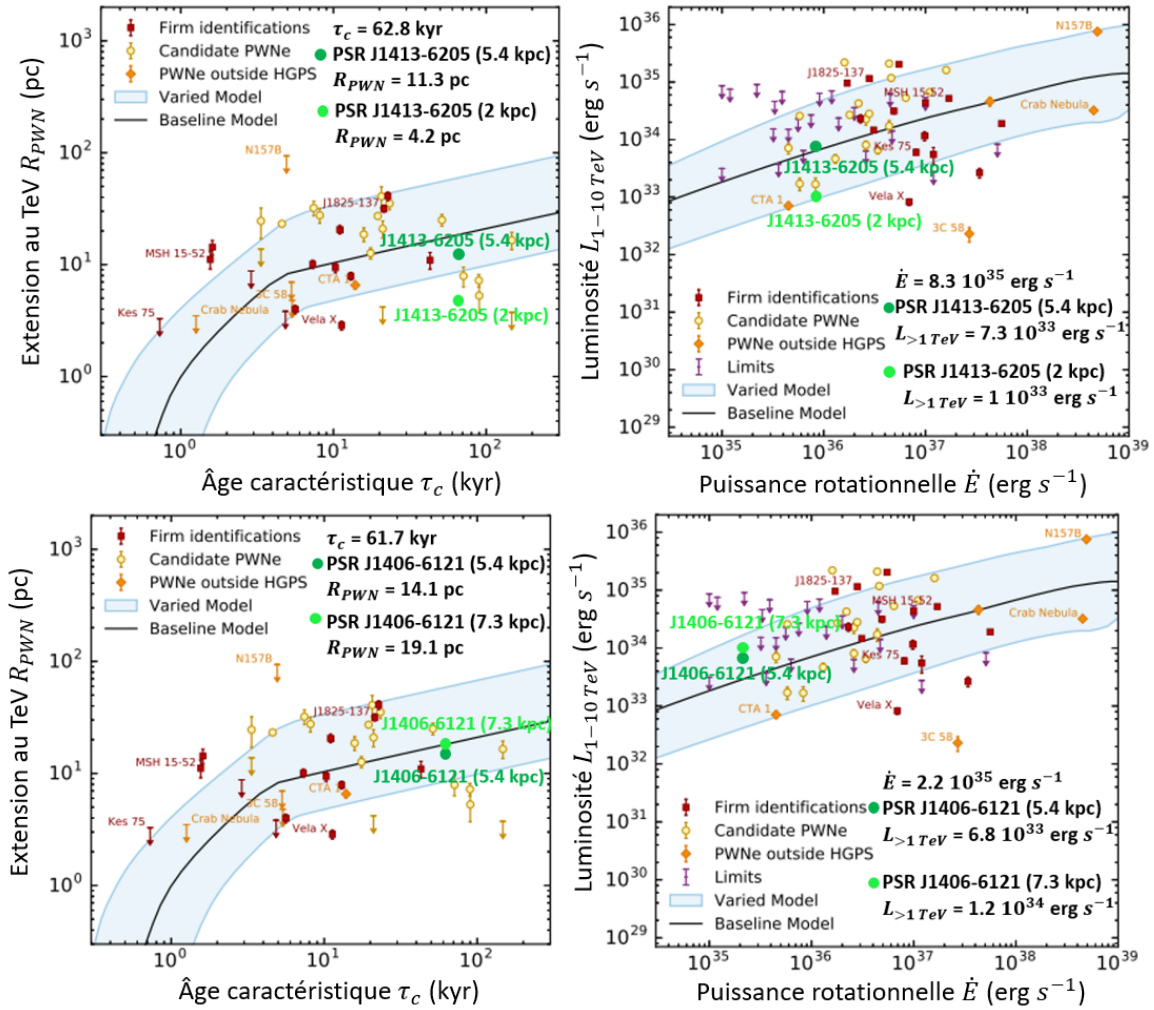


FIGURE 5.21 – Graphes adaptés de l’étude de population de PWNe du HGPS [133] pour les sources étendues autour de PSR J1413-6205 pour $D_{pul} = 2$ kpc et $D_{pul} = 5.4$ kpc (*Haut*), et de PSR J1406-6121 pour $D_{pul} = 7.3$ kpc et $D_{pul} = 5.4$ kpc (*Bas*).

des deux sources dans des plus petites bandes en énergie qui sont : 1.3 - 3.5 TeV, 3.5 - 6 TeV, 6 - 10 TeV et 10 - 80 TeV. Elles ont été choisies afin d’avoir suffisamment d’évènements dans chaque bande. La position et l’indice spectral des sources ont été fixés à la valeur du meilleur modèle 3D pour faciliter la convergence. Dans la Figure 5.22, les abscisses représentent l’énergie médiane sur le nombre d’évènements dans chacune de ces bandes. L’extension radiale $R_{1/e}$ en ordonnée correspond à l’étendue caractéristique de la nébuleuse, c’est une valeur stable, et est donnée par $R_{1/e} = \sqrt{2}\sigma$ [211], avec σ l’extension de la gaussienne qui a été ajustée dans la bande. Ensuite, les points ont été ajustés avec des modèles de transport des particules que nous décrivons davantage dans le chapitre 7 partie 7.3.3. Ce sont des modèles simples de diffusion et d’advection qui décrivent l’extension de la source en fonction de l’énergie des photons γ par une PL. Ils sont détaillés et discutés dans l’article sur l’étude de la PWN emblématique HESS J1825-137 avec les données H.E.S.S. [134]. La diffusion et l’advection sont définis par les fonctions respectivement de gauche à droite :

$$R_{1/e}^{\text{diff}} = R_0 \left(\frac{E_\gamma}{E_0} \right)^{(\delta-1)/4} \quad \text{et} \quad R_{1/e}^{\text{adv}} = R_0 \left(\frac{E_\gamma}{E_0} \right)^{-\frac{1}{2(1+\beta)}}$$

R_0 est l’extension de normalisation à $E_0 = 1$ TeV que l’on ajuste et E_γ l’énergie du photon. $\delta \in [-1, 1]$

et $\beta \in [-1/2, 2]$ sont aussi ajustés. Ils représentent respectivement le coefficient de diffusion et la dépendance radiale de l'advection pour obtenir un profil de densité constant de l'écoulement des particules. Leurs bornes prennent en compte une morphologie dépendante de l'énergie ou non et les deux régimes Thomson et Klein-Nishina de la diffusion Compton inverse. Elles sont décrites dans l'article [134]. Les zones colorées retracent les modèles de diffusion et d'advection avec la valeur de R_0 que l'on a obtenue pour toutes les valeurs de δ et β . Enfin, la Figure 5.22 nous montre que nous ne pouvons pas favoriser de modèle de diffusion ou d'advection, mais l'on peut voir une tendance pour la propagation des particules par diffusion pour la source autour de PSR J1413-6205, qui est caractéristiques des halos au TeV. Finalement, une statistique un peu plus grande pourrait contraindre la propagation des particules et en déduire le stade d'évolution de ces objets. Aujourd'hui avec *gammapy*, il est possible de tester directement un modèle spatial dépendant de l'énergie qui représente l'advection ou la diffusion. Ceci pourrait être effectué dans des études futures de ces sources, notamment avec CTA qui sera bien plus sensible.

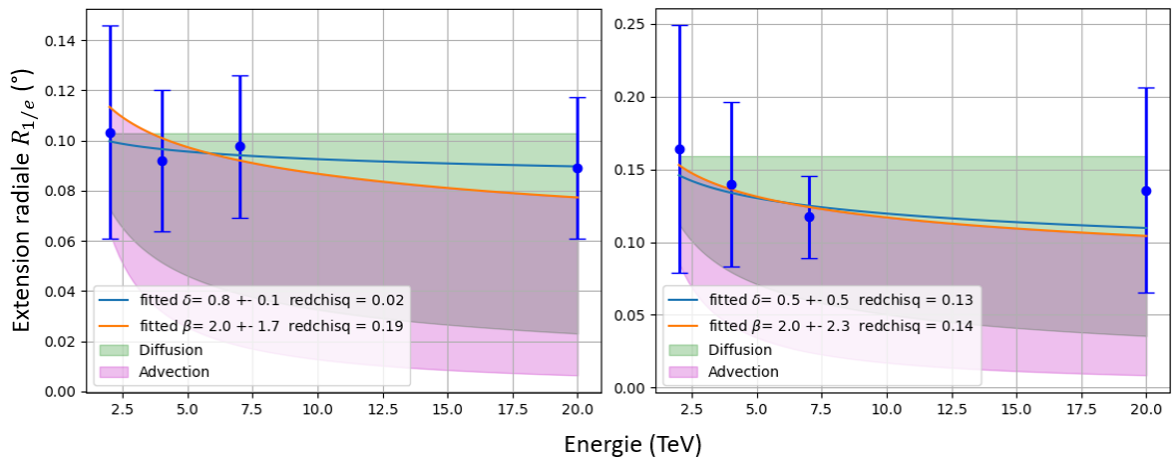


FIGURE 5.22 – Graphes de l'extension radiale $R_{1/e}$ en fonction de l'énergie pour les sources étendues autour de PSR J1413-6205 (*Gauche*) et PSR J1406-6121 (*Droite*). Les paramètres des modèles de diffusion et d'advection sont ajustés et les valeurs obtenues pour δ et β sont affichées; ainsi que celles des χ^2 réduits de l'ajustement (cf. Chapitre 4). Les deux modèles sont aussi représentés pour $\delta \in [-1, 1]$, $\beta \in [-1/2, 2]$ et les valeurs de R_0 qui ont été ajustés : $R_0^{\text{diff}, J1413} = 0.10 \pm 0.01$, $R_0^{\text{adv}, J1413} = 0.13 \pm 0.02$, $R_0^{\text{diff}, J1406} = 0.16 \pm 0.04$ et $R_0^{\text{adv}, J1406} = 0.17 \pm 0.04$.

5.2.4 Synthèse et futurs résultats avec les données H.E.S.S.

Dans cette étude, tous les résultats que nous avons obtenus sont préliminaires. Nous détectons deux émissions étendues significatives près des pulsars d'âges intermédiaires PSR J1413-6205 et PSR J1406-6121. La première source a un spectre dur et pourrait être un accélérateur de particules efficace. La morphologie ne montre pas une évolution avec l'énergie mais elle est cohérente avec les modèles actuels de PWNe. Son âge et sa taille indiquent qu'elle pourrait alors correspondre à une PWNe âgée en transition vers un halo de pulsar. La deuxième source a un spectre plutôt mou mais suit également les modèles actuels de PWNe. La dépendance de sa morphologie avec l'énergie n'est pas observée mais son âge et sa taille laissent penser que cet objet serait également une vieille PWN. Davantage de statistiques sur ces deux sources permettrait de conclure sur le stade d'évolution par rapport à la phase du halo et de contraindre l'énergie maximale des particules accélérées. Par ailleurs, cette étude nous a permis de dévoiler les sources présentes dans une des régions confuses

du plan galactique de H.E.S.S. dans un contexte où une majorité des sources au TeV ne sont pas clairement identifiées. L'étude de plusieurs sources étendues variables avec l'énergie est permise par une modélisation 3D itérative et une estimation du fond hadronique avec la méthode du *field-of-view background*. De plus, dans l'étude nous détectons significativement une émission diffuse galactique et montrons la nécessité de sa modélisation dans la description de ce type de région à VHE. Enfin les résultats mettent en avant une bonne cohérence entre les analyses 3D et standards de H.E.S.S. avec la publication du proceeding sur la source autour de PSR J1413-6205 [70]. Une analyse avec les futures données du réseau de télescopes Cherenkov CTA, avec des meilleures sensibilité et résolution angulaire [198], permettra dans cette région de discriminer les sources étendues et de découvrir des objets à différentes phases de la PWN au halo de pulsar [230].

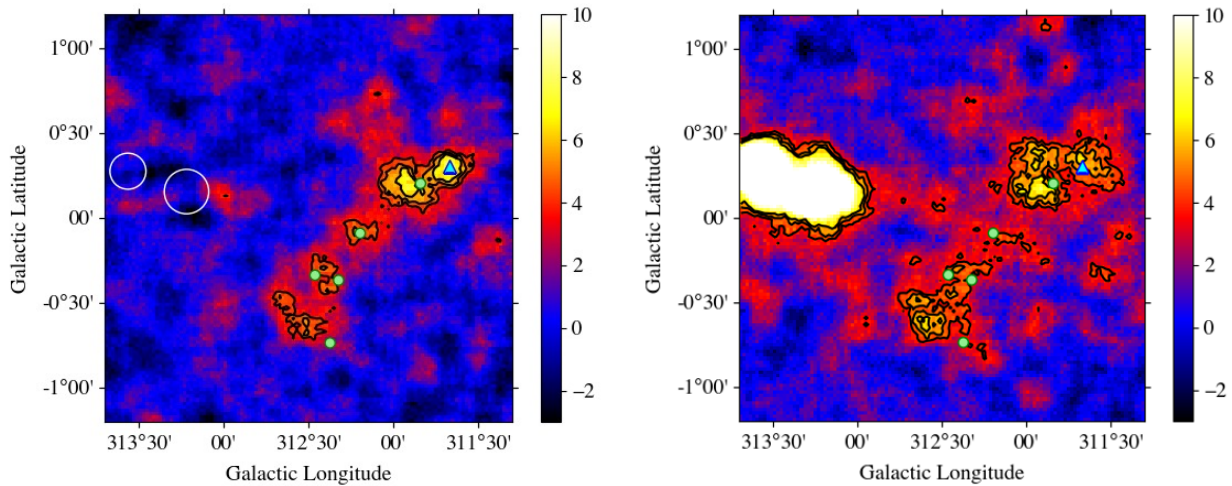


FIGURE 5.23 – Cartes de signification centrées sur $(312.5^\circ, 0^\circ)$ de largeur 2° , corrélées à 0.1° , au-dessus de 0.4 TeV avec les sources Kookaburra ajustées (*Gauche*) et 1 TeV (*Droite*). Elles sont créées avec deux fois plus de données H.E.S.S. de la production HAP-HD et la méthode du *field-of-view background*. Les contours noirs sont des niveaux de signification à 4σ , 5σ et 6σ , les points verts les positions des 5 pulsars de la Table 5.1, et le triangle bleu la position de la binaire 4FGL J1405.1-6119 [81]. (Crédit : Armelle Jardin-Blicq)

Une nouvelle analyse 3D avec les données H.E.S.S. de la production ImPACT (ou HAP-HD) qui reprend notre meilleur modèle pour décrire la région à 312° est en cours. L'avantage est que plus de données, obtenues après 2019 grâce à des propositions d'observations autour de PSR J1406-6121 et 4FGL J1405.1-6119, sont disponibles avec HAP-HD. De plus, cette production des données favorise la collection des événements à plus basse énergie que HAP-FR-he, autour du TeV. Cette étude montre des émissions étendues toujours significatives et obtient des spectres en parfait accord avec les sources de notre analyse. Les cartes de la Figure 5.23 sont obtenues à partir de la nouvelle étude. À droite, on peut voir la carte de signification de la région à 312° au-dessus de 1 TeV et notamment que la source autour de PSR J1406-6121 est détectée à plus de 6σ . Cette source à spectre mou peut donc être re-analysée de manière plus détaillée afin d'en déduire sa nature. À gauche, on peut voir la même carte au-dessus de 0.4 TeV et en particulier que la binaire de rayons γ , vue avec le LAT nommée 4FGL J1405.1-6119 [81], semble détectée dans H.E.S.S. à environ 9σ . Ces résultats seront publiés prochainement où les erreurs systématiques seront prises en compte.

Par la suite, nous présenterons des analyses avec les données Fermi et Fermi-H.E.S.S. conjointes qui ont pour objectif la compréhension de la région à HE, la découverte de nouvelles sources et la

déduction de la nature des particules qui produisent les émissions de rayons γ .

5.3 Étude spectro-morphologique avec les données Fermi

Depuis le lancement de Fermi en 2008, quatre catalogues⁹ de sources détectées par l'instrument LAT ainsi que 3 versions du quatrième ont été publiés [8]. Tous ces catalogues ont une caractéristique commune : une fraction importante de ces sources, $\sim 1/3$, ne sont pas identifiées. Ceci est d'autant plus vrai dans le plan galactique à cause de la confusion de sources due à leur grande densité et l'importante émission diffuse. La variabilité du signal est certainement l'ingrédient le plus direct pour associer une source à un système binaire, un pulsar ou un AGN. Pour les PWNe ou les SNRs, cette caractéristique n'est pas attendue¹⁰ et l'association repose principalement sur leurs morphologies : la découverte d'une extension cohérente de la source dans différentes bandes d'énergie peut aider à l'associer à une contrepartie potentielle. De plus, les études multi-longueurs d'onde peuvent aussi aider à déterminer les mécanismes d'émissions produisant les photons γ . Cela a déjà été fait pour plusieurs SNRs détectés par le LAT [14].

Ici, nous nous concentrons sur 4FGL J1409.1-6121e, l'une des sept sources signalées comme confuses ou contaminées par le fond diffus dans le catalogue de sources étendues de Fermi [18], dont la carte de TS est donnée Figure 5.3. On rappelle que cette source est modélisée spatialement par un disque de rayon $0.73^\circ \pm 0.02^\circ \pm 0.06^\circ$ (ou une gaussienne de $0.51^\circ \pm 0.02^\circ$) centré sur les coordonnées célestes (RA, DEC) = (212.29°, -61.35°) et contient les 5 pulsars puissants de notre région. Son spectre est une PL d'indice $2.38 \pm 0.10 \pm 0.02$ et son flux dépend fortement de son modèle spatial. On trouve également dans cette région la binaire 4FGL J1405.1-6119 que nous avons évoqué plus haut aux coordonnées (RA, DEC) = (211.30°, -61.33°). De plus, le SNR G312.4-0.4 a été découvert par MOST [69] proche des pulsars PSR J1412-6145 de 50 kyr et PSR J1413-6141 de 14 kyr mais leur association est toujours en questionnement. Aux énergies radio, ce SNR a une morphologie en forme de coquille avec une émission très faible au sud et sa partie brillante à l'ouest dans les données ATCA est très probablement une PWN [96]. Dans cet article, des observations ont aussi été faites dans la raie HI à 21 cm et des spectres d'absorption produits pour obtenir une limite inférieure sur la distance du SNR de 6 kpc. Lors de sa découverte, le SNR avait été estimé à au moins 3.8 kpc en regardant les spectres d'absorption de H₂CO et à 5.4 ± 1.5 kpc en calculant la relation $\Sigma - D$ entre sa luminosité de surface en radio (Σ) et son diamètre (D) [69]. Ensuite en 1998 [67], la

1985 : spectres d'absorption de H ₂ CO relation $\Sigma - D$ en radio	> 3.8 kpc 5.4 ± 1.5 kpc
1998 : relation $\Sigma - D$ en radio	3 ± 1 kpc
2003 : spectres d'absorption de la raie HI	> 6 kpc
2020 : extinction du relevé photométrique dans le proche IR	4.41 ± 0.50 kpc
2022 : réinterprétation des spectres d'absorption de la raie HI de 2003	3.5 ± 0.5 kpc

TABLE 5.9 – Résumé des distances du SNR G312.4-0.4 au cours des années.

distance du SNR a été calculée à 3 ± 1 kpc avec la même relation et à partir des données du catalogue de Green de 1996 [126]. Cet article avait trouvé aussi un âge de $2.6 \pm 2.2 \times 10^4$ kyr pour le SNR. Plus récemment, une publication de 2022 [212] ré-interprète les spectres d'absorption obtenus dans [96] et suggère que le SNR est plutôt situé à une distance de 3.5 ± 0.5 kpc. Ceci est en meilleur

9. Fermi-LAT catalogues

10. À l'exception de la PWN du Crabe qui est suffisamment brillante pour observer sa variabilité.

accord avec la distance 4.41 ± 0.50 kpc dérivée de l'article de 2020 [250] qui observe une extinction supplémentaire dans le relevé photométrique dans le proche IR de la Voie lactée, "VISTA Variables in The Via Lactea", par rapport aux zones environnantes. L'ensemble de ces distances est rappelé dans la Table 5.9. Par ailleurs, ce SNR est situé à proximité d'une ligne d'émission de maser détectée à 1720 MHz avec le télescope Parkes de 64 m, ce qui est une évidence de l'interaction avec un MC [114], faisant de G312.4-0.4 un candidat idéal pour une émission γ produite par l'accélération de protons.

À l'aide des données du Fermi-LAT accumulées pendant 14 ans, nous avons effectué une analyse complète de la région à 312° montrant une émission étendue et confuse qui varie avec l'énergie. La Figure 5.24 montre les excès significatifs entre 10 GeV et 30 GeV et entre 30 GeV et 3 TeV. Nous avons utilisé les fonctions de réponse des instruments (IRFs) et les modèles de fond diffus les plus récents. Nous allons décrire, tout d'abord, les observations du LAT que nous avons utilisées, puis nous présenterons les résultats obtenus à partir d'une analyse morphologique et spectrale détaillée de ces données. Enfin, nous discuterons des principales implications de ces résultats concernant l'origine du signal de rayons γ détecté.

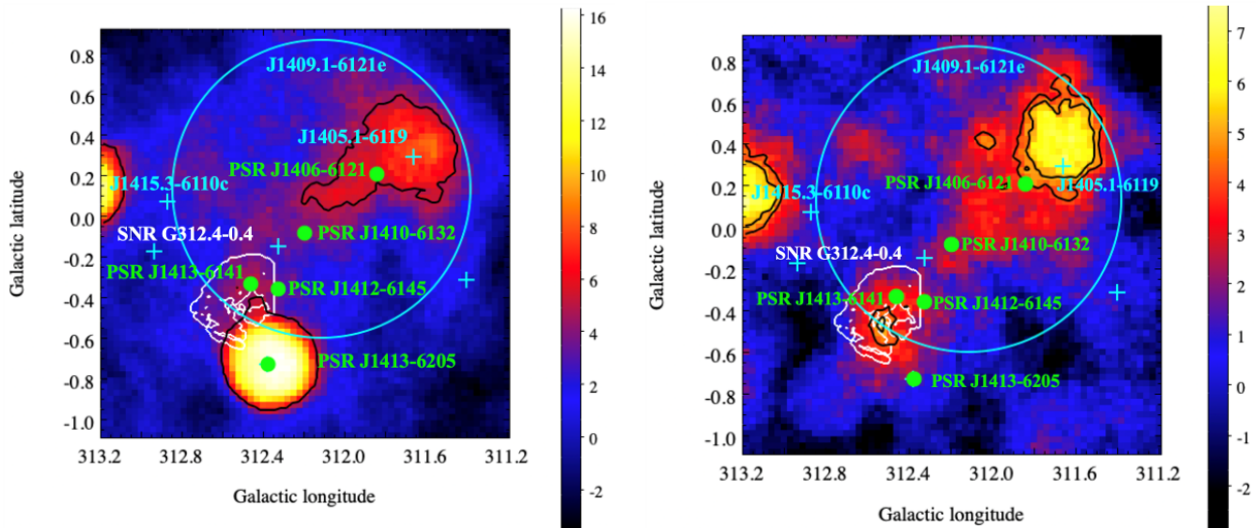


FIGURE 5.24 – Cartes de signification de l'excès dans la région à 312° avec les données du Fermi-LAT entre 10 GeV et 30 GeV (*Gauche*) et entre 30 GeV et 3 TeV (*Droite*) obtenues avec *gammapy*. Les sources en cyan proviennent du catalogue 4FGL DR3 [8], les 5 pulsars de la Table 5.1 sont en vert et le contour radio des données MOST sans la probable PWN en blanc [96].

Tous les résultats ont été obtenus avec *gammapy* et avec *fermipy*. Les deux analyses montrent un bon accord entre les deux outils sur les cartes et les spectres que nous verrons ensuite. Cependant, la signification des sources d'intérêt peut être affectée dans l'analyse *gammapy* par la limitation de la taille de la région d'intérêt (ROI) avec le logiciel. La région a été limitée avec ce dernier pour assurer une convergence, entraînant une surestimation du diffus. De plus, nous présentons avec *gammapy* des cartes en signification et avec *fermipy* des cartes de TS. La signification et le TS de ces cartes ne correspondent pas (cf. Chapitre 4 pour la différence de définition de ces deux types de cartes). La Figure 5.25 présente l'excès visible dans la région lorsque seule 4FGL J1409.1-6121e est retirée du modèle d'ajustement de la ROI. Nous montrerons principalement les résultats obtenus avec *fermipy* car l'outil est validé par la collaboration Fermi. Ce sont ces derniers qui apparaissent dans notre article en cours de publication intitulé "Fermi-LAT detection of the supernova remnant G312.4-0.4 in the vicinity of 4FGL J1409.1-6121e". La suite de l'analyse que nous allons expliquer reprend en grande partie cet article.

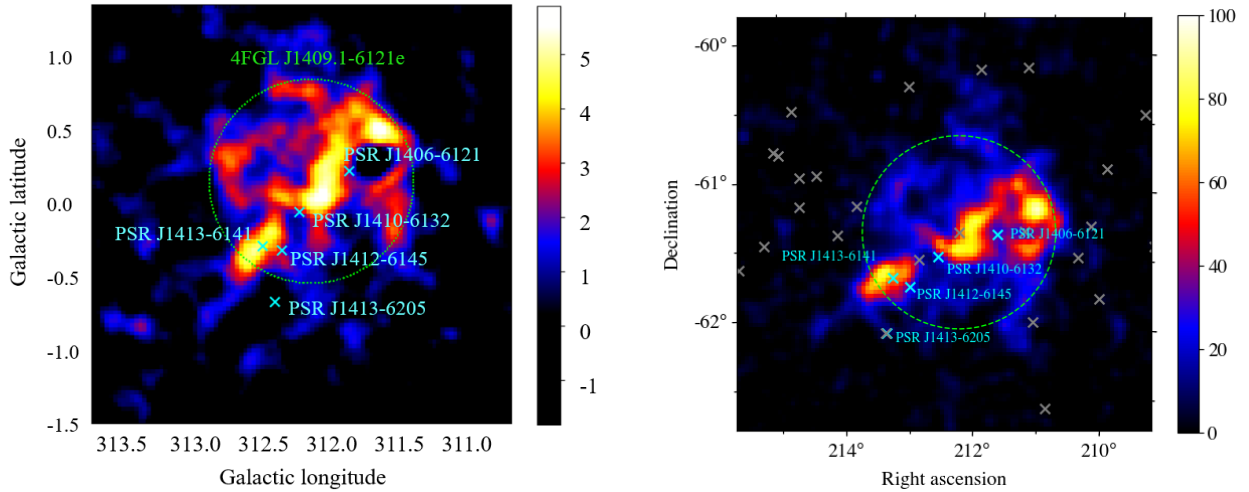


FIGURE 5.25 – Cartes de l’excès dans la région à 312° avec les données du Fermi-LAT entre 10 GeV et 3 TeV. L’émission de toutes les sources du catalogue 4FGL DR3 est prise en compte excepté celle de 4FGL J1409.1-6121e. *Gauche* : Carte de signification obtenue avec *gammapy* en ajustant toutes les sources du catalogue sur 9° . 9° est choisi par rapport aux contraintes du logiciel mais peut surestimer l’ajustement du diffus et donc sous-estimer les sources d’intérêt. *Droite* : Carte de TS obtenue avec *fermipy* en ajustant toutes les sources du catalogue sur 15° . Le cercle pointillé vert correspond à 4FGL J1409.1-6121e dans le catalogue FGES [18], les croix cyan aux 5 pulsars de la Table 5.1 et les croix grises aux sources du catalogue 4FGL DR3 qui ont été ajustées.

5.3.1 Préparation et sélection des données

Nous avons vu que le Fermi-LAT détecte les photons de 20 MeV à plus de 500 GeV [39]. L’analyse suivante est effectuée en utilisant 14 ans de données du LAT, du 4 août 2008 au 3 août 2022, et ces données sont centrées sur la source très étendue 4FGL J1409.1-6121e. La version actuelle des données reconstruites est P8R3 (cf. Chapitre 3) [37] [62]. Nous utilisons la sélection de la classe d’événements ”source” avec les IRFs P8R3_SOURCE_V3¹¹. Un angle zénithal maximal de 100° entre 300 MeV et 3 GeV et de 105° au-delà de 3 GeV est appliqué pour réduire la contamination du limbe terrestre. Les intervalles de temps durant lesquels le satellite passe à travers l’Anomalie de l’Atlantique Sud sont exclus. Nos données sont également filtrées en supprimant les intervalles de temps autour des éruptions solaires et des sursauts γ brillants. Toute la réduction des données et les calculs d’exposition ont été effectués à l’aide des outils du LAT : la version 2.2.0 des *fermitools* et la version 1.2 de *fermipy* [257]. Les résultats finaux ont été obtenus avec *fermipy* et la version 0.20 de *gammapy* [92].

Nous effectuons une analyse de vraisemblance par échantillonnage sur l’énergie avec 10 intervalles d’énergie par décade. Nous tenons compte aussi de l’effet de dispersion de l’énergie (cf. Chapitre 3). La correction de la dispersion en énergie opère sur les spectres avec deux intervalles supplémentaires en-dessous et au-dessus du seuil de l’analyse (en utilisant $\text{edisp_bins} = -2$ ¹²). Elle est appliquée sur chaque source du modèle excepté le modèle d’émission diffuse isotrope. Ce dernier correspond au fond résiduel et au rayonnement extragalactique et est décrit par une seule composante isotrope avec la forme spectrale du modèle du fichier `iso_P8R3_SOURCE_V3_v1.txt`. Le diffus galactique, quant à lui, est modélisé par le fichier standard `gll_iem_v07.fits`. Tous deux sont détaillés au chapitre 4 et

11. Fermi LAT Performance

12. Dispersion de l’énergie avec *Pass 8*

donnés dans le "Fermi Science Support Center" (FSSC)¹³.

Comme la PSF du Fermi-LAT dépend de l'énergie et est large à basse énergie, nous avons, avec *fermipy*, commencé l'analyse morphologique à 10 GeV tandis que l'analyse spectrale a été faite de 300 MeV à 3 TeV. L'énergie minimale de 10 GeV a également été choisie pour limiter la contamination par les deux pulsars brillants dans Fermi, PSR J1410-6132 et PSR J1413-6205, situés respectivement à 0.2° et 0.9° du centre de la région d'analyse. L'énergie minimale de 300 MeV limite la densité de sources et l'émission diffuse galactique qui deviennent beaucoup trop importantes à plus basse énergie. Avec l'outil *gammapy*, l'analyse morphologique et spectrale ont été réalisées en même temps au-dessus de 10 GeV. L'énergie maximale de 3 TeV est choisie à la limite la plus haute sur laquelle sont définis les diffus galactiques et isotropes pour pouvoir recouper les données H.E.S.S..

5.3.2 Analyse spectro-morphologique de la région

Analyse morphologique

L'analyse morphologique a été effectuée avec des intervalles spatiaux de 0.03° sur une région quasiment de la taille de celle dans H.E.S.S. de 9° × 9°. Nous avons inclus toutes les sources du catalogue 4FGL DR3 de 12 ans de données du LAT [8] dans une région 15° × 15° (avec *fermipy* et 9° × 9° avec *gammapy*). La taille de la région d'ajustement permet d'éviter la contamination de notre ROI avec une source qui n'aurait pas été considérée dans un modèle de source et qui serait alors ajustée avec le diffus. Si ce dernier est surestimé, les sources d'intérêt perdent en significativité. Dans un premier temps, seuls les paramètres spectraux des sources situées jusqu'à 3° du centre de la ROI ont été ajustés simultanément avec les émissions diffuses galactiques et isotropes. Au cours de cette procédure, le modèle spectral de 4FGL J1409.1-6121e en LP a été utilisé pour reproduire l'émission γ de la source étendue fixant son modèle spatial au disque de rayon 0,73° publié [18]. Pour rechercher des sources supplémentaires dans la ROI, nous avons calculé une carte de TS. Pour rappel, cette carte teste à chaque pixel la signification d'une source avec un indice spectral de 2 contre l'hypothèse nulle : $TS = 2(\ln \mathcal{L}_1 - \ln \mathcal{L}_0)$, où \mathcal{L}_0 et \mathcal{L}_1 sont les vraisemblances du modèle de fond seul (ici l'hypothèse nulle correspond au modèle avec toutes les sources du 4FGL DR3) et de l'hypothèse testée (nouvelle source et fond). Nous avons ajouté itérativement deux sources ponctuelles dans le modèle lorsque $TS > 25$. Nous avons localisé les deux sources supplémentaires à (RA, DEC = 205.36°, -63.63°; 215.14°, -64.39°) et nous avons ajusté leurs paramètres spectraux en PL. Cette carte de TS a également mis en évidence des résidus au niveau des PWNe du Kookaburra. 4FGL J1417.7-6057 n'a plus une morphologie ponctuelle comme dans le 4FGL DR3 mais gaussienne d'extension $0.09^\circ \pm 0.02^\circ$. Pour 4FGL J1420.3-6046e, la gaussienne est aussi préférée au disque avec une extension de $0.10^\circ \pm 0.03^\circ$.

Nous avons ensuite effectué l'analyse morphologique de 4FGL J1409.1-6121e, dont les meilleures paramètres sont présentés dans la Table 5.10. À chaque étape, nous ajustons les paramètres spatiaux et spectraux des nouvelles composantes, la source associée à 4FGL J1409.1-6121e étant ajustée avec un modèle spectral de LP alors que toutes les autres nouvelles composantes sont ajustées avec un modèle de PL simple. Lors de l'utilisation de modèles géométriques, la position et la taille angulaire des sources d'intérêt sont ajustées. Les différentes étapes de la procédure sont les suivantes :

- L'ajustement d'un disque pour la source 4FGL J1409.1-6121e (modèle 1).
- Le remplacement du disque par une gaussienne (modèle 2), que l'on peut voir sur la carte au centre de la Figure 5.26.
- La génération et l'ajout d'un modèle spatial fait avec les données de MOST personnalisé du SNR G312.4-0.4 en plus de la gaussienne de 0.46° qui modélise maintenant 4FGL J1409.1-6121e (modèle 3).

13. Modèles de fond du Fermi LAT

- Enfin l'ajout d'une seconde gaussienne au modèle, qu'on appelle gaussienne 2, de taille 0.11° (modèle 5). Cette dernière étape permet d'obtenir le meilleur ajustement aux données, comme le montre la Figure 5.26 (à droite).

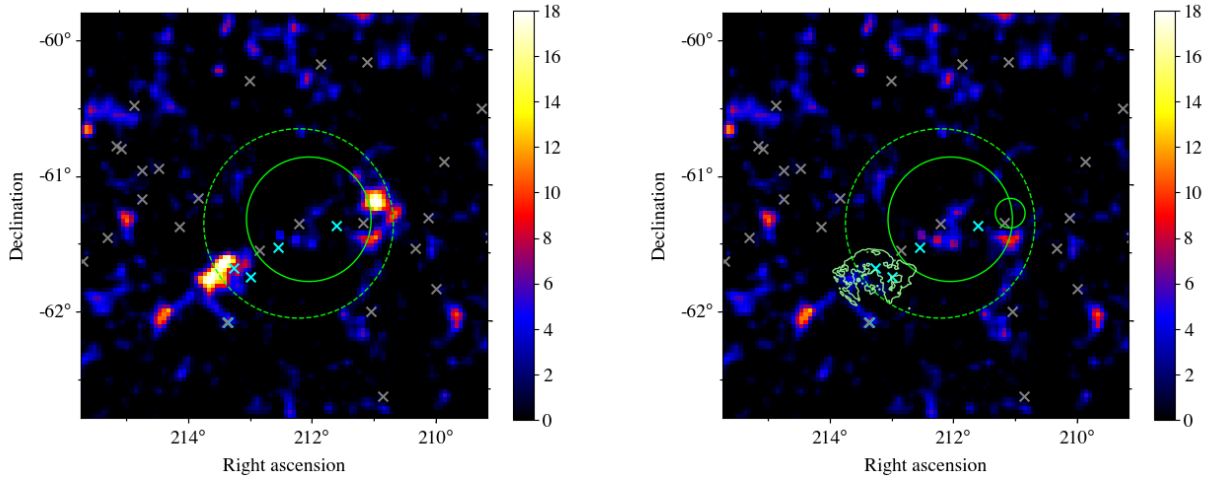


FIGURE 5.26 – Cartes de TS résiduelles de $3^\circ \times 3^\circ$ autour de 4FGL J1409.1-6121e au-dessus de 10 GeV. Le rayon du disque de 4FGL J1409.1-6121e dans le catalogue FGES est en vert pointillé, les meilleures gaussiennes sont des lignes continues vertes, les sources du catalogue 4FGL DR3 des croix grises et les 5 pulsars de la Table 5.1 des croix cyan. *Gauche* : Incluant le modèle 2 : 4FGL J1409.1-6121e en gaussienne. *Droite* : Incluant le modèle 5 : 4FGL J1409.1-6121e en gaussienne, SNR G312.4-0.4 avec le modèle MOST (en vert) et une gaussienne proche de 4FGL J1405.1-6119.

Nom de la source	Position (RA, DEC)	Extension de la gaussienne σ	TS
4FGL J1409.1-6121e	(212.14°, -61.32°)	0.46°	5351
Gaussienne 2	(211.22°, -61.26°)	0.11°	64

TABLE 5.10 – Paramètres spatiaux ajustés avec les données du LAT des 2 gaussiennes du modèle 5 entre 10 GeV - 3 TeV.

La Table 5.11 permet de conclure que le meilleur modèle pour décrire la région avec les données Fermi est le modèle 5 contenant une grande gaussienne associée à 4FGL J1409.1-6121e, une autre petite gaussienne et un contour radio de MOST du SNR G312.4-0.4 coupé au niveau de l'aile ouest, très probablement associée à une PWN [96]. Comme nous l'avons vu, la comparaison des modèles se fait avec le TS, c'est à dire la différence de vraisemblances entre deux modèles imbriqués. Lorsque ces derniers ne le sont pas (comme le disque et le modèle MOST du SNR), on peut les comparer de manière plus générale avec la différence des critères d'Akaike [28] $\Delta AIC = 2 \times (\Delta d.o.f - \Delta \ln \mathcal{L})$. Nous avons calculé $AIC_{disk} - AIC_i$ pour comparer l'hypothèse du disque simple et celle des modèles plus complexes. Pour l'émission étendue associée spatialement à G312.4-0.4, sa détection significative correspond à un $TS = 30.2$, soit 5.1σ pour deux degrés de liberté supplémentaires, si l'on considère le modèle MOST coupé par rapport à l'hypothèse d'absence d'émission. Ceci est également clairement observé dans la carte d'excès de TS à gauche de la Figure 5.28 mettant en évidence l'excellente corrélation entre l'émission de rayons γ et les contours radio. Et si l'on considère les modèles spatiaux plus complexes 6 et 7 où, respectivement, nous ajoutons l'aile ouest du modèle radio ou remplaçons le modèle radio par un disque avec un degré de liberté supplémentaire, l'ajustement ne s'améliore pas

Modèle spatial (nombre)	Vraisemblance	Nombre de degrés de liberté	$AIC_{disk} - AIC_i$
Disk (1)	- 83832.1	5	0
Gaussienne (2)	- 83819.2	5	25.8
Gaussienne + SNR MOST (3)	- 83804.1	7	52.0
Gaussienne + SNR MOST + source ponctuelle (4)	- 83792.6	11	67.0
Gaussienne + SNR MOST coupé + gaussienne (5)	- 83784.6	12	81.0
Gaussienne + SNR MOST entier + gaussienne (6)	- 83787.0	12	76.2
Gaussienne + SNR disque + gaussienne (7)	- 83785.2	15	73.8

TABLE 5.11 – Résultats des ajustements des modèles spatiaux dans Fermi entre 10 GeV - 3 TeV avec : les valeurs de vraisemblances, le nombre d.o.f et $\Delta AIC = AIC_{disk} - AIC_i$ entre des modèles i et celui de 4FGL J1409.1-6121e en disque. Les modèles MOST coupé et MOST entier sont considérés indépendants. Le meilleur modèle est en bleu.

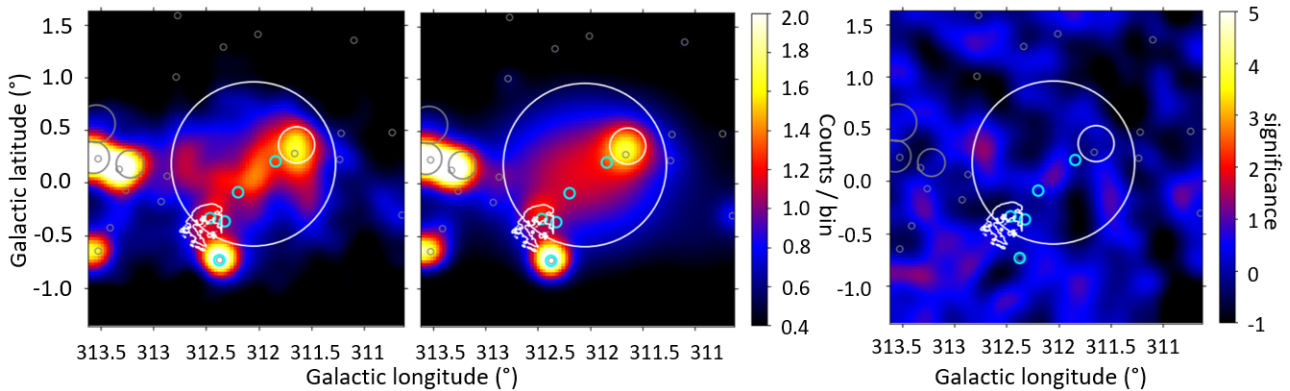


FIGURE 5.27 – Cartes faites avec *gammapy* d'un carré de 3° centré sur 4FGL J1409.1-6121e du meilleur modèle 3D dans la région, avec les données du Fermi-LAT et corrélées uniformément sur 0.1°. Le modèle 5 est en blanc avec le contour MOST du SNR coupé, les 5 pulsars en cyan et les sources du 4FGL DR3 en gris. *Gauche* : Nombre d'évènements observés par intervalle de 0.1°. *Milieu* : Nombre d'évènements prédits par intervalle de 0.1° pour le modèle 5. *Droite* : Carte résiduelle (différence entre les données et le modèle ajusté) de signification.

de manière significative. Finalement, la Table 5.10 résume les paramètres spatiaux de notre meilleur modèle ; la source étendue représentant l'émission de 4FGL J1409.1-6121e est conservée sous son nom d'origine, bien que le centroïde du meilleur ajustement soit légèrement décalé par rapport à la valeur d'initialisation (RA, Dec = 212.29°, -61.353°).

En suivant la même procédure, l'analyse avec *gammapy* reconstruit le meilleur modèle 3D obtenu avec *fermipy*. Il contient notamment le modèle MOST du SNR coupé, la gaussienne 2 d'extension 0.12° et la gaussienne correspondant à 4FGL J1409.1-6121e d'extension 0.52°. Tous les paramètres spatiaux et spectraux se recoupent avec les erreurs statistiques entre les études *fermipy* et *gammapy*, excepté pour l'extension de 4FGL J1409.1-6121e qui est un peu plus grande et cohérente avec le

sigma de 0.51° dans le catalogue FGES. On peut voir Figure 5.27 les cartes d'évènements observées, prédits par le meilleur modèle de *gammapy* et la carte de résidus après ajustement de ce modèle.

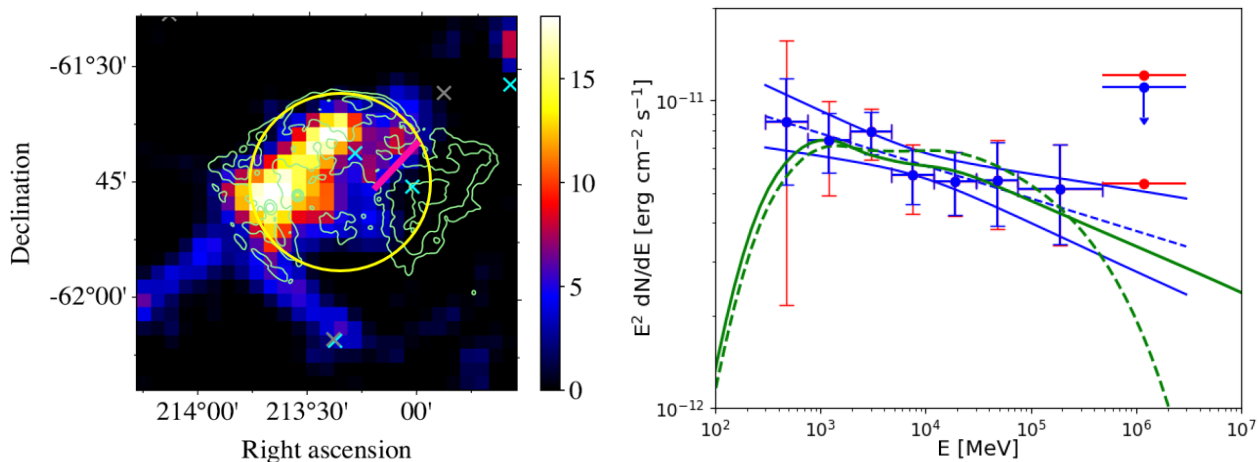


FIGURE 5.28 – *Gauche* : Zoom de la carte de TS à la position du SNR G312.4-0.4 au-dessus de 10 GeV (sans inclure le SNR dans le modèle) avec la même légende que la Figure 5.26 et en jaune le meilleur disque ajusté pour le SNR et en rose la coupure effectuée sur le modèle MOST. *Droite* : SED du SNR G312.4-0.4 avec le modèle MOST coupé. Les barres d'erreur bleues représentent les incertitudes statistiques et les rouges les incertitudes statistiques et systématiques ajoutées en quadrature. Le dernier point bleu est une limite supérieure avec ses valeurs minimale et maximale en rouge obtenues lorsque l'on prend en compte les systématiques. Les modèles hadroniques d'une zone considérant une distribution de protons suivant une pure PL d'indice 2.2 (ligne verte) ou une ECPL d'indice 2.1 avec une coupure à 10 TeV (ligne verte pointillée) sont superposés.

Analyse spectrale

En utilisant le modèle spatial le mieux adapté (modèle 5 dans la Table 5.11), nous avons effectué l'analyse spectrale avec *fermipy* de 300 MeV à 3 TeV sur une région de $15^\circ \times 15^\circ$, en incluant toutes les sources du catalogue 4FGL DR3 sur une région de $25^\circ \times 25^\circ$. L'analyse avec *gammapy*, cependant, a été réalisée sur la même région et la même bande en énergie que l'analyse morphologique car l'outil ne permet pas d'étudier de trop grands champs de vue avec un très grand nombre de sources. Dans tous les cas, la méthode de la somme des vraisemblances a été utilisée pour ajuster simultanément des événements de directions reconstruites avec une qualité différente (classe de PSF0 à PSF3, cf. Chapitre 3)¹⁴. En-dessous de 3 GeV, nous utilisons les événements PSF1, PSF2 et PSF3 avec des échantillons spatiaux de 0.15° et au-delà, tous les types d'évènements avec des échantillons spatiaux de 0.05° .

Nous avons commencé par vérifier s'il était nécessaire d'ajouter des sources dans le modèle en examinant les cartes de TS résiduelles au-dessus de 300 MeV. Six sources supplémentaires ont été détectées à (RA, Dec = 197.96°, -62.72°; 203.80°, -62.61°; 205.23°, -61.84°; 205.50°, -62.42°; 212.57°, -59.31°; 225.67°, 59.07°) qui n'étaient pas vues entre 10 GeV - 3 TeV et toutes situées à plus de 2° du centre de notre ROI. Nous avons ensuite testé un modèle de PL simple et une LP pour les trois sources étendues détectées dans notre modèle 5. Au cours de cette procédure, les paramètres spectraux des sources situées jusqu'à 3° du centre du ROI ont à nouveau été laissés libres pendant

14. Classification des événements du LAT

l'ajustement, comme ceux des émissions diffuses galactiques et isotropes. L'amélioration entre le modèle de la PL et la LP a été testée à l'aide du calcul du TS. Elle n'est significative que dans le cas de la large gaussienne coïncidant avec 4FGL J1409.1-6121e.

Les erreurs systématiques sur l'analyse morphologique et spectrale dépendent de nos incertitudes sur le modèle d'émission diffuse galactique, sur la surface efficace et sur la forme spatiale de la source. La première est calculée en utilisant huit modèles alternatifs d'émission diffuse (cf. Chapitre 4) suivant la même procédure que dans le catalogue de SNRs du LAT [14] et la seconde est obtenue en appliquant deux fonctions d'échelle sur l'aire efficace suivant la méthode standard définie dans l'article [15]. Nous considérons l'impact sur les paramètres spectraux lorsque l'on change le modèle spatial MOST coupé pour le meilleur ajustement du disque pour le SNR. Ces trois sources d'incertitudes systématiques ont été additionnées en quadrature pour représenter l'incertitude systématique totale. Les paramètres spectraux des trois sources sont présentés dans la Table 5.12, avec leurs erreurs systématiques estimées.

Source name	Indice spectral / Paramètre de courbure de la LP	Flux d'énergie F_E (300 MeV - 3 TeV) (10^{-11} erg cm^{-2} s^{-1})	TS	TS_{LP}
G312.4-0.4	$2.10 \pm 0.05 \pm 0.04$	$2.8 \pm 0.3 \pm 0.2$	177	0.1
J1409.1-6121e	$1.96 \pm 0.03 \pm 0.03 /$ $0.60 \pm 0.07 \pm 0.02$	$25.4 \pm 0.5 \pm 0.9$	5370	65.2
Gaussienne 2	$1.86 \pm 0.06 \pm 0.05$	$2.5 \pm 0.4 \pm 0.7$	64	2.9

TABLE 5.12 – Paramètres spectraux ajustés avec les données du LAT des sources du modèle 5 entre 300 MeV - 3 TeV. La première (deuxième) erreur représente l'erreur statistique (systématique). Le TS par rapport à l'hypothèse sans la source et le TS_{LP} du modèle spectral en LP par rapport à celui en PL sont donnés.

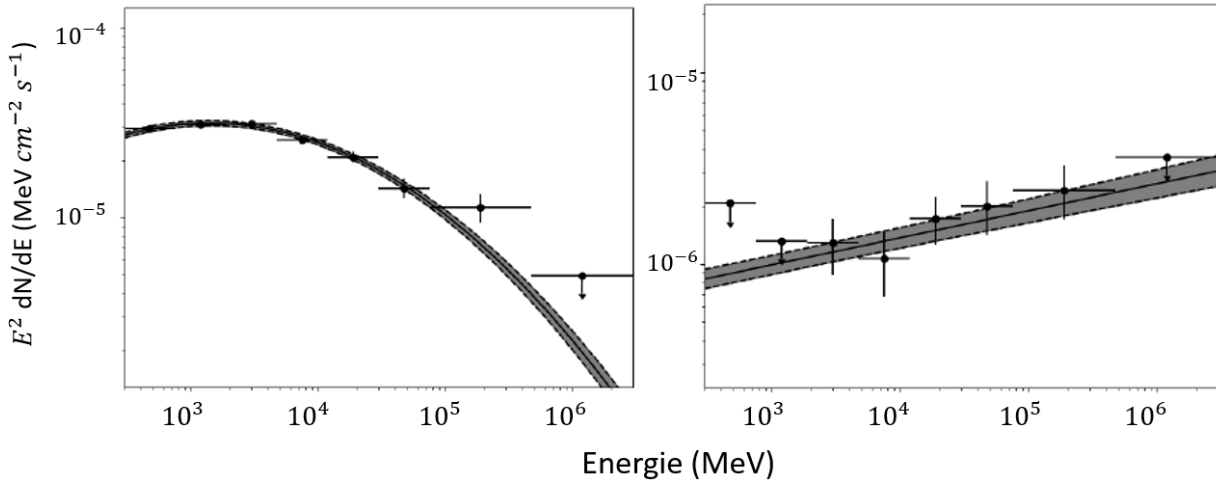


FIGURE 5.29 – SEDs des données du LAT entre 300 MeV - 3 TeV avec les erreurs statistiques. *Gauche* : 4FGL J1409.1-6121e en gaussienne et LP. *Droite* : gaussienne 2 en PL.

Nous avons finalement construit les SEDs des trois sources avec les données du LAT, celle du SNR G312.4-0.4 est montrée à droite de la Figure 5.28 et les deux autres à la Figure 5.29. Le domaine d'énergie 300 MeV - 3 TeV a été divisé en tranches d'énergie logarithmiquement égales et

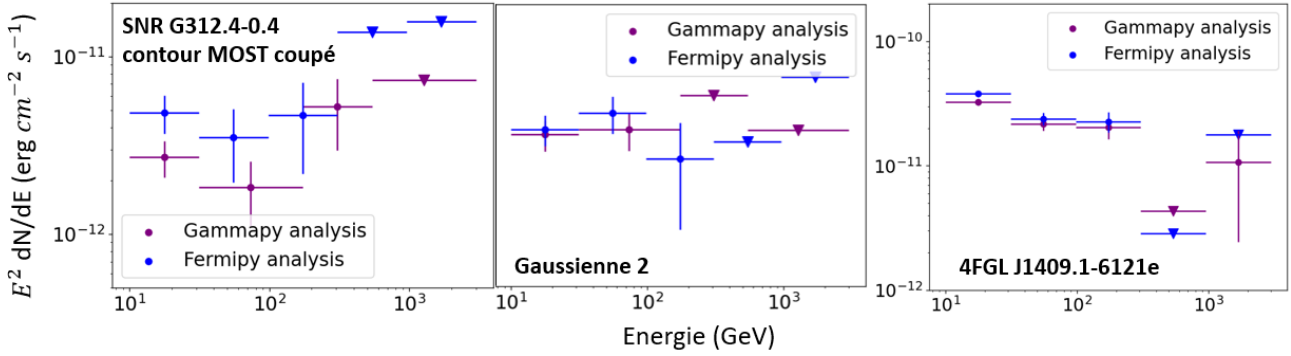


FIGURE 5.30 – Points spectraux du LAT du SNR G312.4-0.4 (*Gauche*), de gaussienne 2 (*Milieu*) et de 4FGL J1409.1-6121e (*Droite*) de 10 GeV à 3 TeV avec *gammapy* et *fermipy*. Les normes systématiquement inférieures avec *gammapy* peuvent être causées par la surestimation du diffus.

en effectuant une analyse spectrale du maximum de vraisemblance pour estimer le flux de photons dans chaque intervalle, en supposant une forme de PL d'indice 2 fixé pour la source. Les normes de l'émission galactique diffuse et isotrope ont été laissées libres dans chaque tranche d'énergie ainsi que celles des sources situées à moins de 3° . Une limite supérieure de 95% C.L. est calculée lorsque $TS < 1$, qui correspond à la convention du catalogue de Fermi [5]. Les intervalles d'énergie avec des limites supérieures juxtaposés ont été combinés afin de réduire les incertitudes statistiques. Enfin, la Figure 5.30 montre les points spectraux calculés entre 10 GeV et 3 TeV des trois sources du meilleur modèle et donc l'accord entre l'analyse *gammapy* et l'analyse *fermipy*.

5.3.3 Discussion et synthèse avec les données Fermi

En utilisant 14 ans de données LAT et une analyse spectro-morphologique plus précise, nous avons pu détecter de manière significative trois sources dans la région de la source étendue 4FGL J1409.1-6121e. La plus brillante, coïncidant avec 4FGL J1409.1-6121e, n'a été que légèrement affectée par nos statistiques accrues et notre ré-analyse puisque ses paramètres spectraux et son extension gaussienne sont cohérents avec ceux de sa détection initiale (Table 3 de [18]) mais son centroïde est légèrement décalé, en plus d'utiliser une gaussienne de plus petite taille de 0.46° . Les autres différences principales sont la détection d'une nouvelle source dont l'émission γ est bien corrélée avec la coquille radio du SNR G312.4-0.4, et la détection d'une seconde source gaussienne plus petite qui se trouve à proximité du système binaire 4FGL J1405.1-6119.

La luminosité en rayons γ , L_γ , est calculée avec la distance D et le flux F_E de la Table 5.12 :

$$L_\gamma = 4\pi \times D^2 \times F_E$$

donc celle de la large gaussienne coïncidente avec 4FGL J1409.1-6121e correspond à $2.36 \times 10^{34} (D/1\text{kpc})^2 \text{ erg s}^{-1}$. Cela peut être comparé à la puissance rotationnelle des deux pulsars les plus proches : $1.0 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$ pour PSR J1410-6132 localisé à 13.51 kpc et $2.2 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ pour PSR J1406-6121 localisé à 7.3 kpc [181]. La perte d'énergie de rotation très élevée de PSR J1410-6132 serait suffisante pour alimenter la source de rayons γ mais à la distance supposée du pulsar de 13.51 kpc, l'extension γ de la source impliquerait une extension physique d'au moins 108 pc. Cela démontre que 4FGL J1409.1-6121e est certainement une source confuse comme cela a déjà été suggéré dans le catalogue FGES [18] et est cohérent avec les cartes vues dans H.E.S.S.. De la même manière, la luminosité γ de la petite gaussienne proche du système binaire 4FGL J1405.1-6119

correspond à $2.82 \times 10^{33} (D/1\text{kpc})^2 \text{ erg s}^{-1}$. Il est peu probable que cette luminosité élevée soit alimentée uniquement par le pulsar PSR J1406-6121 proche, car il faudrait un rendement de conversion de la perte d'énergie rotationnelle en rayons γ d'environ 50%. Le flux F_E pourrait également être surestimé en raison de la contamination par une émission Compton inverse ponctuelle produite par la deuxième composante du système binaire 4FGL J1405.1-6119, comme c'est le cas dans d'autres binaires à rayons γ [101]. Ainsi, les deux gaussiennes, 4FGL J1409.1-6121e et gaussienne 2, restent non identifiées et, parmi les trois sources étendues dans cette région, seule celle coïncidant avec le SNR peut être associée avec certitude grâce à la connexion trouvée avec les contours radio de MOST.

La luminosité γ de la source en coïncidence avec le SNR G312.4-0.4 est $1.80 \times 10^{33} (D/1\text{kpc})^2 \text{ erg s}^{-1}$ entre 1 GeV et 100 GeV, qui est parmi les SNRs les plus faibles détectés par le LAT [14]. Cette valeur est proche de la luminosité de la SNR Puppis A de 4 kyr dans lequel une interaction du choc avec un nuage a été rapportée à l'est [156] : $5.58 \times 10^{33} (D/1\text{kpc})^2 \text{ erg s}^{-1}$ [169]. Il est intéressant de noter que la forme spectrale rapportée ici sur la détection du LAT¹⁵ est similaire à celle rapportée pour Puppis A avec une PL pure d'indice d'environ 2.1. Les publications [169] et [259] ont montré que, bien que les modèles à dominante Compton inverse et à dominante Bremsstrahlung puissent expliquer marginalement l'émission de rayons γ , le modèle à dominante hadronique semble plus plausible car les deux premiers scénarios nécessitent des rapports électron-proton supérieurs à 0.1 (pour réduire l'émission due à l'interaction proton-proton), en excès par rapport à l'abondance des rayons cosmiques. La même conclusion s'appliquerait ici en raison de l'énergétique similaire aux énergies des rayons γ . Pour cette raison et par manque de données multi-longueurs d'onde sur la source, en particulier en rayons X, l'article que nous avons écrit s'est concentré sur le scénario hadronique. Ceci a permis d'obtenir des contraintes à partir des données de rayons γ .

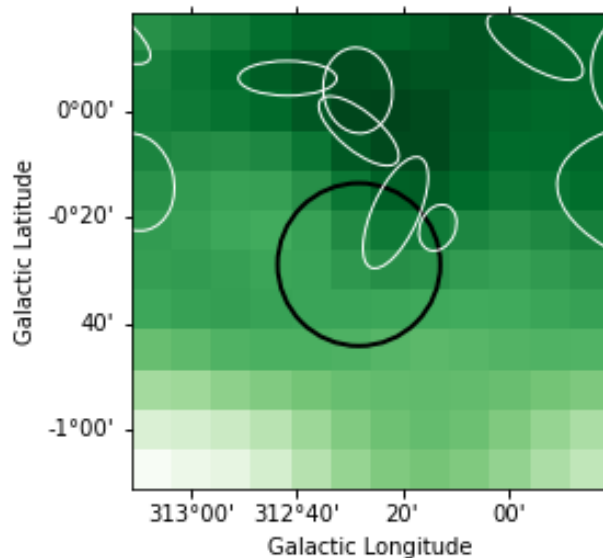


FIGURE 5.31 – Carte de CO extraite de [85] avec les nuages moléculaires de la région en blanc donnés par [218]. Le cercle noir correspond au meilleur ajustement du SNR en disque qui pourrait être en interaction avec le plus grand des deux nuages en coïncidence (la distance du petit étant largement trop grande) (Crédit : Atreyee Sinha).

Nous avons utilisé le package *Naima* [262] pour modéliser le spectre des rayons γ , avec une seule population pour des raisons de simplicité. En réalité, l'émission peut provenir d'un certain nombre de régions, telles que l'enveloppe principale du milieu ambiant choqué, ou de la ré-accélération de rayons

15. Une nouvelle analyse du SNR avec plus de données a permis de détecter la présence d'une rupture à 8 GeV [259]

cosmiques préexistants par des chocs radiatifs dans les nuages adjacents. Le meilleur ajustement obtenu sur la source en supposant une distribution de protons suivant une PL pure d'indice 2.2 ou une ECPL d'indice 2.1 avec une coupure à 10 TeV est superposé aux points spectraux à droite de la Figure 5.28. Les deux modèles requièrent une énergie totale des protons des CRs de $W (>1 \text{ GeV}) \sim 5 \times 10^{50} (n/1 \text{ cm}^{-3}) \text{ erg}$. Cela implique que les distances supérieures à 4 kpc sont défavorisées, dans le scénario hadronique, sauf si le milieu est très dense. Il est intéressant de noter que le catalogue des MCs dans la Voie lactée [218] rapporte la présence d'un nuage dense à une distance de $D_{\text{nuage}} = 3.68 \text{ kpc}$, avec une masse totale de $M_{\text{nuage}} = 4.5 \times 10^4 M_{\odot}$. Son rayon $R_{\text{nuage}} = 14.42 \text{ pc}$ est obtenu suivant la formule du catalogue :

$$R_{\text{nuage}} = 1.9 \sigma_r D_{\text{nuage}} \times 10^3 \quad \text{avec} \quad \sigma_r = \sqrt{\sigma_{\text{major}} \times \sigma_{\text{minor}}}$$

σ_{major} correspond à la taille spatiale selon l'axe majeur et σ_{minor} celle selon l'axe perpendiculaire, ils sont donnés dans le catalogue. Le volume du nuage V_{nuage} est ensuite obtenu en supposant une sphère et sa densité moyenne μ_{nuage} s'obtient par :

$$\mu_{\text{nuage}} = \frac{M_{\text{nuage}}}{\mu_{\text{mH}} V_{\text{nuage}}}$$

avec μ_{mH} la masse moyenne d'un atome dans l'ISM, $\mu \simeq 1.4$ et m_{H} est la masse de l'hydrogène (H) en g [158]. Ceci implique $\mu_{\text{nuage}} = 103 \text{ cm}^{-3}$ et une énergie injectée dans les protons de seulement 0.5% de l'énergie cinétique d'une supernova. Cette estimation de l'énergie doit être considérée comme une limite inférieure car seule une partie du choc peut interagir avec le MC, comme on peut le voir à gauche de la Figure 5.31. En combinant cela avec nos nouvelles données de rayons γ , on pourrait favoriser une distance de 3.7 kpc pour ce SNR. A cette distance et sachant que le SNR peut être décrit par un disque de rayon d'environ 0.2° , il aurait un diamètre $d = 0.2 \times \pi/180 \times D_{\text{nuage}} \times 10^3 \times 2 = 25.7 \text{ pc}$ (en excluant l'aile ouest probablement associée à une PWN non liée au SNR). En supposant une énergie cinétique standard $E_{51} = 10^{51} \text{ ergs}$ pour la supernova et une densité moyenne du milieu $n_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$ (correspondant à l'ISM), cette extension physique conduirait à un âge $t = 11 \text{ kyrs}$ en utilisant l'expression pour l'âge dynamique d'un SNR dans la phase d'expansion de Sedov-Taylor [66] :

$$t = 10^4 \left(\frac{d}{24.8} \right)^{2.5} \left(\frac{E_{51}}{n_0} \right)^{-0.5} \text{ yr}$$

Malgré l'absence de coupure spectrale détectée aux énergies γ , G312.4-0.4 serait un SNR d'âge moyen, beaucoup plus vieux que les SNRs brillants en rayons X comme Cas A, Kepler, ou Tycho, et plus similaire au SNR en transition Puppis A. D'après ses propriétés, aucun des 5 pulsars de la Table 5.1 ne semblent être associés.

Des observations plus profondes à plusieurs longueurs d'onde sont nécessaires pour mieux contraindre la distance et l'environnement de ces trois sources. Le futur catalogue de SNRs avec les données de eROSITA, dix fois plus sensible, pourrait fournir notamment des informations supplémentaires à l'avenir. Le SNR G312.4-0.4 est aussi un bon candidat pour être observé avec la prochaine génération de télescopes Cherenkov CTA [71] qui donnera des indications sur l'énergie maximale des particules. Ces observations au TeV avec une sensibilité et une résolution spatiale accrues aideront également à contraindre la nature des deux gaussiennes non identifiées détectées avec notre analyse spectro-morphologique améliorée.

5.4 Étude combinée Fermi-H.E.S.S.

Avant de faire une étude complète de la région avec les données du Fermi-LAT au-delà de 300 MeV, l'idée était au départ de faire une analyse 3D avec un ajustement conjoint des ensembles de

données du Fermi-LAT et de H.E.S.S. de 10 GeV à 80 TeV. L'objectif était d'obtenir une mesure de flux des sources à différentes énergies pour mieux contraindre les paramètres spectraux de leur émission γ à large bande.

Nous l'avons effectuée avec les outils de *gammapy* en considérant des régions de dimensions similaires et sur des bandes d'énergies qui se recoupent entre 1 et 3 TeV. Nous avons d'abord repris l'analyse 3D que nous avons faite avec les données H.E.S.S. dans la partie 5.2. Ensuite, nous avons analysé les données du Fermi-LAT avec le catalogue de sources 4FGL DR3 dans la bande 10 GeV - 3 TeV et cherché à comprendre la grande source du champ de vue 4FGL J1409.1-6121e, comme ce qui a été expliqué juste avant dans la partie de l'étude morphologique. Puis nous avons ajusté les données du LAT et de H.E.S.S. avec un maximum de vraisemblance. Le modèle 3D est construit avec les sources du modèle 3D de H.E.S.S. et du modèle 3D de Fermi chacune définie et ajustée spectromorphologiquement dans son domaine en énergie. Les positions sont fixées mais les extensions, les normes, les indices et les paramètres de courbure sont libérés. Enfin, nous relançons l'ajustement en essayant d'ajouter une à une les sources de ce modèle 3D dans les deux bandes en énergie, donc de 10 GeV à 80 TeV, excepté pour les émissions diffuses (le fond hadronique et le modèle HERMES dans H.E.S.S. et les diffus galactique et isotropique dans Fermi) qui sont ajustées dans leur bande. Un changement de forme spectrale des sources a aussi été testé. Cependant, aucune des sources du modèles n'est préférée à plus de 3σ dans les deux bandes (seuil basé sur les critères de la collaboration H.E.S.S. lorsque l'on applique un modèle plus complexe). Seules les sources étendues autour de PSR J1413-6205 et au niveau du SNR G312.4-0.4 sont préférées sur les deux bandes mais avec une différence de vraisemblances respectivement de $TS = 4$ et $TS = 3$. De plus, un modèle spectral en LP a été testé pour ces deux sources sur la bande d'énergie 10 GeV - 80 TeV mais n'était pas significatif. La Figure 5.32 montre les SEDs obtenues en ajustant ces deux sources sur toute la bande Fermi-H.E.S.S..

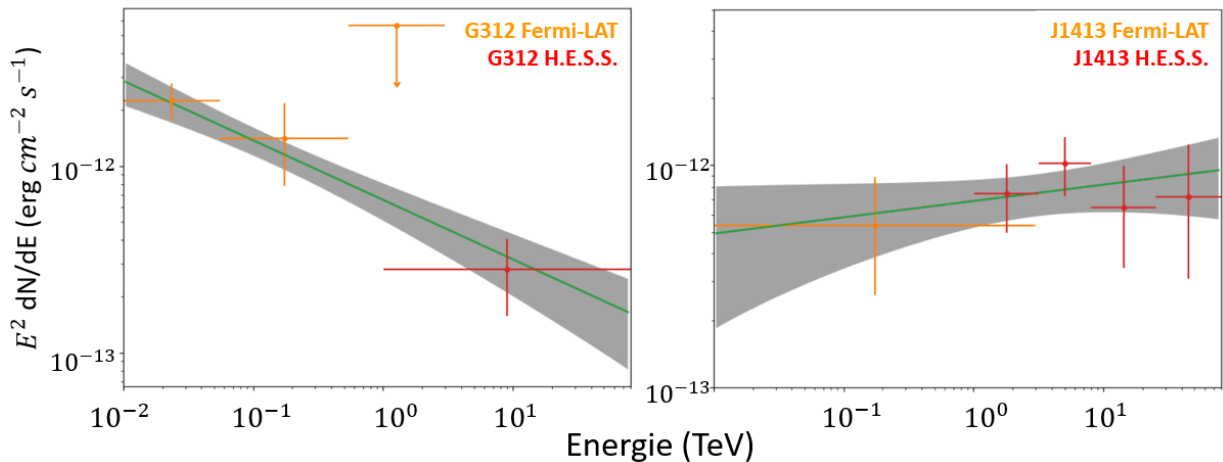


FIGURE 5.32 – SEDs des données du Fermi-LAT et de H.E.S.S. entre 10 GeV et 80 TeV avec les erreurs statistiques. *Gauche* : la source étendue autour de PSR J1413-6205 en gaussienne et PL. *Droite* : SNR G312.4-0.4 avec le modèle MOST coupé et en PL.

Nous en déduisons que les sources de la région à 312° sont distinctes dans les analyses avec le Fermi-LAT et H.E.S.S.. Cependant, la gaussienne qui s'étend autour de PSR J1406-6121 dans H.E.S.S. et la gaussienne 2 dans Fermi pourrait représenter le même objet. Lorsque l'on considère un modèle 3D de Fermi-H.E.S.S. qui ajuste la gaussienne 2 (plus grande extension des deux sources) sur les deux bandes en énergie, l'ajout de la source autour de PSR J1406-6121 dans la bande au TeV n'est significatif qu'à 3σ . Les deux émissions γ pourraient correspondre ainsi à la candidate PWN du pulsar PSR J1406-6121 avec une morphologie variant avec l'énergie. Elles pourraient être aussi

contaminées par la binaire de rayons γ 4FGL J1405.1-6119 en source ponctuelle que l'on semble voir au-dessus de 0.4 TeV avec les données ImPACT. Pour finir, la dépendance en énergie de cette région est très intéressante et renforce l'hypothèse de PWNe ou de halos de pulsar dans le FoV.

5.5 Conclusion de cette étude

Cette étude nous a permis de résoudre en partie les sources de rayons γ de la région du plan galactique à la longitude 312° qui présentait une émission très étendue non identifiée dans les bandes d'énergie du Fermi-LAT et de H.E.S.S.. Pour cela, le développement de techniques d'analyses adaptées à des régions de sources étendues évoluant avec l'énergie a été mis en place et repose notamment sur une analyse 3D et la méthode du *field-of-view background* pour l'estimation du fond dans H.E.S.S..

Au TeV, cette région met en avant la nécessité de la modélisation d'une émission diffuse galactique dans le plan galactique de H.E.S.S. et dévoile deux candidates PWNe alimentées par des pulsars d'âges intermédiaires similaires mais avec des comportements spectraux différents. La candidate liée à PSR J1406-6121 présente un indice assez mou et pourrait correspondre à une vieille PWN tandis que celui lié à PSR J1413-6205 est un accélérateur de particules efficace et a fait l'objet d'un *proceeding* de conférence [70]. Pourtant, la morphologie de ce dernier semble favoriser une propagation des particules par diffusion qui est caractéristique des halos de pulsar et son âge correspond à celui des objets en transition de la PWN au halo. La même étude avec plus de données est en préparation et pourrait permettre d'en apprendre davantage sur la nature de ces objets. Elle sera présentée dans un article en cours d'écriture sur la région.

De quelques centaines de MeV au TeV, la large émission confuse du catalogue est toujours le contributeur excédentaire majoritaire de la région. Cependant, la région est décrite désormais par deux autres sources dont le SNR G312.4-0.4 détecté pour la première fois en rayons γ par Fermi. Son émission à HE est en très bon accord avec la coquille vue en radio et semble être produite par l'accélération de hadrons. Cette détection a donné lieu à un article accepté à *The Astrophysical Journal* intitulé "Fermi-LAT detection of the supernova remnant G312.4-0.4 in the vicinity of 4FGL J1409.1-6121e". La deuxième source est une gaussienne en coïncidence avec la candidate PWN autour de PSR J1406-6121 dans H.E.S.S. et avec la deuxième composante attendue de la binaire de rayons γ 4FGL J1405.1-6119 qui présente également une émission significative avec les données H.E.S.S..

Une analyse à différentes longueurs d'onde, notamment avec les données X, permettrait d'obtenir avec une plus grande précision les propriétés du SNR G312.4-0.4 qui est un bon candidat pour contraindre l'évolution des SNRs en interaction avec des nuages moléculaires. Par ailleurs, un plus grand nombre d'heures d'observations dans H.E.S.S. permettrait d'en déduire l'énergie maximale des particules dans ce SNR et de mieux comprendre le stade d'évolution des deux candidates PWNe. De manière générale, cette région est prometteuse de découvertes de plusieurs objets en évolution de la PWN au halo au TeV ou de SNRs. Son étude avec les futures données de CTA, d'une sensibilité et d'une résolution angulaire supérieures, permettrait de détecter et d'identifier la nature de ces sources. Ainsi, cela résoudrait une région complexe du plan galactique et poserait des contraintes sur les PWNe et les SNRs qui représentent la majorité de la population des sources de la Voie lactée à VHE.

CHAPITRE 6

L'émission étendue autour de HESS J1813-178

Sommaire

6.1	HESS J1813-178 et sa région aux multi-longueurs d'onde	138
6.2	Analyse spectro-morphologique dans H.E.S.S. : détection d'un halo de pulsar ?	140
6.2.1	Préparation et sélection des données	140
6.2.2	Ajustement du fond et maximum de vraisemblance	142
6.2.3	Résultats de l'étude spectro-morphologique	143
6.2.4	Étude d'une morphologie dépendante de l'énergie	147
6.2.5	Vérification de la Prod04 des données HAP-FR-ash	149
6.3	Analyses avec les données du Fermi-LAT	150
6.4	Discussion et conclusion de cette étude	152

Les études du plan galactique de H.E.S.S. en 2006 [21] et 2018 [148] ont permis la découverte de nombreuses sources à VHE et étendent largement notre connaissance de la Galaxie. Nous avons vu cependant que 60% des 78 sources vues par H.E.S.S. aujourd'hui ne sont pas identifiées et au chapitre 5 montré l'importance de la compréhension des émissions diffuses et le rôle des objets en évolution de la PWN au halo de pulsar. L'étude de HESS J1813-178 s'inscrit également dans ce contexte. C'est une source brillante détectée pour la première fois aux VHE par H.E.S.S. en 2006 [21]. Elle coïncide avec le jeune pulsar très puissant PSR J1813-1749 et pourrait être associée à la PWN qu'il alimente [63].

En 2018, une analyse des données du Fermi-LAT a détecté une émission très étendue de HE à proximité du pulsar [35] nommée 4FGL J1813.1-1737e. Cette découverte, avec l'amélioration des techniques d'analyse et un plus grand nombre d'heures d'observations, incite à revisiter la région avec les données de H.E.S.S. et du Fermi-LAT à large bande. L'objectif est de décrire l'émission γ de cette région afin de mieux comprendre son origine. L'étude détecte une émission très étendue dans H.E.S.S., en plus de la source compacte HESS J1813-178. Un article en cours de publication, écrit par Tina Wach et dont je suis auteure correspondante, détaille les méthodes et les résultats de cette étude. Il s'intitule "Unveiling extended gamma-ray emission around HESS J1813-178".

Notre rôle a consisté en la réalisation de l'analyse H.E.S.S. "cross-check" de cet article avec le même ensemble de données que l'analyse principale. Cette étude suit une procédure similaire à l'étude de la région à 312° du chapitre 5. Nous avons ajusté un modèle spectro-morphologique détaillé avec une méthode de maximum de vraisemblance. Le fond hadronique résiduel de l'instrument est pris en compte avec la méthode du *field-of-view background*.

Dans ce chapitre, nous présenterons dans un premier temps les observations multi-longueurs d'onde qui ont été effectuées afin de comprendre la problématique de la région. Dans un deuxième temps, nous détaillerons l'analyse 3D détaillée de la région de HESS J1813-178 produite avec les

données H.E.S.S.. Nos résultats seront donnés ainsi que leur comparaison avec ceux de l'analyse principale réalisée par Tina Wach. A cette occasion, nous verrons que cette analyse a permis de vérifier la nouvelle production des données HAP-FR. Dans un troisième temps, nous évoquerons les résultats de la ré-analyse de 4FGL J1813.1-1737e avec les données du Fermi-LAT et l'analyse conjointe Fermi-H.E.S.S.. Finalement, nous concluons sur les origines physiques possibles de l'émission étendue détectée et l'importance de cette étude afin d'éclairer la compréhension d'une région complexe et singulière du plan galactique.

6.1 HESS J1813-178 et sa région aux multi-longueurs d'onde

La source HESS J1813-178 a été mise en évidence en 2006 dans le relevé du plan galactique au TeV comme on peut le voir Figure 6.1. C'est une des sources les plus brillantes et compactes dont la localisation avait été rapportée aux coordonnées galactiques $(l,b) = (12.813 \pm 0.005^\circ, -0.034 \pm 0.005^\circ)$ avec une extension de $\sigma = (0.036 \pm 0.006)^\circ$ [21]. À VHE, cette détection a été confirmée par l'instrument MAGIC [30] et les spectres, visibles Figure 6.2, montrent un indice plutôt dur qui serait lié à l'accélération de leptons dans une PWN ou l'accélération de protons.

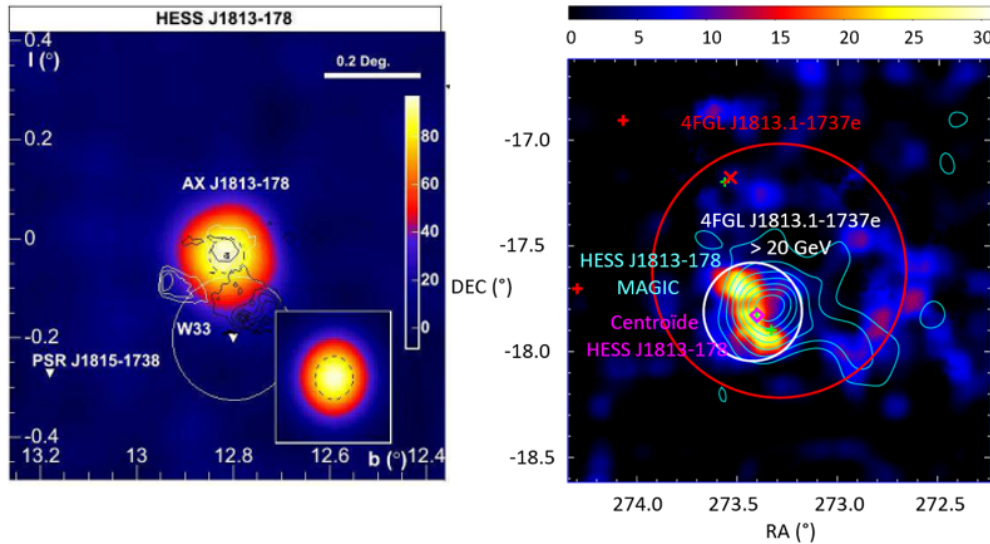


FIGURE 6.1 – *Gauche* : Carte d'excès corrélée à 0.04° de HESS J1813-178 extraite de [21]. Les contours blancs montrent la carte de comptage des rayons X autour de la source AX J1813-178 obtenue avec les données du satellite ASCA et son instrument GIS dans la bande 0.7-10 keV (excès contaminé au sud par GX 13+1). Les contours noirs montrent l'émission radio à 20 cm observée par le "Very Large Array" (VLA). La distribution radiale en bas à droite montre une extension marginale par rapport à la PSF de H.E.S.S.. Au sud, HESS J1813-178 est coïncidente avec W33. *Droite* : Carte de test statistique (TS) du LAT au-dessus de 20 GeV sans 4FGL J1813.1-1737e extraite de [258] (cercle rouge). Les sources du catalogue 4FGL sont des symboles rouges dont un représentant 4FGL J1814.1-1710 associée à SNR G13.5+0.2. L'extension de 4FGL J1813.1-1737e au-dessus de 20 GeV est donné en blanc, les contours de significations de HESS J1813-178 dans MAGIC en cyan et le centroïde de HESS J1813-178 en magenta. Les symboles verts sont des SNRs (G12.8-0.0, G12.7-0.0, G13.5+0.2).

Une contrepartie aux rayons X a été détectée par INTEGRAL entre 20-100 keV [241] et par XMM-Newton entre 0.5-10 keV [116] rapportant un indice dur. Ces observations concluent sur une

Paramètre	Valeur estimée
Position (l,b)	(12.816°, -0.020°)
Distance	6.1 kpc (DM)
τ_c	5.6 kyr
\dot{E}	5.6×10^{37} erg s ⁻¹
Période	0.04 s

TABLE 6.1 – Caractéristiques du pulsar PSR J1813-1749 du catalogue l'ATNF version 1.68 [181]. τ_c est l'âge caractéristique et \dot{E} la perte d'énergie rotationnelle. DM signifie que la distance a été calculée avec la mesure de dispersion en radio.

nature de composite, c'est à dire une PWN, au sein d'un noyau compact, intégrée dans son SNR qui correspond à la queue de l'émission au Nord-Est. En effet aux énergies radio à 90 cm, le VLA rapporte un jeune vestige en coquille G12.82-0.02 [61], âgé entre 300 - 2500 ans, à une distance entre 6.2 - 12 kpc [63] et coïncidant avec HESS J1813-178 et ces observations en X. De plus, un jeune pulsar PSR J1813-1749 de 5.6 kyr et situé à 6.1 kpc a été détecté en radio [63] et en rayons X [152] et est associé à HESS J1813-178. Ses propriétés sont données dans la Table 6.1 et montrent qu'il a la deuxième puissance rotationnelle (ou perte d'énergie rotationnelle) la plus élevée des pulsars connus dans la galaxie de $\dot{E} = 5.6 \times 10^{37}$ erg s⁻¹.

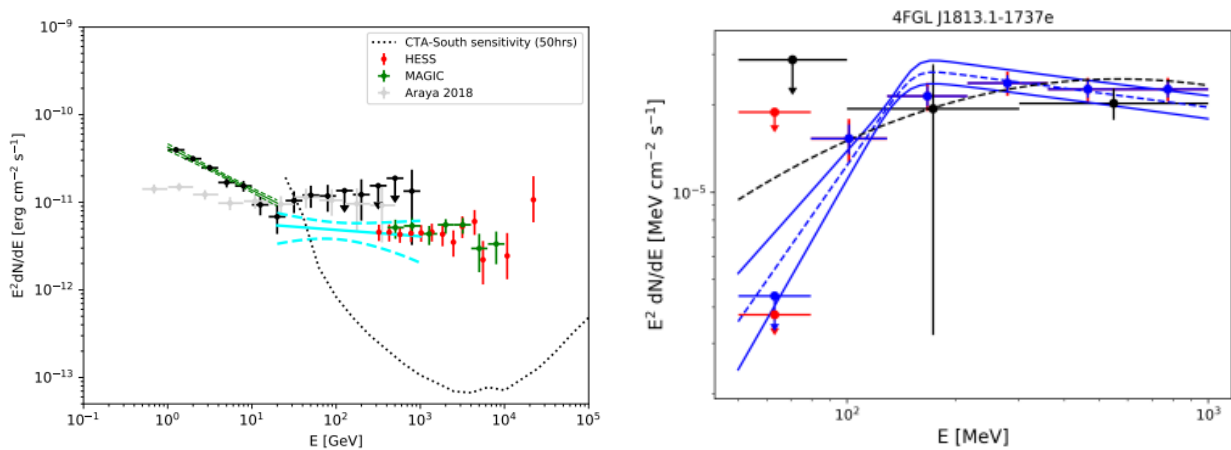


FIGURE 6.2 – *Gauche* : SEDs de HESS J1813-178 extraite de [258]. Les points noirs sont les résultats du Fermi-LAT entre 1 GeV et 1 TeV et les "butterfly plots" sont en vert et cyan respectivement entre 1 GeV - 20 GeV et 20 GeV - 1 TeV avec un modèle spatial réajusté sur chaque bande. Les points gris proviennent de la SED de la source Fermi-LAT très étendue vue par [35] et les SEDs des données H.E.S.S. et MAGIC sont respectivement notées par des points rouges et verts. La ligne pointillée représente la sensibilité de CTA Sud pour 50 heures [71]. *Droite* : SEDs du LAT entre 50 MeV et 1 GeV de 4FGL J1813.1-1737e avec en bleu les points de flux et le "butterfly plot" de cet article [9]. Les points du catalogue 4FGL [7] sont en noir et les erreurs statistiques et systématiques ajoutées en quadrature sont en rouge. Une limite supérieure de 95% C.L. est calculée lorsque $TS < 1$ et celles en rouge sont celles obtenues lors du calcul des systématiques.

Avec les données du Fermi-LAT entre 0.5 et 500 GeV, l'émission de 4FGL J1813.1-1737e est cohérente avec la position trouvée pour HESS J1813-178 au TeV mais cette source est loin d'être compacte. L'article de M. Araya de 2018 [35] montre qu'elle est décrite par un disque de rayon

de $0.60^\circ \pm 0.06^\circ$ et que sa SED en $E^2 dN/dE$ est plate. La morphologie et le spectre trouvés sont similaires à ceux dans les régions de formations d'étoiles (SFR, "stars forming region") comme le cocon du Cygne. L'étude favorise alors un scénario où l'émission γ provient de l'accélération des CRs au niveau du choc du SNR ou dans la SFR H II W33 situé à $10'$ de HESS J1813-178 et à une distance de 2.4 kpc [188]. Cependant, la taille angulaire de W33 est plus petite que l'émission observée. Par ailleurs, une étude sur la recherche de sites d'accélération des CRs avec le catalogue 4FGL du LAT en-dessous de 1 GeV montre la forme caractéristique de l'interaction proton-proton pour la source 4FGL J1813.1-1737e [9], comme on peut le voir Figure 6.2. Néanmoins, une autre étude avec les données du Fermi-LAT a été réalisée sur deux bandes distinctes en énergie : 1 - 20 GeV et 20 GeV - 1 TeV. Les plus basses énergies montre un indice mou de ~ 2.5 et une extension similaire de 0.6° et les plus hautes énergies un indice dur de ~ 2.1 et une extension de 0.2° cohérente avec la position de HESS J1813-178. Les spectres dans les deux bandes sont présentés Figure 6.2 et l'émission au-dessus de 20 GeV Figure 6.1.

Les observations multi-longueurs d'onde montrent que la nature de l'émission observée dans le voisinage de HESS J1813-178 n'est pas encore claire. Elles mettent en avant une variation spectromorphologique de la région avec l'énergie et notamment une large émission à HE. Récemment de nouvelles analyses des données H.E.S.S., avec le développement des techniques d'estimation du fond et de reconstruction des événements et de plus grandes statistiques, ont dévoilé des émissions étendues associées à des halos de pulsar, proches de sources connues à VHE [3] [136]. Ainsi, la ré-analyse de la région autour de PSR J1813-1749 avec les données H.E.S.S. permettrait d'obtenir des informations sur l'existence de cette émission étendue au TeV pour tenter de résoudre cette région complexe. De plus, une accélération leptonique produisant cette grande émission γ pourrait correspondre à l'échappement et à la diffusion des électrons de la PWN dans l'ISM. Le système serait alors très intéressant car ce phénomène est observé aujourd'hui autour de pulsars beaucoup plus âgés [123]. Ceci pourrait se produire dans le cas d'un comportement atypique du pulsar dû à sa perte d'énergie rotationnelle très élevée ou si le choc inverse du SNR parent interagit de manière précoce avec le vent du pulsar dans un milieu plus dense par exemple.

6.2 Analyse spectro-morphologique dans H.E.S.S. : détection d'un halo de pulsar ?

6.2.1 Préparation et sélection des données

Les résultats de l'analyse principale utilisent des données réduites à l'aide de la chaîne d'analyse HAP-HD [20], reconstruites avec l'algorithme ImPACT basé sur le modèle semi-analytique [203]. Afin que les résultats de l'analyse "cross-check" soient indépendants, les données sont traitées avec HAP-FR. Comme on l'a vu au chapitre 5, elles sont reconstruites avec la méthode de Hillas et la technique MVA [161]. Toutefois ici, les coupes de présélection et de discrimination γ /hadrons utilisées sont standards et donc favorisent la collecte des événements autour du TeV. La version de production des données de l'analyse "cross-check" est HAP-FR-ash Prod03 et s'utilise pour des analyses à plus basses énergies que celles réalisées avec HAP-FR-he. HAP-FR-ash Prod03 met à disposition le même ensemble de données que la production 02, entre 2004 et 2019, mais le modèle de fond est échantillonné en efficacité optique et en coefficient de transparence. Cela signifie que le fond prend en compte la qualité de correction des défauts du matériels et des conditions atmosphériques dans chaque "run" d'observation. Pour sélectionner et analyser les données, les analyses principale et "cross-check" utilisent la version 0.18.2 de *gammapy* [98].

Les deux analyses utilisent les mêmes observations de la région prises sur différentes périodes

entre 2004 et 2010 et les mêmes critères de sélection qui sont définis sur chaque "run". Les observations choisies ont été faites avec 3 ou 4 télescopes de 12 m en fonctionnement et les positions de pointage des télescopes sont acceptées jusqu'à 2° autour des coordonnées célestes de HESS J1813-178 [21] : (RA, DEC) = (273.40°, -17.84°). On peut voir sur la Figure 6.3 la distance angulaire entre la source et le centre de la caméra (appelé décalage angulaire) pour tous les "runs". 2° est choisi comme angle maximal car au-delà l'acceptance se dégrade. La Figure met en avant un décalage angulaire moyen de 1.27° qui s'explique par le fait que la majorité des données de la région se trouve autour de la source voisine HESS J1809-193 [136]. On peut le voir sur la Figure 6.4 qui présente la carte d'exposition de la région. De plus, la Figure 6.3 montre que l'angle zénithal de chaque "run" ne dépasse pas 60° limitant ainsi les effets systématiques. Cette sélection comprend finalement ~ 30 heures de données.

La région que nous avons définie et que l'on peut voir sur les cartes est centrée sur HESS J1813-178 avec une largeur de 4° pour être la plus grande possible à partir des données sélectionnées, afin d'estimer le fond hadronique résiduel. Un échantillonnage spatial de 0.02° par pixel est choisi pour assurer une bonne résolution tout en ayant suffisamment de statistiques dans chaque pixel. L'échantillonnage spectral, quant à lui, correspond à 25 intervalles en énergie entre 100 GeV et 100 TeV.

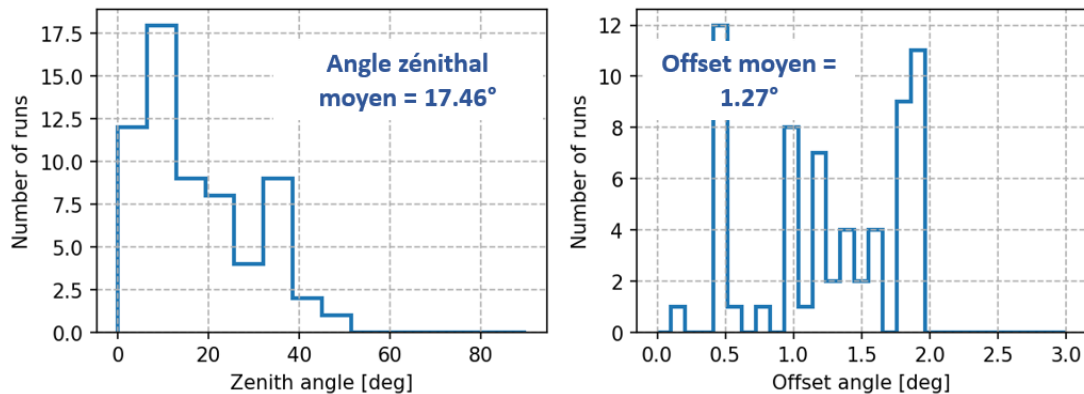


FIGURE 6.3 – Diagrammes avec leur moyenne réalisés avec les données HAP-FR-ash. *Gauche* : Nombre de "runs" en fonction de l'angle zénithal pour un décalage angulaire maximal de 2° autour de HESS J1813-178. *Droite* : Nombre de "runs" en fonction du décalage angulaire autour de HESS J1813-178.

Une dernière sélection sur le seuil en énergie est faite pour obtenir le seuil le plus bas tout en assurant la qualité des "runs". Cette étude a pour objectif de croiser les résultats du Fermi-LAT et d'obtenir des informations au TeV donc nécessite une large bande en énergie. Ainsi, le seuil en énergie a été calculé sur chaque "run" à cause des variations des conditions d'observations. Pour calculer le seuil en énergie, le biais énergétique, c'est à dire le rapport entre l'énergie réelle et l'énergie reconstruite de l'événement (cf. Chapitre 3) est tracé en fonction de l'énergie. En-dessous du TeV, la dispersion en énergie diminue lorsque l'énergie augmente, alors le seuil en énergie est choisi à l'énergie minimale pour que le biais en énergie soit inférieur à 20%. Pour l'analyse principale ce dernier est inférieur à 10% mais la Figure 6.5 nous montre que les résultats de la reconstruction en énergie avec ImPACT sont meilleurs et un biais de 10% augmentait trop le seuil en énergie dans HAP-FR-ash. De plus, un deuxième seuil en énergie est obtenu sur les "runs" avec le maximum du spectre du modèle de fond, appelé le "background peak", où le taux d'évènements hadroniques est le plus élevé (au-delà il diminue en PL) [221]. En conclusion, le seuil en énergie pour chaque "run" est défini sur l'énergie la plus élevée des deux calculées afin d'assurer sa qualité.

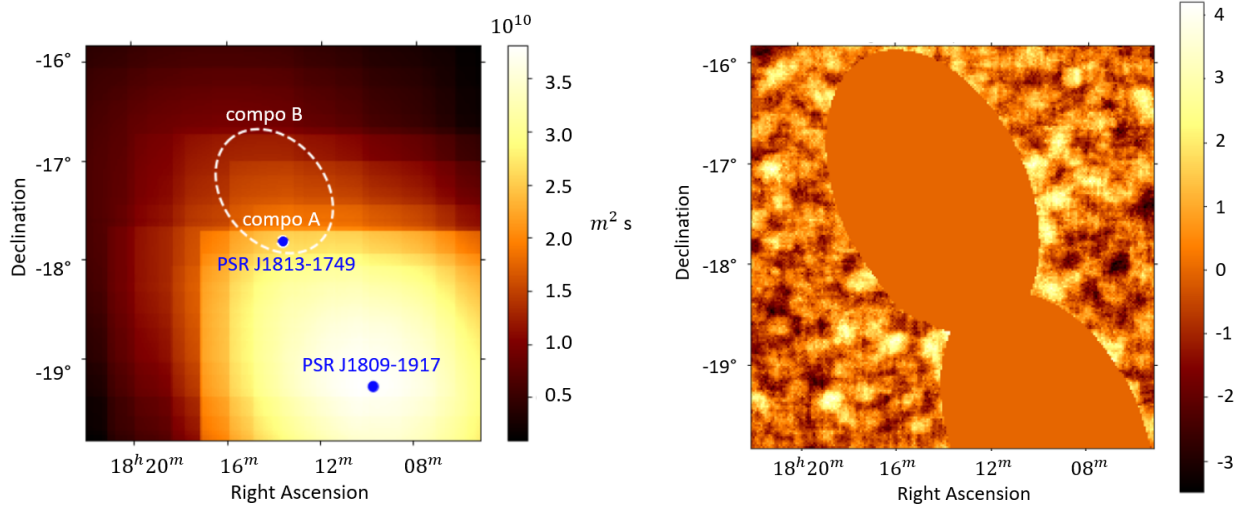


FIGURE 6.4 – Cartes de $4^\circ \times 4^\circ$ autour de HESS J1813-178 entre 100 GeV et 100 TeV avec les données HAP-FR-ash. *Gauche* : Carte d'exposition. Les pulsars associés à HESS J1813-178 et HESS J1809-193 sont en bleu et les composantes A et B de la nouvelle analyse autour de PSR J1813-1749 sont en blanc. *Droite* : Carte de signification masquée. Les deux ellipses ont une hauteur de 3° , une largeur de 1.9° et un angle de 205° (0° signifie que la largeur de l'ellipse s'aligne avec l'axe de l'ascension droite, puis on tourne dans le sens trigonométrique). L'une est centrée sur (RA, DEC) = $(273.6^\circ, -17.3^\circ)$ et l'autre sur (RA, DEC) = $(272.4^\circ, -19.7^\circ)$.

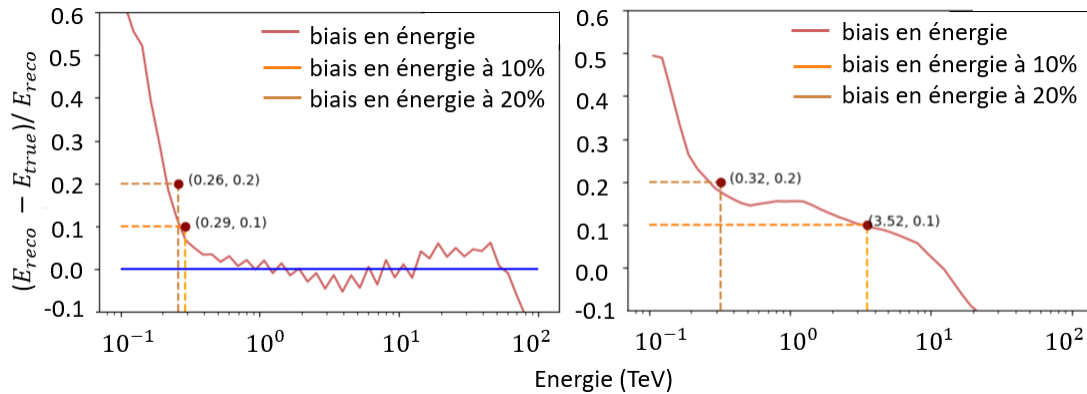


FIGURE 6.5 – Biais en énergie d'un "run" en fonction de l'énergie pour les données ImpACT (*Gauche*, crédit : Tina Wach) et HAP-FR-ash Prod03 (*Droite*). Le seuil en énergie du "run" est 290 GeV pour un biais de 10% avec ImpACT et 320 GeV pour un biais de 20% avec HAP-FR-ash.

6.2.2 Ajustement du fond et maximum de vraisemblance

Pour estimer le fond hadronique résiduel dans H.E.S.S. qui représente une source importante de bruit de fond et notamment dans les régions du plan galactique, nous avons utilisé la méthode du *field-of-view background* comme au chapitre 5 et détaillée au chapitre 4. Un modèle de fond est créé à partir d'un grand ensemble d'observations dans des régions sans sources γ connues [192]. Les paramètres spectraux de ce modèle, qui sont sa norme et son indice, sont ajustés sur chaque "run" pour prendre en compte les différentes conditions d'observations. Une méthode de maximum de vraisemblance est effectuée en masquant les zones où se trouve du signal γ . Le masque qui a

été appliqué pour les deux analyses est donné Figure 6.4 et l'on peut voir qu'en dehors des régions exclues, la signification ne dépasse pas 5σ . Les valeurs d'ajustement de la norme et de l'indice de tous les "runs" se trouvent Figure 6.6. On remarque qu'en ajustant une gaussienne, l'indice moyen est proche de 0 et la norme moyenne proche de 1 qui sont les valeurs avant l'ajustement. De plus, nous avons vérifié que la distribution de signification en dehors du masque suit une gaussienne comme attendu pour des fluctuations poissonniennes. Les "runs" sont donc de bonne qualité et le masque est bien choisi. Enfin, les ajustements du modèle de fond dans les "runs" sont enregistrés comme un seul modèle cubique (deux dimensions spatiales et une dimension spectrale).

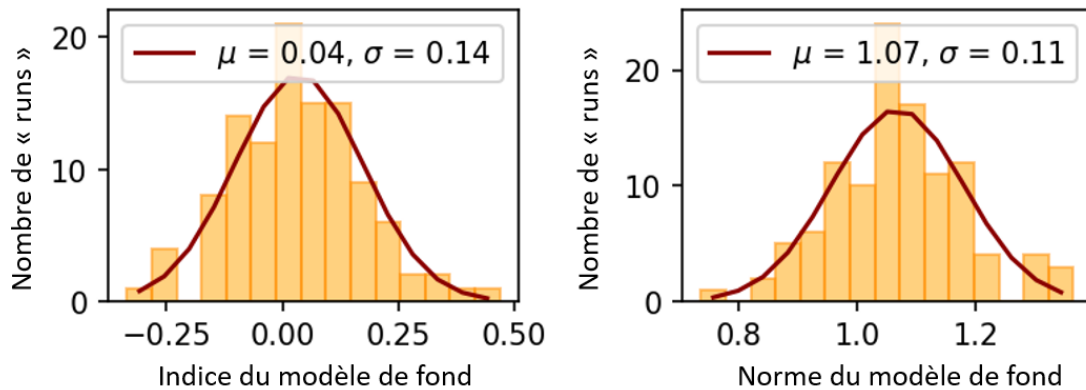


FIGURE 6.6 – Nombre de "runs" des données HAP-FR-ash en fonction de la valeur des paramètres du modèle de fond, indice (*Gauche*) et norme (*Droite*), dans la région de HESS J1813-178. Les valeurs sont ajustées avec un maximum de vraisemblance en dehors des régions exclues de la Figure 6.4. Le tracé rouge correspond à l'ajustement gaussien du diagramme.

Les "runs" sélectionnés sont aussi empilés dans des cubes de données. L'analyse de vraisemblance tridimensionnelle (3D) n'utilise alors qu'un seul jeu de données échantillonné spatialement et spectralement et un modèle de fond global. Ce processus est décrit dans le chapitre 4 ou dans l'article [194]. On applique aussi un masque en-dessous de l'énergie fixée à 400 GeV pendant l'analyse pour éviter les incertitudes systématiques trop importantes à basse énergie. Les événements en-dessous de cette énergie sont exclus. L'ensemble de la bande en énergie de l'étude est alors 0.4 - 100 TeV. Ensuite, nous ajustons un modèle spectro-morphologique pour décrire les données avec la méthode du maximum de vraisemblance. Ce dernier est composé de sous-modèles pour décrire les sources γ du FoV et du modèle de fond que nous avons vu. La méthode du *field-of-view background* dans une analyse 3D est essentielle dans des régions complexes du plan galactique. En effet, de multiples morphologies de sources sont testées permettant ainsi d'étudier des sources gaussiennes, asymétriques ou à large extension tels que les PWNe ou les halos de pulsars. De plus, les paramètres spatiaux et spectraux peuvent être ajustés en même temps afin d'étudier des morphologies variables avec l'énergie et plusieurs sources à la fois. Ce type d'analyse est possible et a été fait avec l'outil public *gammapy*.

6.2.3 Résultats de l'étude spectro-morphologique

L'émission γ dans la région de HESS J1813-178 au-dessus de 400 GeV est visible à la Figure 6.7. Cette carte du ciel et les suivantes du chapitre 6 sont corrélées avec un rayon de 0.4° . Ceci permet de faire apparaître des sources très étendues, comme nous l'avons vu dans la partie 5.1 sur l'étude de plan galactique de H.E.S.S. avec une méthode proche de celle de HAWC [3]. De manière générale, le rayon de corrélation est choisi en fonction de la taille des sources du FoV pour ne pas fausser l'interprétation des cartes. La Figure 6.7 nous montre des émissions significatives, que l'on attendait,

autour des pulsars PSR J1813-1749 et PSR J1809-1917 et qui s'alignent le long du plan galactique. Cette Figure montre aussi la cohérence entre l'analyse principale et l'analyse "cross-check".

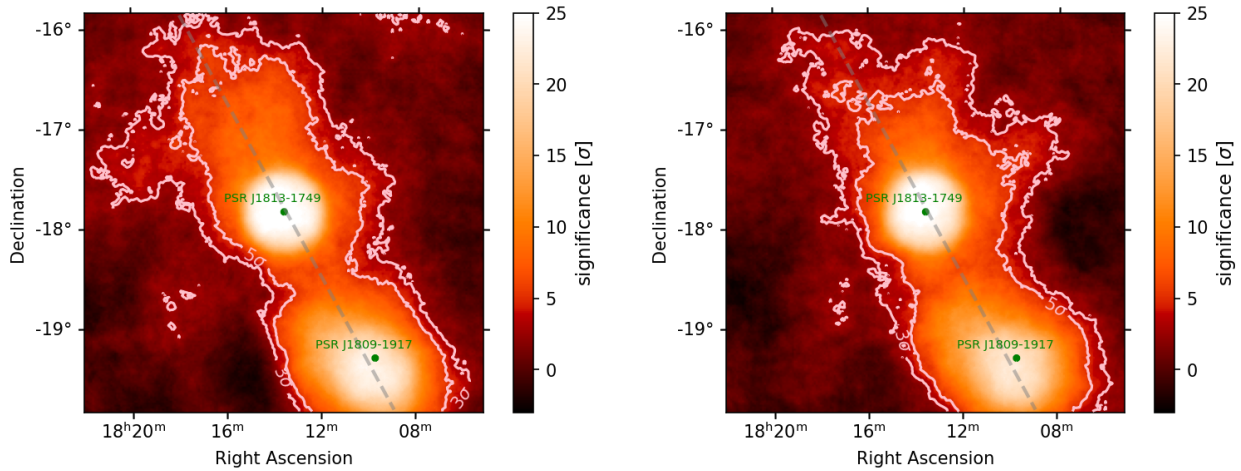


FIGURE 6.7 – Cartes de signification corrélées à 0.4° entre 0.4 - 100 TeV, de $4^\circ \times 4^\circ$ autour de HESS J1813-178. À *Gauche*, elle est réalisée avec les données ImpACT (Crédit : Tina Wach) et à *Droite* avec les données HAP-FR-ash Prod03. Les pulsars associés à HESS J1813-178 et HESS J1809-193 sont en vert et le plan galactique en pointillés gris. Les contours en blanc sont les niveaux de signification à 3σ et 5σ .

Pour décrire cette émission γ , le meilleur modèle 3D a été construit dans l'analyse principale de manière itérative comme au chapitre 5. Le modèle de départ contient pour commencer un modèle de fond et des modèles de composantes de sources γ sont ajoutés pas à pas à l'endroit où un excès est détecté significativement (5σ selon les conventions de la collaboration H.E.S.S.). Les paramètres des composantes ajoutées sont ceux provenant des résultats de la collaboration H.E.S.S. en 2006 [21] et en 2018 [148] pour la source HESS J1813-178, et ceux de l'article de 2023 [136] pour la source HESS J1809-193. De plus à chaque ajout d'une composante, différents modèles spatiaux et spectraux sont testés. Les modèles ajustés du plus simple au plus complexe pour la morphologie sont : une source ponctuelle, un disque, une gaussienne et une symétrie (ou ellipticité) ; et pour le spectre : une PL, une LP et une ECPL, avec une énergie de référence fixée à 1 TeV. On rappelle que la signification et le choix du modèle se font à l'aide du TS qui compare les vraisemblances de deux modèles imbriqués (cf. Chapitre 4).

Le meilleur modèle de la région pour décrire les cartes Figure 6.7 est donné par :

- Une composante de l'émission étendue autour de PSR J1809-1917 modélisée spatialement en gaussienne symétrique et spectralement en PL.
- Une composante de l'émission très étendue autour de PSR J1809-1917 modélisée spatialement en gaussienne asymétrique et spectralement en PL.
- Une composante de l'émission étendue autour de PSR J1813-1749 modélisée spatialement en gaussienne symétrique et spectralement en LP, appelée composante A par la suite.
- Une composante de l'émission très étendue autour de PSR J1813-1749 modélisée spatialement en gaussienne asymétrique et spectralement en PL, appelée composante B par la suite.

Les paramètres d'ajustement de ce meilleur modèle ont été vérifiés avec l'analyse cross-check. La Table 6.2 montre les valeurs et les erreurs statistiques des deux composantes de la source qui s'étend autour de PSR J1813-1749, en comparaison avec celles de l'analyse principale. On peut voir que ces

derniers sont en accord. Les paramètres des deux composantes de l'émission autour de PSR J1809-1917 ne sont pas présentés ici, mais ils ont été ajustés en partant de la meilleure description dérivée de l'article publié récemment sur cette source [136] et leurs résultats sont en accord. Après l'ajustement de ce meilleur modèle 3D, la distribution de signification de la carte de résidus, Figure 6.8, suit une gaussienne comme attendu d'une distribution poissonnienne, avec une moyenne de 0.04 et un sigma de 1.07. La carte de la Figure 6.8 montre aussi que le modèle reproduit bien les données.

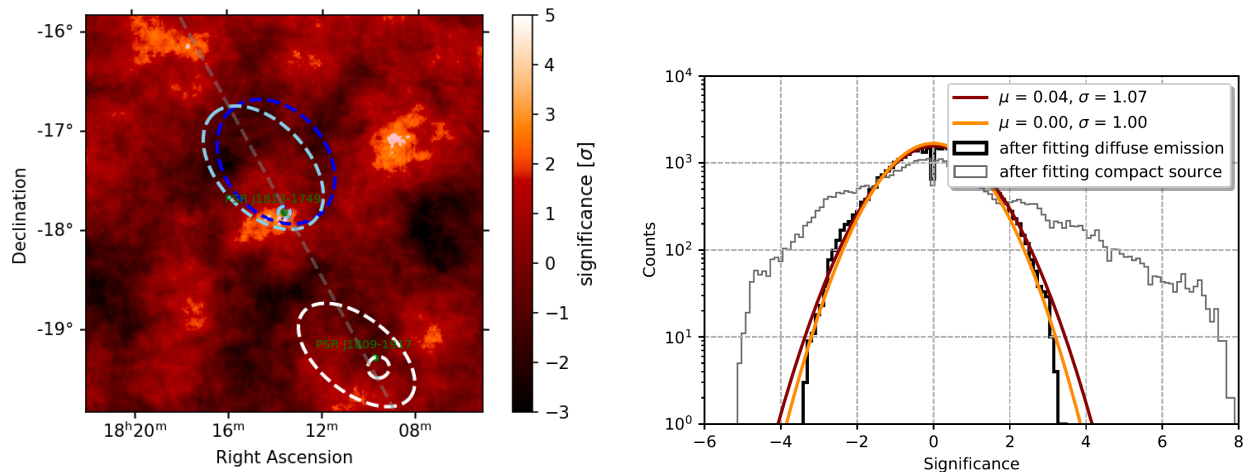


FIGURE 6.8 – *Gauche* : Carte corrélée sur 0.4° de l'excès de signification après ajustement du meilleur modèle 3D autour de PSR J1813-1749 entre 0.4 - 100 TeV avec les données HAP-FR-ash Prod03. Les pointillés blancs sont les morphologies ajustées des deux composantes autour de PSR J1809-1917, les bleus celles des deux composantes autour de PSR J1813-1749 ajustées avec les données HAP-FR-ash et les bleus ciel les mêmes composantes ajustées avec les données ImpACT. *Droite* : Distributions de signification avec les données HAP-FR-ash. Le tracé noir est la distribution de la carte d'excès (après ajustement du meilleur modèle), le rouge est l'ajustement d'une gaussienne sur la distribution de la carte d'excès, le gris la distribution de la carte d'excès après avoir ajusté seulement une composante compacte avec les données H.E.S.S. (comme les études précédentes, voir à droite de la Figure 6.9) et le orange la gaussienne attendue (centrée sur 0 de sigma 1).

L'émission γ compacte et brillante autour de PSR J1813-1749 (composante A) a été détectée de nouveau au TeV à 38σ (35 dans l'analyse "cross-check"), comme on peut le voir à gauche de la Figure 6.9. Sa position, sa morphologie en gaussienne symétrique (représentée à gauche de la Figure 6.8) et son indice spectral dur sont cohérents avec le relevé du plan galactique de 2006 [21]. Les paramètres de son modèle sont donnés à la Table 6.2. De plus, son flux intégré au-dessus de 400 GeV vaut $(6.9 \pm 0.7) 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et en l'interpolant au-dessus de 200 GeV $(1.3 \pm 0.1) 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, ce qui est très proche de celui obtenu dans l'ancienne étude des données H.E.S.S. [21]. Cependant, la forme spectrale met en avant une courbure aux hautes énergies à $\sim 2.5\sigma$ avec l'augmentation des statistiques dans la nouvelle étude. On peut voir sa SED Figure 6.10 et la cohérence des résultats avec les données de l'article [21] et entre les analyses principale et "cross-check".

Une deuxième émission très étendue et diffuse (composante B) est détectée à 13σ (12 dans l'analyse "cross-check") autour du pulsar et visible à droite de la Figure 6.9. Elle est confirmée par le meilleur modèle de l'analyse 3D. Cette émission était visible dans [21] mais avait été rejetée car elle n'était pas significative. La composante B est décrite par une grande gaussienne asymétrique et un spectre en PL avec un indice plus mou, dont les paramètres sont donnés à la Table 6.2. Elle s'étend spatialement à l'est du plan galactique comme on peut le voir à gauche de la Figure 6.8 ou à droite

Paramètres	Composante A		Composante B	
	Principale	Cross-check	Principale	Cross-check
Ascension droite (°)	273.40 ± 0.004	273.40 ± 0.004	273.62 ± 0.06	273.49 ± 0.07
Déclinaison (°)	-17.831 ± 0.004	-17.833 ± 0.004	-17.38 ± 0.07	-17.32 ± 0.08
Sigma σ (°)	0.056 ± 0.003	0.053 ± 0.004	0.74 ± 0.08	0.69 ± 0.08
Ellipticité (°)	—	—	0.79 ± 0.06	0.66 ± 0.15
Angle (°)	—	—	223.20 ± 7.81	219.30 ± 13.26
Norme (10^{-12} $\text{TeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)	3.33 ± 0.20	2.97 ± 0.19	10.73 ± 1.58	11.09 ± 1.71
Indice	1.95 ± 0.08	1.95 ± 0.08	2.39 ± 0.09	2.63 ± 0.22
Courbure	0.13 ± 0.04	0.10 ± 0.04	—	—

TABLE 6.2 – Paramètres spatiaux et spectraux avec leurs erreurs statistiques, des analyses principale et "cross-check", après l'ajustement du meilleur modèle 3D des composantes A et B de la source autour de PSR J1813-1749, au-delà de 400 GeV. Le σ de la composante B est le demi-grand axe.

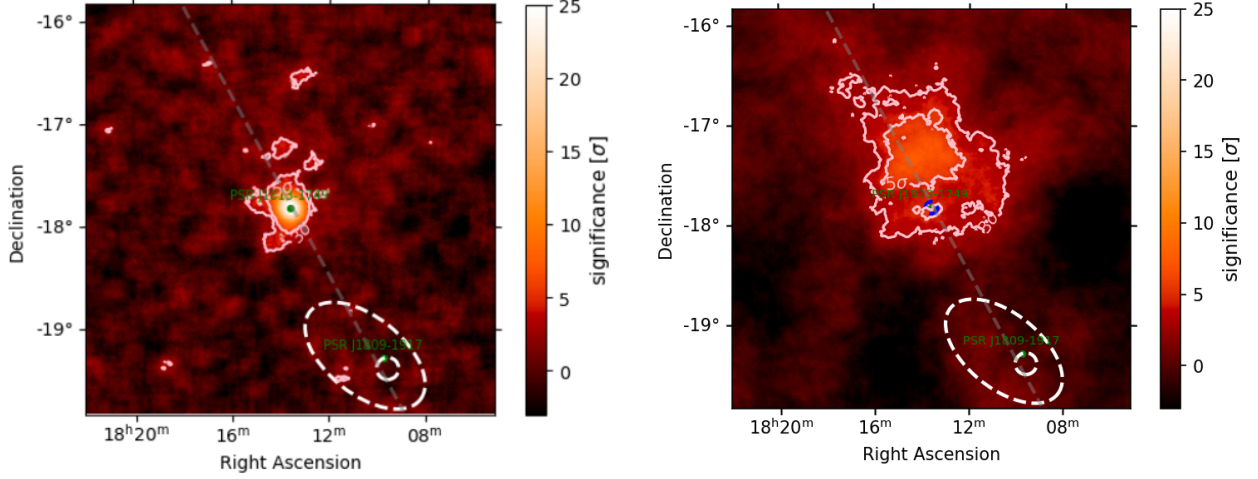


FIGURE 6.9 – Cartes corrélées sur 0.1° (*Gauche*) et sur 0.4° (*Droite*) de l'excès de signification après ajustement de modèles 3D autour de PSR J1813-1749 entre 0.4 - 100 TeV avec les données HAP-FR-ash Prod03. Les pointillés blancs sont les morphologies ajustées des deux composantes autour de PSR J1809-1917, les bleus celle de la composante A autour de PSR J1813-1749 et les contours blancs représentent les niveaux de signification à 3σ et 5σ . *Gauche* : Le modèle 3D ajusté est celui des deux composantes autour de PSR J1809-1917. *Droite* : Le même modèle 3D est ajusté avec en plus la composante compacte A autour de PSR J1813-1749.

de la Figure 6.9. L'asymétrie est préférée à 3.4σ par rapport à une gaussienne symétrique. Toutefois, lorsque l'on considère une gaussienne simple, son extension est en accord avec celle obtenue dans l'analyse des données du Fermi-LAT [35] : $0.61^\circ \pm 0.06^\circ$. Enfin, sa SED est représentée Figure 6.10 et montre que les spectres des analyses principale et "cross-check" sont en accord.

Par ailleurs, on peut noter que les résultats morphologiques et spectraux obtenus pour les deux composantes autour de PSR J1813-1749 ont des similarités avec ceux trouvés pour les deux composantes autour de PSR J1809-1917 dans l'article [136]. Ceci suggérerait en principe une origine similaire. Après une analyse 3D détaillée et une étude sur la nature des particules accélérées, l'article interprète l'émission autour de PSR J1809-1917 comme des électrons évolués ayant formés un

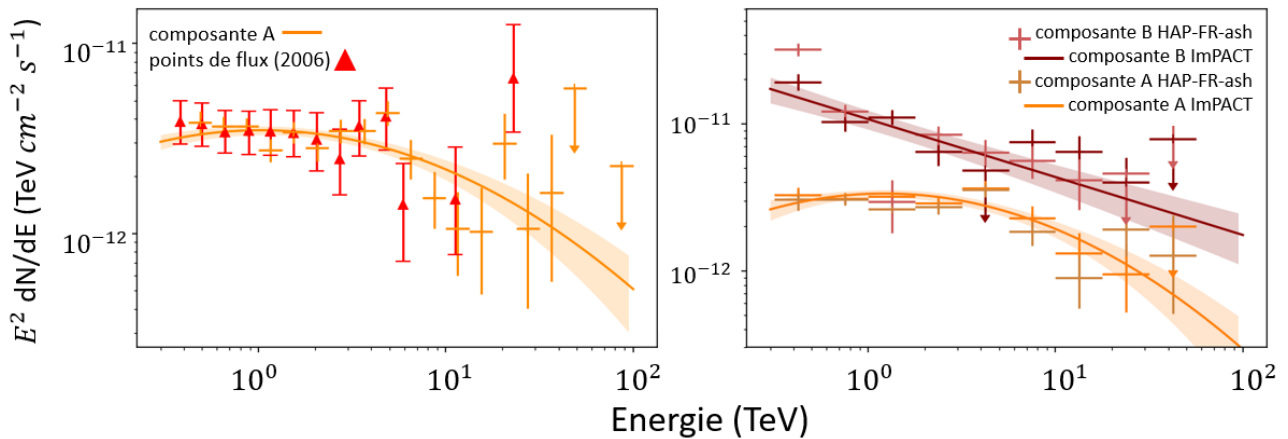


FIGURE 6.10 – *Droite* : SEDs des composantes A et B autour de PSR J1813-1749 au-dessus de 0.4 TeV avec les données ImPACT (Crédit : Tina Wach) et HAP-FR-ash. *Gauche* : SED de la composante A comparée aux résultats de 2006 [21].

halo autour de la PWN et qui rayonnent par diffusion Compton inverse. Le scénario hadronique n'est cependant pas exclu.

6.2.4 Étude d'une morphologie dépendante de l'énergie

L'émission de la composante A, représentant HESS J1813-178, a une morphologie compacte autour de PSR J1813-1749 et un indice spectral dur : ce sont des caractéristiques typiques des PWNs. De plus, l'émission détectée en rayons X (INTEGRAL et XMM-Newton) que nous avons vue renforce l'hypothèse de la PWN. La composante B bien plus étendue autour de PSR J1813-1749 et qui s'étend au-delà des limites de l'émission de 0.6° vue avec le Fermi-LAT pourrait être liée à HESS J1813-178. En effet, une des hypothèses est qu'elle pourrait correspondre à son halo de pulsar. Pour ces deux types d'objets astrophysiques, une morphologie dépendante de l'énergie est attendue et c'est dans ce contexte que cette dépendance a été regardée pour les composantes A et B. Cette étude sera présentée également dans le papier et donc a été vérifiée par l'analyse "cross-check".

Les données de H.E.S.S. sont donc divisées en trois plus petites bandes en énergie : 0.4 - 1.3 TeV, 1.3 - 5.7 TeV et 5.7 - 100 TeV. Ces bandes ont été choisies en prenant un espacement logarithmique régulier entre les points de flux significatifs. Les cartes de signification de la Figure 6.11 par bande montrent une tendance d'évolution en fonction de l'énergie. Ensuite, nous avons ajusté le meilleur modèle 3D dans chaque tranche d'énergie en changeant la forme spectrale de la composante A de LP à PL. La courbure ne peut être observée dans les petites tranches. Lors de l'ajustement, nous avons libéré tous les paramètres des composantes A et B autour de PSR J1813-1749, excepté l'angle de la composante B, et seulement les normes pour les composantes autour de PSR J1809-1917. Les résultats sont donnés Figure 6.12 en présentant la distance au pulsar et l'extension des composantes A et B en fonction de l'énergie. L'évolution morphologique classique attendue pour une PWN est une émission γ plus compacte aux hautes énergies (en général au-delà de 1 TeV) et qui se resserre autour de l'objet compact. Ce phénomène pourra s'observer au chapitre 7 mais ici la statistique n'est pas suffisante pour conclure sur une éventuelle dépendance de la morphologie avec l'énergie. Nous pouvons seulement noter une légère diminution de l'extension de la composante B lorsque l'énergie augmente de la première à la deuxième bande en énergie. La troisième affiche une extension qui s'agrandit, pour l'analyse avec les données HAP-FR. Ceci est sûrement lié à une mauvaise convergence de l'ancienne

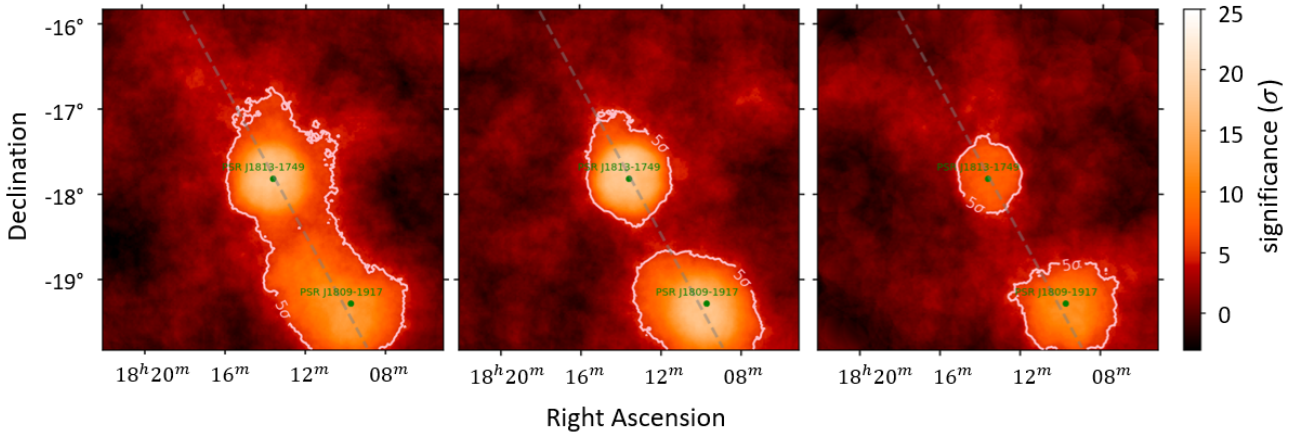


FIGURE 6.11 – Cartes de signification corrélées à 0.4° en fonction de l'énergie, de $4^\circ \times 4^\circ$ autour de HESS J1813-178, avec les données HAP-FR-ash Prod03. La même légende que la Figure 6.7 s'applique. *Gauche* : Entre 0.4 - 1.3 TeV. *Milieu* : Entre 1.3 - 5.7 TeV. *Droite* : Entre 5.7 - 100 TeV.

version 0.18.2 de *gammapy* qui est toujours en développement et provoquée par le manque de statistiques. En effet, la Figure 6.11 montre une émission très compacte centrée sur le pulsar. La Figure 6.12 nous montre également que les résultats obtenus dans les analyses principale et "cross-check" sont compatibles dans les limites des erreurs, excepté pour un point.

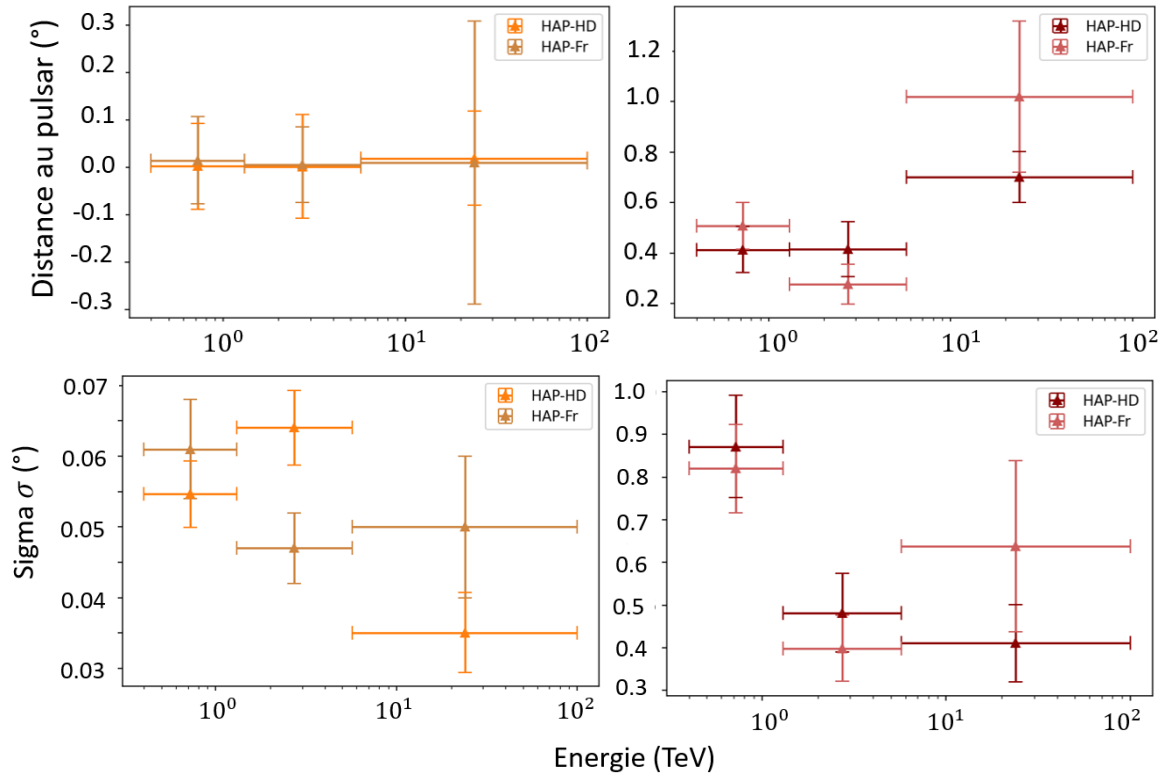


FIGURE 6.12 – Distance au pulsar (*Haut*) et extension (*Bas*) des composantes A (*Gauche*) et B (*droite*) autour de PSR J1813-1749 en fonction de l'énergie avec les données ImpACT (HAP-HD, crédit : Tina Wach) et HAP-FR-ash Prod03. Le σ de la composante B est le demi-grand axe.

6.2.5 Vérification de la Prod04 des données HAP-FR-ash

Après avoir effectué des "runs" d'observations avec les télescopes H.E.S.S., les données sont reconstruites selon leur nature, leur direction et leur énergie, comme nous l'avons vu au chapitre 3. Cependant, pour pouvoir les utiliser avec le logiciel *gammapy*, ces dernières doivent être transformées dans un format adéquat. Un modèle de fond est également construit pour réaliser la méthode du *field-of-view background* dans l'analyse 3D. Ce processus est illustré dans le schéma de la Figure 6.13.

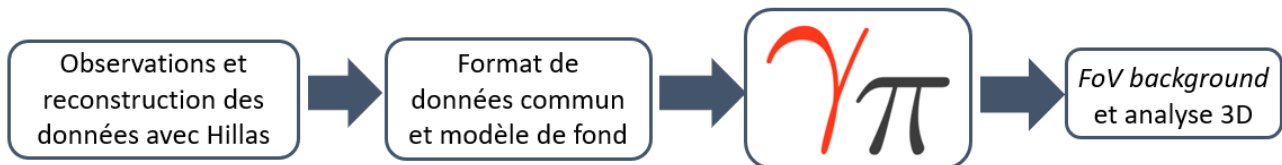


FIGURE 6.13 – Schéma de la chaîne d'analyse des données de bas et haut niveau pour effectuer une analyse 3D avec la méthode du *field-of-view background* et le logiciel *gammapy*.

La nouvelle production 04 (Prod04) des données HAP-FR-ash met à disposition les données reconstruites et utilisables par *gammapy* de 2004 à 2021 avec un modèle de fond amélioré. Nous avons participé à la vérification de la Prod04 afin de pouvoir exploiter ces données dans des publications. La région de HESS J1813-178 n'a pas fait l'objet de campagnes d'observations entre 2019 et 2021 mais représente une région complexe du plan galactique avec de nombreuses sources étendues. Ainsi, son analyse 3D en estimant le fond par *field-of-view background* avec les données HAP-FR-ash Prod04 était intéressante pour valider le modèle de fond de la nouvelle production.

Les résultats ont montré que la nouvelle production retrouvait les paramètres spatiaux et spectraux des composantes A et B autour de PSR J1813-1749 ajustés avec la Prod03 de la Table 6.2. La norme de la forme spectrale de $(12.05 \pm 1.63) 10^{-12} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et la signification de 13σ sont même légèrement plus élevées pour la composante très étendue B avec les données HAP-FR-ash Prod04. Les cartes de significations que nous avons présentées tout au long de cette étude et les spectres de la Figure 6.10 sont également en accord entre les deux productions. La Figure 6.14 montre les contributions similaires des modèles des composantes A et B autour de PSR J1813-1749 et du modèle de fond dans la région pour les deux productions.

Toutefois, l'estimation du modèle de fond sur les données de la Prod04 (en dehors des régions d'exclusion), effectuée comme dans la partie 6.2.2, montre que l'ajustement gaussien de son paramètre de norme s'éloigne de la gaussienne centrée sur 0 de sigma 1. On peut voir sur la Figure 6.15 une moyenne de la gaussienne à 1.16. Un tiers des "runs" de la Prod04 ont aussi été enlevés pour assurer une bonne analyse car leur norme était trop élevée (critère choisi >1.3). Par ailleurs, nous avons testé la nouvelle production de "runs" lors de l'étude du chapitre 5 car plusieurs campagnes d'observations avaient été réalisées entre 2019 et 2021 sur la région à 312° . Cependant, ces "runs" n'avaient finalement pas été utilisés car l'estimation du fond mettait en avant une norme évoluant en fonction des périodes d'observations.

Les valeurs des normes du modèle de fond de la Prod04 s'expliquent par un ajustement dans sa construction avec *gammapy* avec un seuil en énergie trop bas. D'autres tests sur des sources brillantes aux VHE seront effectués pour corriger la norme du modèle de fond et les nouveaux "runs" de la production pourront être utilisés très prochainement dans des publications.

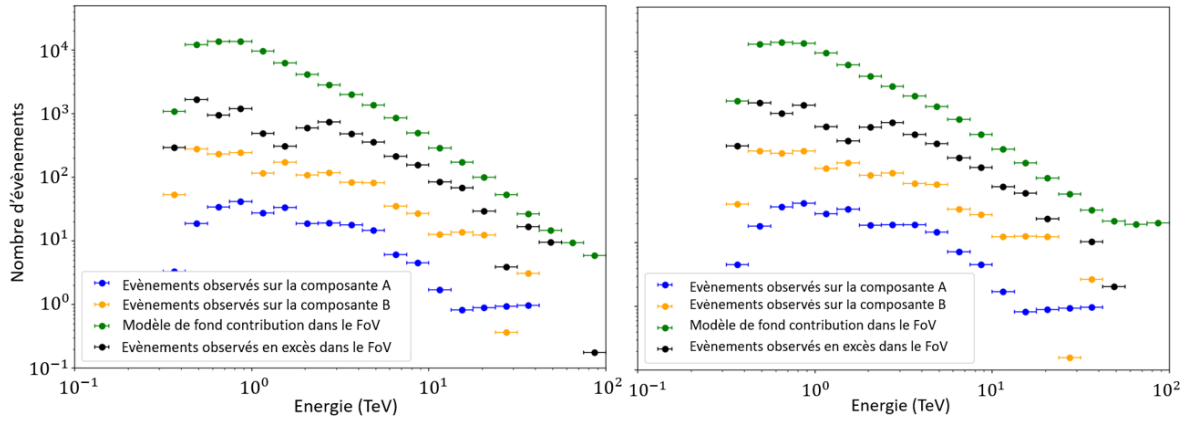


FIGURE 6.14 – Évènements observés en excès sur les régions spatiales des composantes A et B et sur tout le FoV, et contribution du modèle de fond sur tout le FoV. Le FoV est la région autour de PSR J1813-1749 définie dans la préparation des données. Ces dernières proviennent de HAP-FR-ash Prod03 sur le graphique de *Gauche* et de HAP-FR-ash Prod04 sur celui de *Droite*. Le durcissement à haute énergie ($\gtrsim 20$ TeV) est lié au manque d'évènements dans les derniers intervalles en énergie.

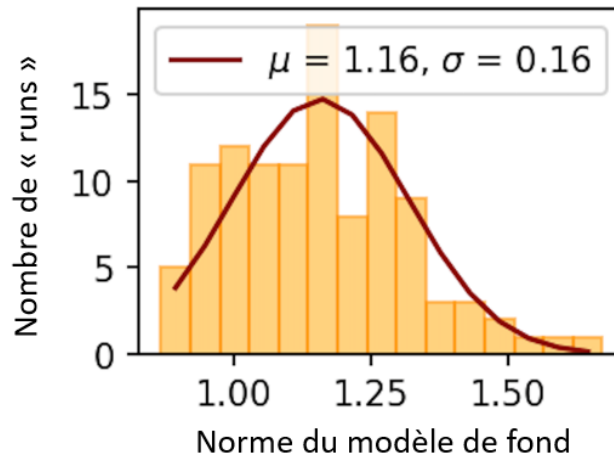


FIGURE 6.15 – Nombre de "runs" des données HAP-FR-ash Prod04 en fonction de la norme du modèle de fond, dans la région de HESS J1813-178. Les normes sont ajustées avec un maximum de vraisemblance en dehors des régions exclues dans l'analyse 3D et le tracé correspond à l'ajustement gaussien du diagramme.

6.3 Analyses avec les données du Fermi-LAT

En plus d'une analyse 3D détaillée de la région de HESS J1813-178 avec 30 heures de données H.E.S.S., une région de 6° autour de la source 4FGL J1813-1737e a été réétudiée avec 13 ans de données du Fermi-LAT entre 1 GeV et 1 TeV et les outils *Fermitools* (les résultats ont été reproduits ensuite avec *gammapy*). Ce seuil est choisi pour éviter une PSF trop large et les contaminations d'un grand nombre de sources. Une analyse jointe Fermi-H.E.S.S., possible avec *gammapy* comme nous l'avons vu au chapitre 5, a également été réalisée. L'étude complète a été présentée à l'ICRC2023 (*38th International Cosmic Ray Conference*) et les résultats sont publiés dans le proceeding [248]. Nous n'avons pas participé à ces deux études mais les résultats sont présentés pour plus de clarté sur

la possibilité de la nature des composantes A et B détectées dans H.E.S.S..

La carte de signification de la région et la morphologie de la source nouvellement ajustée 4FGL J1813-1737e obtenues avec les données du Fermi-LAT sont montrées à gauche de la Figure 6.16. Comme dans les études précédentes [35] et [258], la Figure met en avant une émission très étendue significative autour du pulsar PSR J1813-1749 correspondant à 4FGL J1813-1737e. Elle est coïncidente avec la composante B vue dans H.E.S.S. en s'étendant aussi le long du plan galactique mais son extension est plus petite. Sa morphologie n'est plus décrite par un disque mais par une gaussienne elliptique de demi-grand axe $0.38^\circ \pm 0.02^\circ$ et de demi-petit axe $0.26^\circ \pm 0.03^\circ$. De plus, une analyse a étudié l'évolution de sa morphologie avec l'énergie et le manque de statistique ne permet pas de conclure. Néanmoins les résultats du proceeding [248] montre des extensions compatibles avec les erreurs dans des gammes d'énergies qui se chevauchent avec H.E.S.S. (0.4 - 1.3 TeV) et le Fermi-LAT (58 GeV - 1 TeV). Ceci suggère que la source 4FGL J1813-1737e peut être connectée à l'émission étendue à VHE. Par ailleurs, une deuxième composante compacte (composante C) est également vue avec les données du LAT mais à seulement 3.8σ . Elle est coïncidente spatialement avec la composante A vue dans H.E.S.S. mais présente un spectre très différent en ECPL avec une énergie de coupure autour du GeV. Elle pourrait alors être détectée en descendant le seuil de l'analyse Fermi. Elle n'est pas détaillée dans [248] mais sera présentée dans le futur papier.

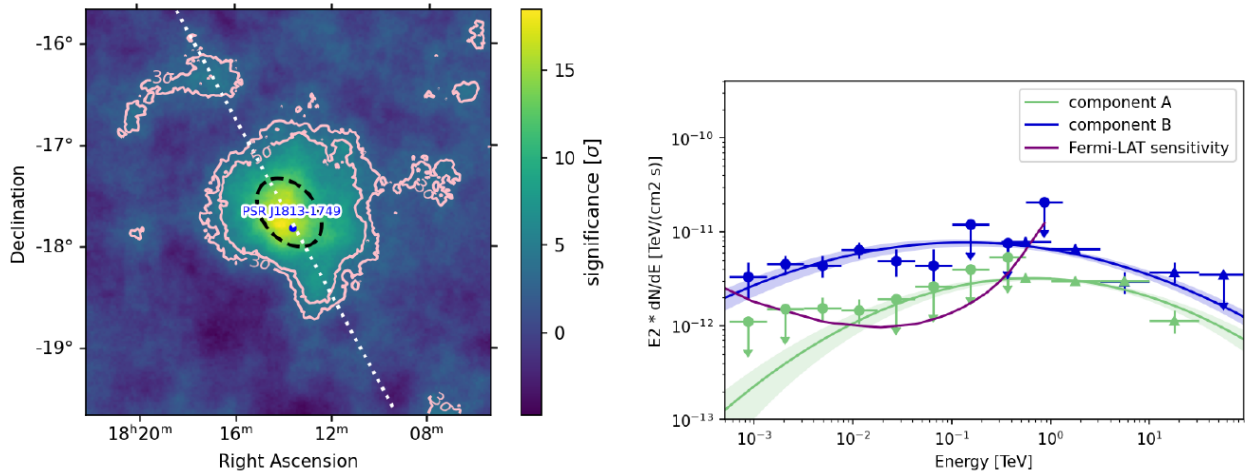


FIGURE 6.16 – *Gauche* : Carte de signification, extraite de [248], entre 1 GeV - 1 TeV autour de 4FGL J1813-1737e avec les données du Fermi-LAT. Les autres sources du FoV ont été retirées en les ajustant avec leur description dans le catalogue 4FGL. Les contours représentent les niveaux de signification à 3σ et 5σ . Le meilleur ajustement de la morphologie de 4FGL J1813-1737e est indiqué en pointillés noirs et les pointillés blancs représentent le plan galactique. *Droite* : SEDs, extraites de [248], des composantes A et B qui représentent HESS J1813-178 et la source qui s'étend autour dans l'analyse jointe Fermi-H.E.S.S.. La sensibilité du Fermi-LAT est représentée par la ligne violette [27].

Dans le but de décrire la région sur 5 décades et de comprendre davantage la nature de l'émission étendue découverte dans H.E.S.S., une analyse jointe Fermi-H.E.S.S. a été réalisée. Le modèle de source qui correspond à l'émission autour de PSR J1813-1749 sur les deux ensembles de données est décrit par deux gaussiennes. L'une est symétrique et l'autre asymétrique et possèdent toutes les deux un spectre en LP de 1 GeV à 100 TeV. Après ajustement de ce modèle, aucun résidu n'est visible indiquant une description correcte de la source. Les deux composantes peuvent être associées à la composante A compacte détectée dans H.E.S.S. et la composante B étendue détectée dans H.E.S.S. et avec le Fermi-LAT. À droite de la Figure 6.16, on peut voir leurs spectres et leurs points de flux,

ainsi que la sensibilité à large bande du LAT sur 12 ans d'exposition pour les sources situées dans le plan galactique [27]. Le spectre de la composante A montre seulement deux points de flux dans la bande d'énergies du LAT très proches de la sensibilité de l'instrument. Ceci explique pourquoi la composante n'a pas été détectée significativement dans l'analyse Fermi seule. Enfin, les SEDs et les paramètres spectraux obtenus sur toute la bande en énergie Fermi-H.E.S.S. sont donnés dans [248]. Les résultats sont en parfait accord avec notre analyse H.E.S.S. pour la composante A. Pour la composante B, le demi-grand axe est un peu plus petit et vaut $0.54^\circ \pm 0.03^\circ$. Le spectre suit une LP sur 5 décades d'indice 2.17 ± 0.03 avec une courbure de 0.04 ± 0.001 . Sa norme à 1 TeV, prise sur le modèle spatial réajusté, est aussi plus faible et vaut $(6.47 \pm 0.43) 10^{-12} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

6.4 Discussion et conclusion de cette étude

Les analyses précédentes montraient des résultats divergents sur la source coïncidente avec la position de PSR J1813-1749. L'émission observée dans H.E.S.S. au-dessus de 200 GeV et en rayons X était compacte avec un spectre dur laissant penser qu'elle était créée par l'accélération de leptons dans une PWN. Dans Fermi entre 0.5 et 500 GeV, l'analyse détectait une grande émission avec un spectre en $E^2 dN/dE$ plat, suggérant une accélération de hadrons au sein d'un SFR ou d'un des SNRs de la région. Ainsi, l'article de M. Araya de 2018 [35] conclue que les deux émissions compacte et étendue autour du pulsar respectivement au TeV et au GeV ne sont pas associées à la même source. Une ré-analyse de la région en utilisant une plus grande quantité de données H.E.S.S., avec des méthodes de reconstruction améliorées et une analyse 3D utilisant la méthode de *field-of-view background* adaptée à l'étude des sources étendues, a été réalisée. Suite à cela, une ré-analyse au GeV avec les données du Fermi-LAT avec une exposition accrue a été produite. Et enfin, une analyse jointe Fermi-H.E.S.S. entre 1 GeV et 100 TeV a également été effectuée. Nous avons participé à l'analyse "cross-check" des données H.E.S.S.. L'ensemble de ces études permet la détection de deux composantes significatives.

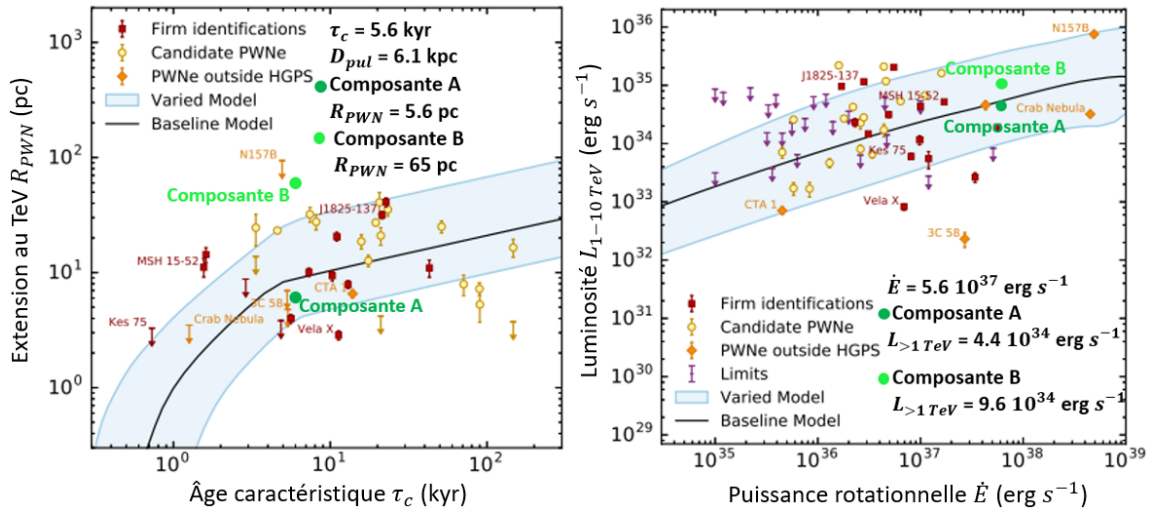


FIGURE 6.17 – Graphes adaptés de l'étude de population de PWNe du HGPS [133] pour les composantes A et B autour de PSR J1813-1749 qui présente les caractéristiques de la Table 6.1 : $\tau_c = 5.6 \text{ kyr}$ et $D_{pul} = 6.1 \text{ kpc}$. Les calculs des extensions au TeV et des luminosités sont obtenus de la même façon qu'au chapitre 5 dans la partie 5.2.3.

La première est une gaussienne symétrique compacte avec un spectre plutôt dur qui montre une courbure aux VHE. Elle est appelée composante A et peut être associée à la source HESS J1813-

178 au TeV. La Figure 6.17 reprend l'étude de population de PWNe du HGPS [133], comme ce que nous avons fait dans la partie 5.2.3 sur les résultats du modèle 3D de la région à 312° avec le diffus galactique. Le flux intégré au-dessus de 1 TeV de la composante A dans notre analyse H.E.S.S. est de $(2.7 \pm 0.4) 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Ainsi en reprenant les mêmes calculs qu'au chapitre 5 et avec les paramètres de la Table 6.2, on obtient l'extension au TeV R_{PWN} et la luminosité $L_{>1\text{TeV}}$ de la composante A (Figure 6.17). Elle semble montrer des caractéristiques proches de celles des modèles de PWNe actuels.

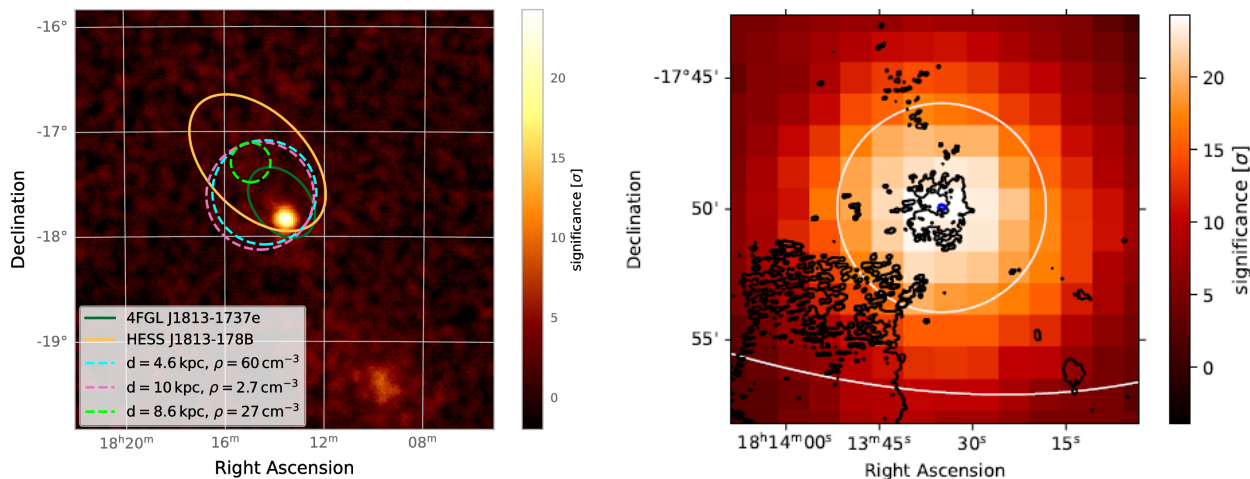


FIGURE 6.18 – *Gauche* : Carte du nombre d'évènements autour du pulsar PSR J1813-1749 dans H.E.S.S. avec une corrélation de 2 pixels. Les candidats MCs avec une distance entre 4 et 12 kpc et une grande partie de leur extension qui chevauche les émissions de la composante B vues dans H.E.S.S. et avec le Fermi-LAT sont en pointillés. Ils proviennent des catalogues [218] et [191]. Leur densité est aussi donnée. Les morphologies obtenues de la composante B au GeV et au TeV sont en lignes continues. *Droite* : Carte de signification zoomée dans H.E.S.S. sur PSR J1813-1749 (en bleu) avec un rayon de corrélation de 0.06° . Les observations VLA du SNR G12.82-0.02 et de CI 1813-178, probablement associé à W33, sont représentées par les contours noirs. (Crédit des deux graphiques : Tina Wach)

La deuxième, appelée composante B, est une gaussienne asymétrique très étendue à l'est du plan galactique détectée pour la première fois dans H.E.S.S.. Elle montre un indice spectral un peu plus mou qui semble reliée à la source 4FGL J1813-1737e. En effet, en supposant une gaussienne symétrique sur la composante B, l'extension au TeV est en parfait accord avec l'article [35]. Pour comprendre sa nature, nous avons cherché une dépendance morphologique avec l'énergie mais le manque de statistique ne permet pas de conclure. Nous avons donc supposé une PWN et repris l'étude de population du HGPS comme pour la composante A. Le sigma de 0.61° de la gaussienne symétrique permet d'obtenir le R_{PWN} de la Figure 6.17. On peut voir que cette émission est plus étendue que la plupart des PWNe connues aujourd'hui au TeV. La Figure 6.17 montre aussi que la luminosité $L_{>1\text{TeV}}$ en fonction de \dot{E} est cohérente avec les modèles. Elle a été obtenue à partir du flux intégré au-dessus de 1 TeV de la composante B dans notre analyse H.E.S.S. de $(6.8 \pm 3.7) 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Toutefois, le calcul de son efficacité de conversion de puissance rotationnelle en γ donne 0.002%. Ceci est plus faible que les modèles créés à partir des nébuleuses identifiées au TeV (0.01 - 10%) mais légèrement supérieure à l'efficacité de l'objet 3C 58 [133] identifié en tant que PWN [179]. Cette grande émission pourrait alors correspondre, malgré l'âge du pulsar, à un stade de PWN avancé. Les leptons accélérés se seraient échappés de la PWN et diffuseraient dans l'ISM en halo de pulsar. Le pulsar présente une

perte d'énergie rotationnelle très importante qui pourrait expliquer son évolution rapide. Une autre interprétation est que, dans une région dense, le choc inverse du SNR aurait interagi de manière précoce avec la PWN.

Cependant, l'accélération de hadrons n'est pas une hypothèse écartée car un grand nombre de nuages moléculaires (MCs) sont présents dans la région, comme on peut le voir à gauche de la Figure 6.18. À droite de la Figure 6.18, on voit aussi que l'émission coïncide avec le SNR G12.82-0.02 et l'amas stellaire Cl 1813-178, probablement associé à la SFR W33, vus en radio avec le VLA. Dans l'article [35] en supposant que des hadrons sont accélérés au niveau de W33 en suivant une PL d'indice 2.15 jusqu'à une énergie de coupure de 80 TeV, l'énergie totale des protons nécessaire est de : 4.2×10^{50} ergs $(\frac{1\text{cm}^{-3}}{n}) (\frac{d}{2.4\text{kpc}})^2$, avec 2.4 kpc la distance de la SFR. Cette énergie est similaire à celle du cocon du Cygne pour une taille de la région au GeV (~ 50 pc) deux fois plus petite. On considère maintenant que les hadrons sont accélérés au niveau du choc du SNR G12.82-0.02 en interaction avec l'un des nuages de la région. La distribution des protons suit une PL de l'indice obtenu pour la composante B. La distance du SNR est estimée entre $d \in [6.2, 12]$ kpc. On suppose raisonnablement que la densité du milieu est de $n = 1 \text{ cm}^{-3}$ (celui de l'ISM) et que l'énergie de la supernova est de $E_{\text{SN}} = 10^{51}$ ergs. De plus, le flux intégré au-dessus de $E = 400$ GeV de la composante B vaut $F(> 400 \text{ GeV}) = (3.0 \pm 1.3) 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. On définit ϵ_{CR} la fraction de l'énergie E_{SN} convertie en énergie de protons E_{CR} . Ainsi, on peut en déduire E_{CR} par l'équation [100] :

$$F(> E) \approx 9 \times 10^{-11} \epsilon_{\text{CR}} \left(\frac{E}{1\text{TeV}}\right)^{-1.1} \left(\frac{E_{\text{SN}}}{10^{51}\text{ergs}}\right) \left(\frac{d}{1\text{kpc}}\right)^{-2} \left(\frac{n}{1\text{cm}^{-3}}\right) \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$$

On obtient $E_{\text{CR}} = \epsilon_{\text{CR}} E_{\text{SN}} \in [4 \times 10^{49}, 2 \times 10^{51}]$ ergs. Ce résultat indique que des protons pourraient être accélérés par la composante B et produire des rayons γ par interaction proton - proton. Néanmoins, les tailles de la région de formation d'étoiles et des nuages moléculaires dans la région sont trop petites pour expliquer l'extension de la composante B. Le scénario leptonique est donc favorisé pour cette grande émission. Le spectre typique de l'interaction proton - proton de la Figure 6.2 pourrait s'expliquer par la composante C mais une analyse avec les données du Fermi-LAT sur une plus large bande est nécessaire pour conclure.

L'étude permet ainsi de décrire la région autour de PSR J1813-1749 de manière continue sur 5 décades du GeV au TeV. L'article "Unveiling extended gamma-ray emission around HESS J1813-178", que nous avons évoqué au début du chapitre, présentera de manière détaillée toutes ces analyses avec les erreurs systématiques. De plus, il présentera des modèles spectraux à partir de données multi-longueurs d'onde pour comprendre l'origine leptonique ou hadronique des composantes de l'émission et leurs scénarios d'évolution. Cette région présente des caractéristiques inhabituelles et demandent à être étudiée davantage, notamment avec les données HAWC ou les futures données CTA.

Finalement, cette étude nous a également permis de vérifier la production 04 des données HAP-FR reconstruites avec Hillas et la technique MVA qui effectue des coupes de présélection et de discrimination rayon γ /hadron qui favorisent la collecte standard des photons (autour de 1 TeV). Cette région est intéressante car elle représente une région avec de nombreuses sources étendues qui doit être analysée en 3D avec la méthode du *field-of-view background*. Ainsi, elle permet de vérifier la production des données HAP-FR-ash Prod04 sur ce type d'analyse, et notamment la modélisation du fond qui est très importante dans ces régions complexes du plan galactique (Figure 6.14). Ces données seront utilisables très prochainement pour des publications.

CHAPITRE 7

Étude des simulations CTA de HESS J1825-137

Sommaire

7.1 Observatoire CTA : la nouvelle génération des IACTs	155
7.1.1 Performances techniques	156
7.1.2 Performances scientifiques dans l'étude du plan galactique	158
7.1.3 Simulations du plan galactique avec CTA	160
7.2 Objectifs de cette étude	164
7.3 Étude spectro-morphologique de HESS J1825-137 dans CTA	168
7.3.1 Sélection et préparation des données	168
7.3.2 Construction et résultats du meilleur modèle 3D	169
7.3.3 Morphologie dépendante de l'énergie et modèles de propagation des particules	175
7.3.4 Analyse spectrale résolue spatialement	179
7.3.5 Optimisation de la configuration du réseau Sud de CTA	181
7.4 Conclusion de cette étude	186

7.1 Observatoire CTA : la nouvelle génération des IACTs

La découverte des sources en astronomie γ de VHE est exponentielle. Ces 20 dernières années, avec la construction des trois principaux IACTs (H.E.S.S., MAGIC, VERITAS) les détections ont été multipliées par 10. Aujourd'hui, plus de 150 sources sont connues et des résultats scientifiques majeurs ont été obtenus, comme la découverte des halos de pulsar permettant de contraindre le transport des rayons cosmiques dans la Galaxie [176]. Ces résultats ont alors motivé la construction d'un nouveau réseau de télescopes Cherenkov bien plus grand, mettant en commun toute la communauté scientifique au TeV. Il appartiendra à un observatoire public nommé le "Cherenkov Telescope Array Observatory" (CTAO). Ce grand réseau de nouvelle génération sera constitué de 64 télescopes et vise la découverte de plus d'un millier de sources [245].

Le projet a commencé en 2010 et est international regroupant les 25 pays que l'on peut voir sur la carte de la Figure 7.1, plus de 150 instituts et environ 1500 membres. Ensemble ils constituent le Consortium CTA, ils ont développé l'idée et ont été la force motrice de sa conception. La Figure 7.1 montre les localisations des deux réseaux dans les hémisphères Nord et Sud et la Figure 7.2 montre la configuration des télescopes qui seront détaillées ultérieurement. Le Consortium a également rédigé l'article qui détaille les principaux objectifs scientifiques de CTA [71] dont certains seront développés par la suite. Il sera aussi responsable de l'analyse des données et de la publication des résultats en mettant à disposition des outils et des données à l'usage de toute la communauté scientifique. Il apporte

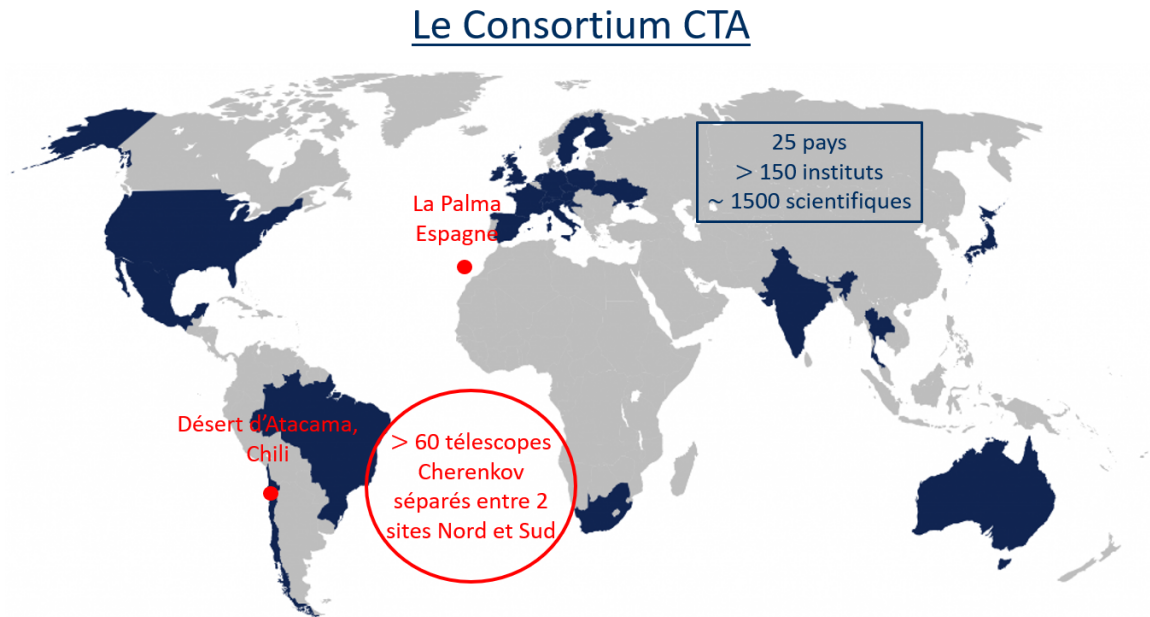


FIGURE 7.1 – Les pays du Consortium CTA et les localisations des sites Nord et Sud [198].

aussi une contribution dans la construction du réseau de télescopes et soutiendra sa mise en service, sa vérification et ses opérations scientifiques. Le Consortium CTA travaille avec le "Cherenkov Telescope Array Observatory gGmbH" (CTAO gGmbH) qui s'occupe de l'aspect juridique du projet pendant la conception et la réalisation du CTAO. Ce dernier est composé de parties prenantes de 11 pays et d'une organisation intergouvernementale "European Southern Observatory" (ESO). Le CTAO gGmbH est présent de manière temporaire le temps qu'un Consortium européen pour les infrastructures de recherche ("European Research Infrastructure Consortium", ERIC) soit complètement mis en place. L'ERIC CTAO est responsable de la construction et de l'exploitation de l'observatoire.

7.1.1 Performances techniques

Aujourd'hui, les IACTs H.E.S.S. (cf. Chapitre 3), MAGIC et VERITAS observent le ciel à VHE avec des performances basées au mieux sur 5 télescopes. Ils combinent les techniques des IACTs des générations précédentes : les télescopes observent en stéréoscopie (HEGRA) et la caméra est dotée d'une fine pixellisation et une électronique rapide (CAT). Le réseau CTA combine d'une part ces caractéristiques de manière améliorée, d'autre part, il est composé de plusieurs dizaines de télescopes placés dans une configuration optimisée. Ainsi, il est doté d'une grande sensibilité et sa reconstruction de la direction et de l'énergie des rayons γ par stéréoscopie et photométrie des images de la gerbe est très précise. De plus, les champs de vue (FoV) de CTA Nord et CTA Sud permettent de recouvrir une très grande partie du ciel. Les deux réseaux seront aussi constitués de télescopes de 3 tailles différentes permettant de couvrir 3 gammes en énergies complémentaires entre 20 GeV et 300 TeV. Ces télescopes et leurs électroniques associées bénéficient des derniers développements basés sur l'expérience acquise par les générations précédentes. Plus de détails sur le sujet est fourni dans [198]. Les "large-sized telescopes" (LSTs) sont optimisés pour observer de 20 à 150 GeV, les "medium-sized telescopes" (MSTs) de 150 GeV à 5 TeV et les "small-sized telescopes" (SSTs) de 5 à 300 TeV. Au total, le réseau comptera 4 LSTs au Nord (et peut-être 2 au Sud), 23 MSTs dont 9 au Nord et 14 au Sud et 37 SSTs au Sud. Ces configurations permettent de favoriser l'observation à haute énergie (Pevatrons,...) de la Voie lactée depuis le site Sud tandis que le site Nord sera plus sensible à

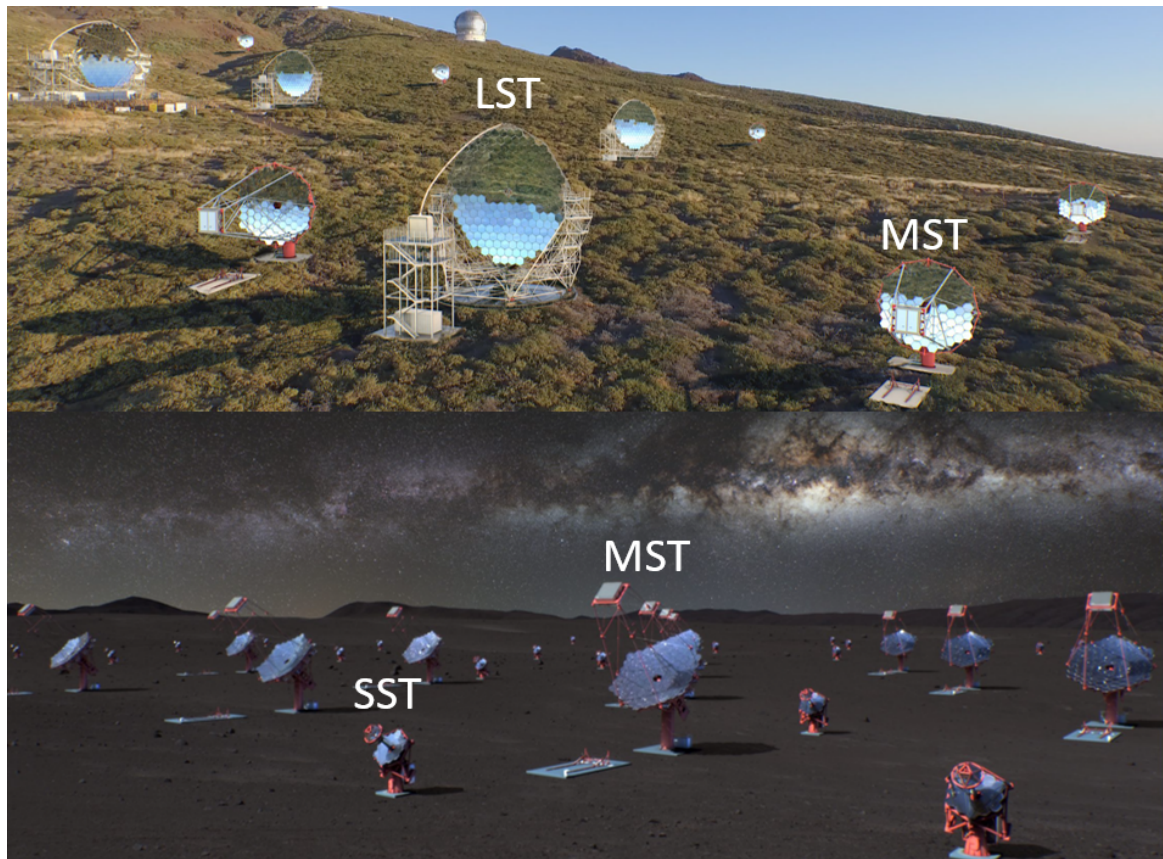


FIGURE 7.2 – Vues d’artiste [198] des sites Nord (*Haut*) et Sud (*Bas*) de CTA (Crédit : CTAO).

plus basse énergie pour l’observation des phénomènes variables ou transitoires (GRB, Novae,...). Les images des trois types pourront être combinées et ainsi CTA pourra observer sur plus de 4 décades, rejoignant les données du Fermi-LAT à celles des WCDs. La Figure 7.2 montre des vues d’artiste des deux réseaux. La Table 7.1 donne les performances globales de CTA et les compare à celles des IACTs actuellement en fonctionnement, et notamment à 1 TeV.

Le réseau CTA (dans la configuration Alpha [131] avec les IRFs Prod5 version 0.1¹) représente un gain en sensibilité significatif par rapport aux détecteurs de rayons γ existants sur toute sa gamme d’énergie (voir Figure 1.10), de 20 GeV à 300 TeV. En particulier, la sensibilité pour 50 heures d’observations sera 5 à 10 fois meilleure que celle des IACTs actuels, en fonction du réseau et de la plage d’énergie. Dans la gamme 70 GeV - 10 TeV, CTA sera le plus sensible des instruments γ et entre 10 GeV et 100 GeV, il sera l’observatoire le plus performant pour tous les phénomènes transitoires. En revanche, les sources stables seront mieux détectées avec Fermi-LAT à ces énergies car il a accumulé à ce jour 15 ans de données. Au-delà de 15 TeV, le ”Large High Altitude Air Shower Observatory” (LHAASO) après un an d’observations obtient une sensibilité considérable qui permet de compléter CTA aux très hautes énergies dans l’hémisphère Nord. Cependant, la résolution angulaire de CTA est largement meilleure. Elle se rapproche de la minute d’arc à plusieurs dizaines de TeV tandis que LHAASO montre une résolution de 0.2° au-dessus de 6 TeV. De plus, elle sera environ 1.5 à 2 fois plus précise que la résolution angulaire des autres IACTs. CTA présentera donc la meilleure résolution au monde dans la bande des rayons γ à HE et VHE [219]. Sa dispersion en énergie sera également ~ 2 fois plus petite que celles des autres IACTs à 1 TeV. Enfin, son champ de vue sera ~ 1.5 fois plus

1. Les graphes des performances de CTA peuvent être trouvées sur [CTAO Alpha configuration Performance](#) et les IRFs utilisées pour les graphes sur [CTAO IRFs - Prod5 version 0.1](#)

grand que celui de H.E.S.S. qui possède le plus grand FoV des IACTs actuels.

Performances	CTA	H.E.S.S.	MAGIC	VERITAS
Nbre de télescopes	64	5	2	4
Localisation	La Palma (Nord) et désert d'Atacama (Sud)	Namibie (Sud)	La Palma (Nord)	Arizona (Nord)
Altitude	2200 m et 2100 m	1800 m	2200 m	1268 m
Sensibilité à 1 TeV pour 50 h ($\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)	1.5×10^{-13} (Nord) 1×10^{-13} (Sud)	6×10^{-13}	1×10^{-12}	6×10^{-13}
FoV	4.3° (LST) 7.5° / 7.7° (MST) 8.8° (SST)	5° (HESS I) 3.4° (HESS II)	3.5°	3.5°
Résolutions angulaire et énergétique à 1 TeV	0.05° 7%	0.06° 10%	0.07° 16%	0.07° 14 %
Bande en énergie	0.02 - 300 TeV	0.02 - 100 TeV	0.025 - 30 TeV	0.085 - 30 TeV
Premières lumières	~ 2020 - 2030	2004 (HESS I) 2012 (HESS II)	2003	2005

TABLE 7.1 – Caractéristiques et performances des IACTs actuels : CTA [198], H.E.S.S. (I pour CT1-4 [20] et II pour CT5 [154]), MAGIC [32] et VERITAS [202].

7.1.2 Performances scientifiques dans l'étude du plan galactique

De manière générale, CTA se concentrera sur des sujets regroupés en trois grands thèmes. Le premier porte sur l'origine et le rôle des CRs relativistes. Nous avons vu dans le chapitre 1 que leurs sites et leurs mécanismes d'accélération restent encore en questionnement. L'objectif est de comprendre quel est leur fonction dans la formation des étoiles et l'évolution des galaxies. Le deuxième thème étudie les environnements extrêmes. La finalité est d'identifier les processus physiques proche des étoiles à neutrons et des trous noirs et de déterminer les caractéristiques des jets relativistes, des vents et des explosions. Par ailleurs, l'instrument pourrait permettre d'estimer l'intensité des champs de photons et magnétiques dans l'univers et de comprendre leur évolution au cours du temps. Le troisième thème tente d'explorer les frontières de la physique. Les motivations se portent sur la découverte de la nature de la matière noire, sur l'estimation de sa distribution et sur la détermination de l'existence des effets gravitationnels quantiques sur la propagation des photons.

Pour répondre à ces diverses questions, les données de CTA seront accompagnées d'outils d'analyse, standards ou plus complexes, afin de prendre en compte une variété d'effets d'observations et instrumentaux. Pour cela, les logiciels publics *gammapy* et *ctools* ont été développés. Par exemple, dans les chapitres 5, 6 et 7, ces outils ont permis de faire des analyses spectro-morphologiques précises dans des régions complexes du plan galactique. Ils peuvent également traiter des ensembles de données multi-longueurs d'onde (MW, "multi-wavelength") en même temps que les données γ de VHE (comme les analyses jointes Fermi-H.E.S.S.).

En particulier, l'étude du plan galactique du futur réseau de télescopes fournira des données à grande échelle et sur sa large bande d'énergies qui sont essentielles dans les analyses des objets et des

émissions diffuses dans la Voie lactée. Le "Galactic Plane Survey" (GPS) de CTA a pour principaux objectifs scientifiques de :

- Fournir des études plus avancées des populations de sources galactiques à VHE (notamment pour les classes d'objets répandues comme les SNRs, les PWNe et les systèmes binaires) grâce à la résolution de sources non identifiées et à la découverte de centaines de nouvelles sources.
- Identifier des cibles prometteuses pour des opérations de suivi de nouvelles binaires γ , de candidats PeVatrons, de halos de pulsars ou de régions de formations d'étoiles. Ainsi des questions pourraient être résolues telles que : comment et où sont accélérées les particules dans les PeVatrons ? Quel est l'impact des CRs dans l'ISM ? Comment sont confinées les particules dans les halos ?...
- Déterminer plus précisément les propriétés physiques de l'émission diffuse galactique créée par l'interaction des CRs dans la Voie lactée qui rayonnent par inverse Compton (IC) et désintégration de pions, ou par les émissions de sources non résolues.
- Produire un ensemble de données publiques et polyvalentes (cartes, spectres, variabilités, catalogues) sur le plan galactique à VHE qui pourra être complété au cours du temps par la communauté scientifique. Un modèle détaillé du plan galactique sera aussi créé.
- Découvrir des objets et des phénomènes inattendus : une classe de source, un comportement transitoire ou variable... Additionner aux sources connues, cela permettra de comprendre davantage l'origine et les mécanismes d'accélération des CRs galactiques.

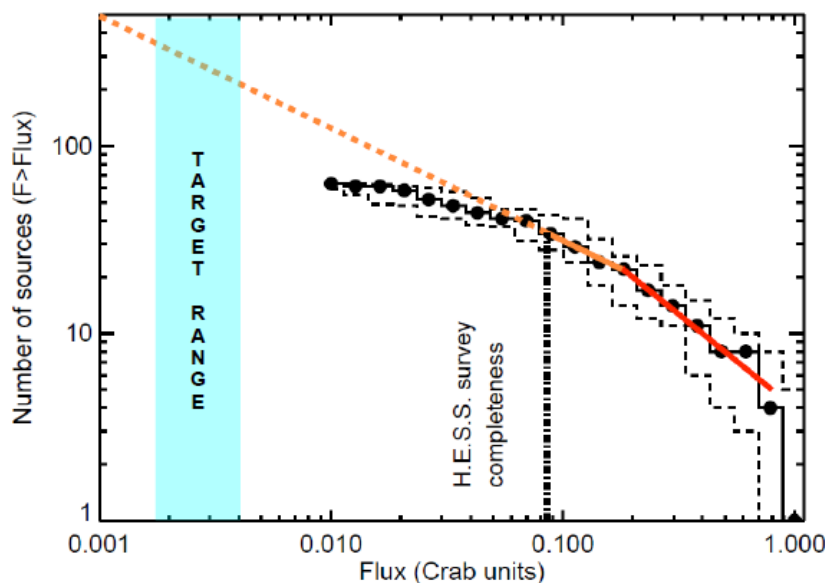


FIGURE 7.3 – Nombre de sources galactiques de VHE au-delà d'un certain seuil en flux en fonction du flux et objectif de sensibilité de CTA (ligne verticale), extrait de [71]. Les lignes pointillées prennent en compte les erreurs statistiques et systématiques. Les lignes pleines rouges et orange correspondent respectivement aux attentes d'une distribution uniforme dans un disque mince et d'une population de sources répartie le long des bras spiraux. La transition est arbitraire. La ligne pointillée montre la limite de H.E.S.S. (pour une source de rayon 0.2° et 5 h d'observations, dans la région interne de la Galaxie). L'extrapolation jusqu'à 1 mCrabe est la sensibilité estimée par l'article [71] pour CTA qui conduirait alors à la détection de ~ 500 sources galactiques VHE.

Le GPS effectuera une étude de l'ensemble du plan galactique grâce aux réseaux Nord et Sud et notamment dans la région interne de la galaxie ($-60^\circ < \text{longitude galactique} < 60^\circ$). Les sources les

plus prometteuses recevront davantage de temps d’observations et seront définies grâce aux anciennes données, par exemple celles des catalogues du Fermi-LAT, et grâce à des simulations combinées des sous-réseaux individuels SSTs, MSTs et LSTs. La définition des cibles est basée sur un critère notamment de sensibilité en observant les sources de quelques mCrabe avec $1 \text{ mCrabe} = 5 \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ avec une énergie seuil de 125 GeV. Sur la Figure 7.3, la sensibilité estimée du GPS pour détecter une source ponctuelle à 5σ est meilleure que 4.2 mCrabe pour tout le plan galactique et 1.8 mCrabe dans la région interne. Ainsi, dans l’article [71] de 2019, le GPS avait été estimé 5 à 20 fois plus sensible que les relevés de H.E.S.S. ou VERITAS. Dans le Nord, CTA complétera HAWC (considéré observant depuis 5 ans) avec une sensibilité qui a été évaluée 5 à 10 fois meilleure dans la bande d’énergie 100 GeV - 10 TeV, couvrira des énergies plus basses et aura une résolution angulaire au moins 5 fois plus précise à 1 TeV. Cette résolution angulaire permettra d’analyser des morphologies de sources étendues avec précision et de résoudre des régions confuses. Le fait de prendre en compte les émissions interstellaires permettra aussi de distinguer davantage les émissions de sources individuelles.

7.1.3 Simulations du plan galactique avec CTA

Les simulations des données de CTA se basent sur un modèle du ciel pour les populations de sources galactiques et les émissions interstellaires. Les IRFs sont prises en compte afin d’obtenir des données les plus proches possibles des observations futures. L’étude que nous avons faite dans ce chapitre sur les simulations CTA date de 2021 et un proceeding [216] décrit les caractéristiques des données simulées à ce moment là. Plus tard, un relevé du plan galactique complet a été obtenu à partir de ces données et optimisé à l’aide de pipelines, comme on peut le voir Figure 7.4. Le papier du Consortium CTA décrit la création du premier catalogue GPS de CTA et les perspectives de ce dernier. Il est intitulé ”Prospects for a survey of the Galactic plane with the Cherenkov Telescope Array” et sera publié prochainement dans *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*. Ce catalogue prépare le projet du Consortium [71] concernant les études du plan galactique que nous avons vu plus haut. Plusieurs études de ce type [148] [29] ont été réalisées au cours des deux dernières décennies et ont permis des avancées majeures dans l’étude des sources γ à VHE.

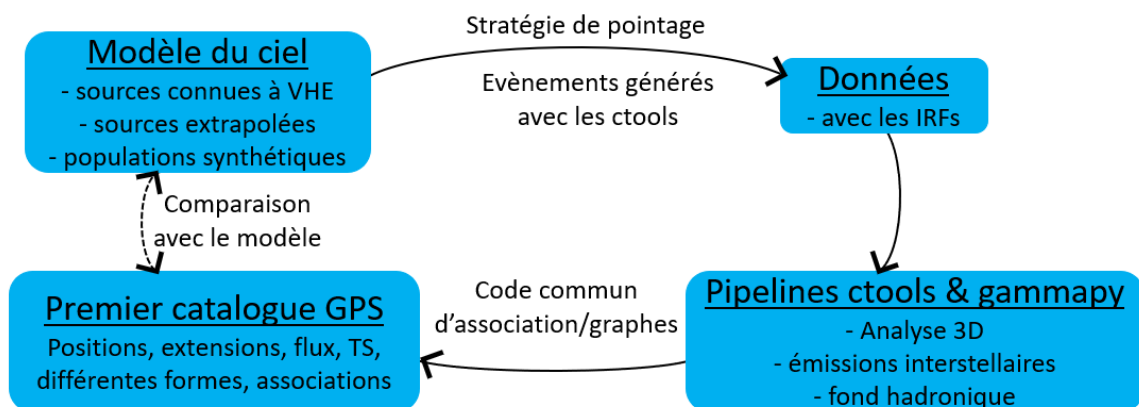


FIGURE 7.4 – Schéma de la création du premier catalogue GPS pour CTA avec des données simulées (Crédit : Consortium CTA).

Le modèle du ciel simulé est constitué de trois composantes, comme on peut le voir Figure 7.4. Tout d’abord, un ensemble de sources réelles est modélisé à partir des observations d’instruments passés ou actuels. À cela est ajouté des populations synthétisées pour les trois classes les plus

présentes dans la Galaxie à VHE : les PWNe, les SNRs et les systèmes binaires γ . Elles se basent sur des modèles physiques préparés à partir des observations et des théories existantes. Enfin, des sources extrapolées sont incluses dans le modèle, comme les émissions interstellaires.

Les sources connues sont modélisées à l'aide de la base de données publique *gamma-cat*² qui recense les sources connues à VHE des catalogues d'observations de plusieurs instruments. Les sources non incluses dans *gamma-cat* détectées par le Fermi-LAT dans le troisième catalogue de sources dures (3FHL) [25] et par HAWC dans son deuxième catalogue (2HWC) [12] sont également modélisées. Grâce aux observations MW, certaines morphologies de sources, en disque ou gaussienne dans les catalogues, ont été remplacées par des modèles plus complexes. De plus, un échantillon de binaires et de pulsars en γ avec leurs profils temporels sont modélisés.

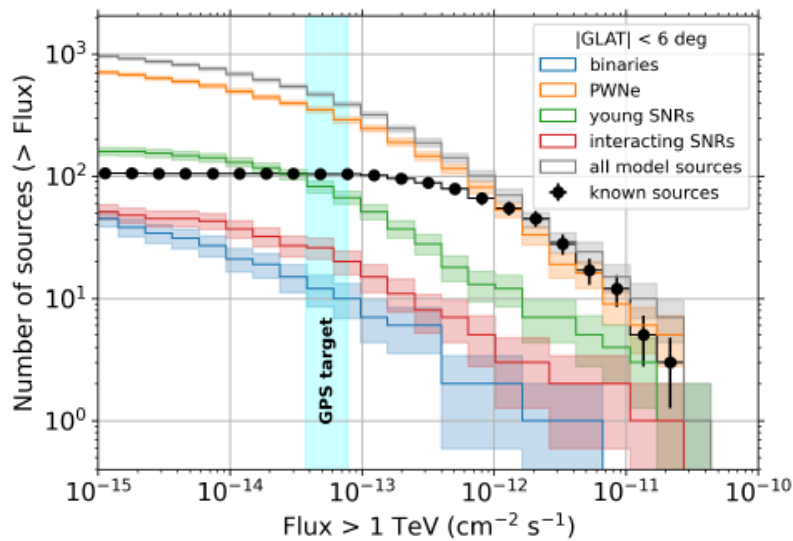


FIGURE 7.5 – Nombre de SNRs, PWNe et binaires de VHE au-delà d'un certain seuil en flux en fonction du flux et objectif de sensibilité du GPS (ligne verticale), extrait de [216]. Le flux est celui des photons d'une source intégré au-dessus de 1 TeV, soit mesuré par les instruments actuels ou anciens (*gamma-cat*, Fermi-LAT, HAWC), soit prédit par les populations synthétiques. Seules les sources à $|l| < 6^\circ$ sont incluses.

Les SNRs jeunes sont modélisées en utilisant une approche Monte Carlo qui est décrite dans une publication sur l'étude de population des SNRs à VHE avec CTA [84]. Les SNRs plus âgées qui interagissent avec les MCs de l'ISM sont décrites à partir de la même population de SNRs et associés à des MCs galactiques du catalogue [218]. Pour simuler les PWNe, l'article [216] se sert d'une population de pulsars créée à partir de la même population de supernovae (SN) progénitrices. Un pulsar est ajouté lorsque la SN est gravitationnelle et que la masse d'éjectas dépasse $5 M_\odot$. Ses propriétés sont définies au hasard dans la population de pulsars galactiques observés γ [253]. Ces derniers sont jeunes et sont considérés comme alimentant une PWN. Les PWNe au sein de leur SNR subissent ensuite deux modèles pour les faire évoluer dans le temps. Le premier décrit la phase d'expansion libre analytiquement et le deuxième explique les phases de réverbération et de compression par le choc en retour de la SNR à l'aide d'approximations de modèles d'hydrodynamique. Enfin en supposant que la perte d'énergie rotationnelle des pulsars est constante, la bibliothèque GAMERA [137] fait évoluer le spectre des leptons relativistes et leur rayonnements IC au cours du temps. Les binaires γ sont modélisées selon une évaluation des perspectives de détections au GeV et au TeV de ces classes

2. *gamma-cat*

avec le Fermi-LAT, H.E.S.S., HAWC et CTA [102]. Le modèle de population est ajusté afin que la distribution des SN suive celle utilisée pour les SNRs et les PWNe. La Figure 7.5 montre le nombre de sources du GPS au-delà d'un certain seuil en flux. Le flux de photons des sources est celui intégré au-dessus de 1 TeV. On peut noter sur ce graphe que les paramètres des modèles de classes ont été ajustés pour être en accord avec la distribution des sources connues jusqu'à $\sim 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (limite observable aujourd'hui à VHE). De plus, on remarque que les PWNe synthétisées sont majoritaires car la plupart des sources connues mais non identifiées sont supposées appartenir à cette classe.

Les émissions interstellaires sont simulées à l'aide du code DRAGON [107] qui calcule les prédictions sur les densités de CRs dans la Galaxie en résolvant l'équation de transport interstellaire des CRs. Ensuite, les émissions de rayons γ associées, produites par désintégration de π_0 , de la diffusion IC et du bremsstrahlung, sont obtenues avec le modèle HERMES que nous avons utilisé au chapitre 5. Le modèle dans DRAGON concerne les mesures de CRs directes proches de la Terre mais est indépendant des mesures actuelles en γ qui montrent des spectres de CRs plus durs ailleurs dans la Voie lactée. C'est donc un modèle minimal d'émissions interstellaires. Il a été amélioré dans le papier en prenant en compte un modèle alternatif avec un transport inhomogène des CRs qui comporte un gradient dans le coefficient de diffusion.

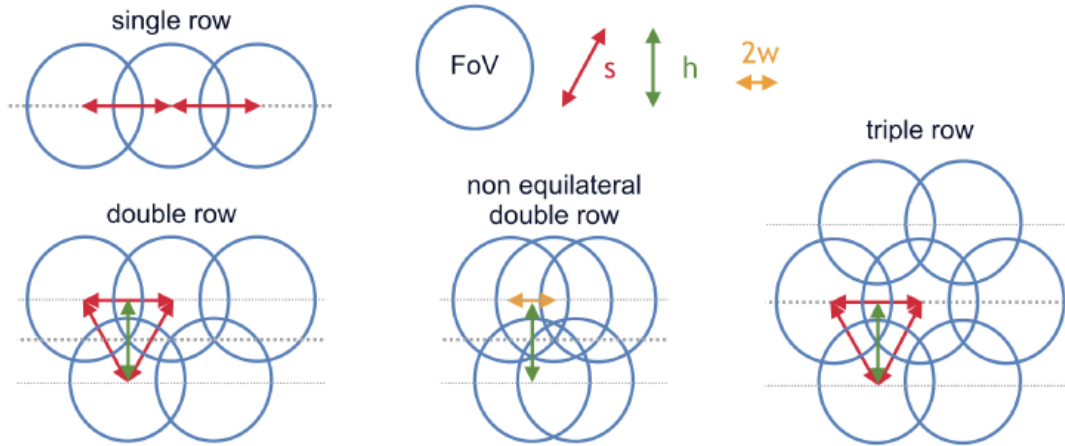


FIGURE 7.6 – Schéma des stratégies de pointage pour CTA avec des nombres différents de télescopes extrait de [216]. Les pointillés gris sont le plan galactique et les cercles bleus les FoV de CTA pour un pointage. Les lignes rouges sont les pas (s) entre pointages. Pour la stratégie de double rangées non équilatérale : $s = \sqrt{4/3} h$. Les lignes vertes représentent l'espacement en latitude (h) et les oranges l'espacement en longitude (w) multiplié par 2.

Finalement l'ensemble des simulations de ce modèle sont publiques et mise à disposition sur : [Simulations du GPS de CTA](#). Elles ont été produites avec la version 1.7.0 des *ctools* [163] et la version prod3b_v2 des IRFs en 2021 que l'on a utilisé pour notre étude³. Plus tard pour le catalogue final, les IRFs ont été améliorées et correspondent à la version Prod5_v0.1. La configuration de base de CTA est considérée et les IRFs sont optimisées pour des observations de 30 minutes et de 50 h sur plusieurs angles zénithaux. Les différents modèles de pointage de la Figure 7.6 ont été explorés en terme d'uniformité d'exposition, de PSF et de sensibilité pour une source ponctuelle isolée. Seule la stratégie de double rangée non équilatérale a été gardée pour plus de simplicité et car elle offrait une meilleure sensibilité dans le plan.

Un catalogue de tout le plan galactique pour $|l| < 6^\circ$ et sur la gamme d'énergies 0.07 - 200 TeV a été obtenu à partir des données simulées que nous venons de voir et un ajustement de maximum de

3. Les IRFs utilisées pour notre étude se trouvent sur [CTAO IRFs - Prod3b-v2](#)

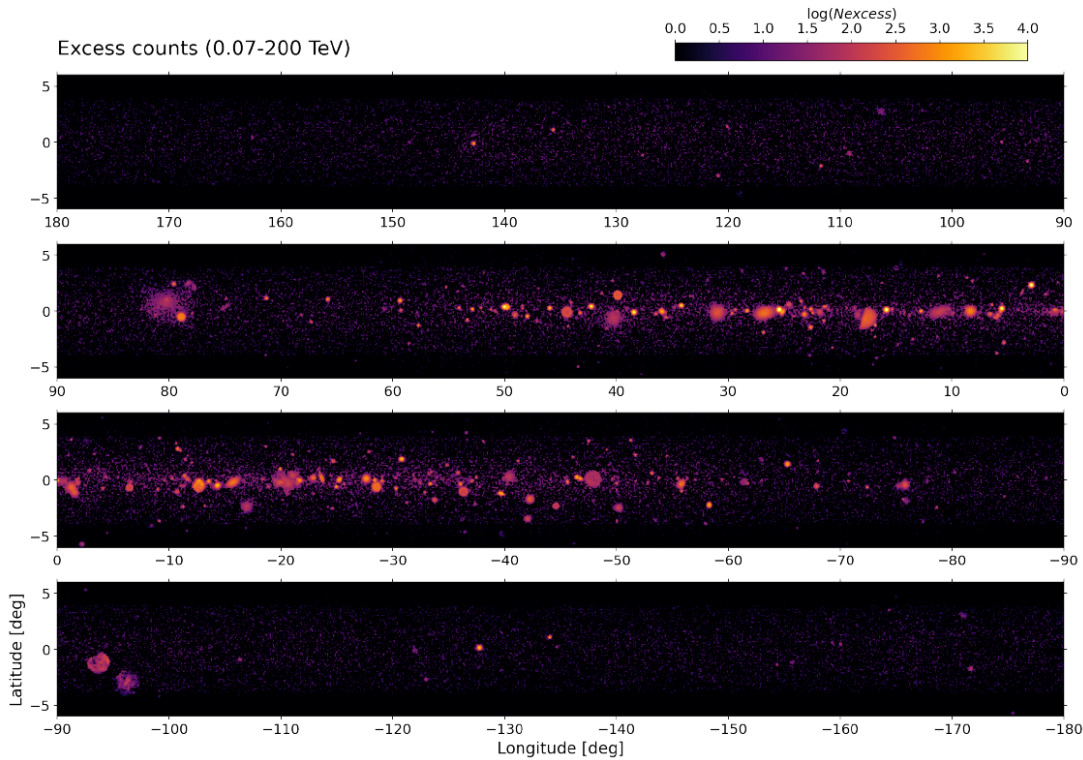


FIGURE 7.7 – Carte d’excès simulée du GPS de CTA extraite de [216] après avoir ajusté le modèle de fond hadronique entre 70 GeV et 200 TeV.

vraisemblance tridimensionnel (3D). Le modèle 3D contient un modèle d’émissions interstellaires, un fond hadronique et un modèle spectro-morphologique pour chaque source γ . La Figure 7.7 montre la carte d’excès simulée de l’ensemble du relevé GPS de CTA, après avoir ajusté le fond hadronique. La production du catalogue s’est faite indépendamment avec les *ctools* [163] basé sur le pipeline de ce proceeding [65] et avec *gammapy* [92] en s’inspirant de l’étude de cet article [214].

Les résultats des deux catalogues sont présentés en partie dans le proceeding [216] et seront détaillés dans l’article publié prochainement. Ils permettent d’obtenir des prévisions sur les propriétés des sources que CTA pourra détecter et de discuter des retours scientifiques attendus sur les études de populations de sources galactiques en γ . La Figure 7.8 montre que les données simulées sont bien reconstruites avec l’analyse 3D. L’écart du flux simulé et du flux ajusté pour les émissions interstellaires est un peu plus grand car les émissions diffuses sont plus difficiles à résoudre spatialement que les sources. De plus, les sources d’un $TS < 25$ resteront non détectées et constitueront alors une composante d’émission diffuse non résolue. Le graphe à gauche de la Figure 7.9 montre également que le nombre de PWNe détectées avec CTA sera environ 5 fois plus important. À droite de la Figure, on peut voir que 50% des PWNe synthétiques avec un pulsar d’un $\dot{E} > 10^{36}$ erg s $^{-1}$ et 70% avec $L_{>1TeV} > 10^{33}$ ph s $^{-1}$ seront détectées. Ces seuils correspondent aux critères actuels de la plupart des PWNe connues. Les parties suivantes parleront de l’analyse de la PWN HESS J1825-137 que nous avons faite avec les données CTA. Ainsi, cela montrera les possibilités du futur IACT dans ce cas physique qui est très important car le ciel galactique sera inondé de cette classe d’objets.

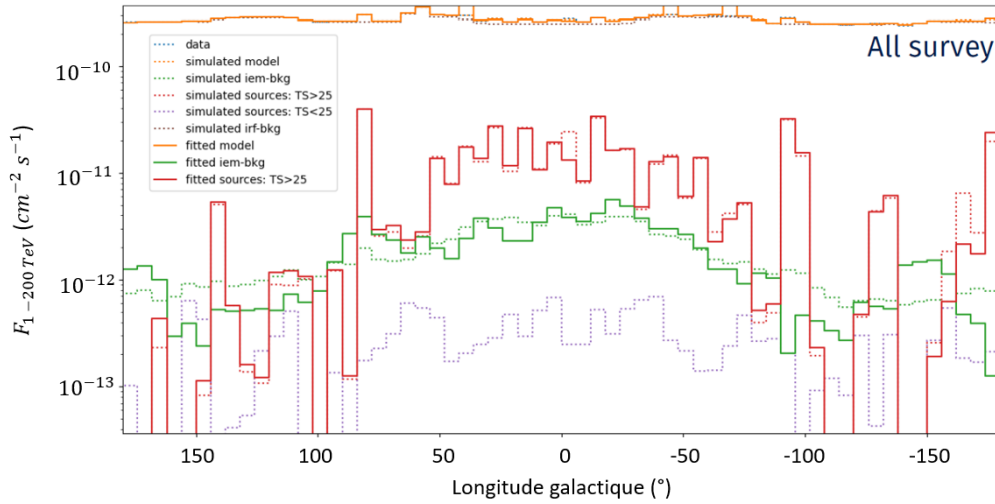


FIGURE 7.8 – Distribution du flux entre 1 et 200 TeV des sources et des composantes diffuses de fond en fonction de la longitude. Les modèles ajustés sont affichés sous forme de lignes pleines et les modèles simulés sous forme de lignes pointillées (Crédit : Consortium CTA).

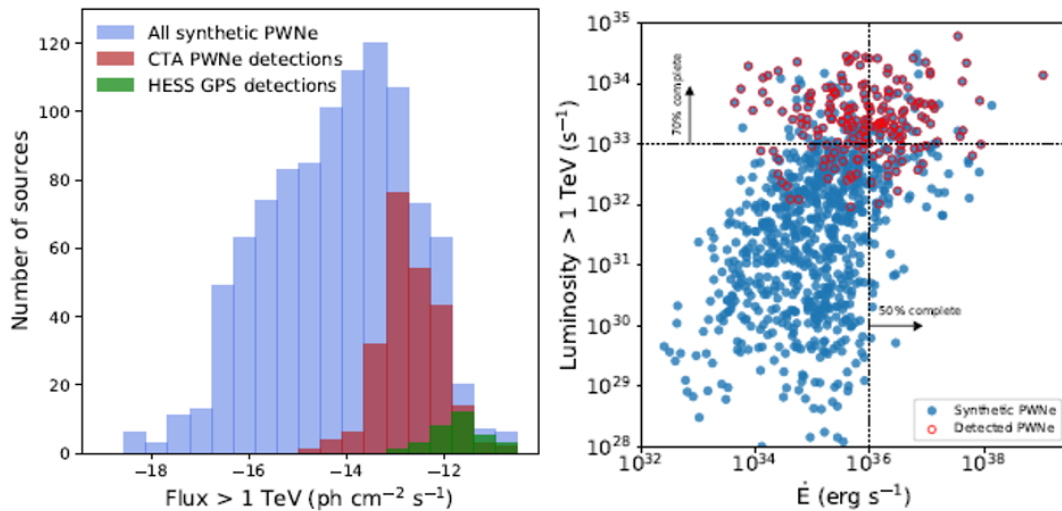


FIGURE 7.9 – *Gauche* : Histogramme extrait de [216] du nombre de PWNe détectées dans le GPS avec CTA comparé à l'ensemble de la population de PWNe synthétiques et au catalogue de PWNe du HESS GPS [133]. *Droite* : Distribution des PWNe synthétiques et détectées dans l'espace luminosité $L_{>1\text{TeV}}$ - \dot{E} . Les lignes pointillées indiquent $\dot{E} = 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$ et $L_{>1\text{TeV}} = 10^{33} \text{ ph s}^{-1}$ (Crédit : Consortium CTA).

7.2 Objectifs de cette étude

HESS J1825-137 est une nébuleuse à vent de pulsar emblématique et est connue actuellement comme la plus étendue de cette classe d'objets [211], jusqu'à 100 pc. Elle a été découverte en 2005 par H.E.S.S. avec une extension de 0.5° [23]. L'instrument met en avant la dépendance de sa morphologie pour la première fois en 2006 [19] et obtient la carte d'excès à gauche de la Figure 7.10. En rayons X, elle a été trouvée par ROSAT [113] et ASCA [224] avec deux composantes : une compacte d'un rayon

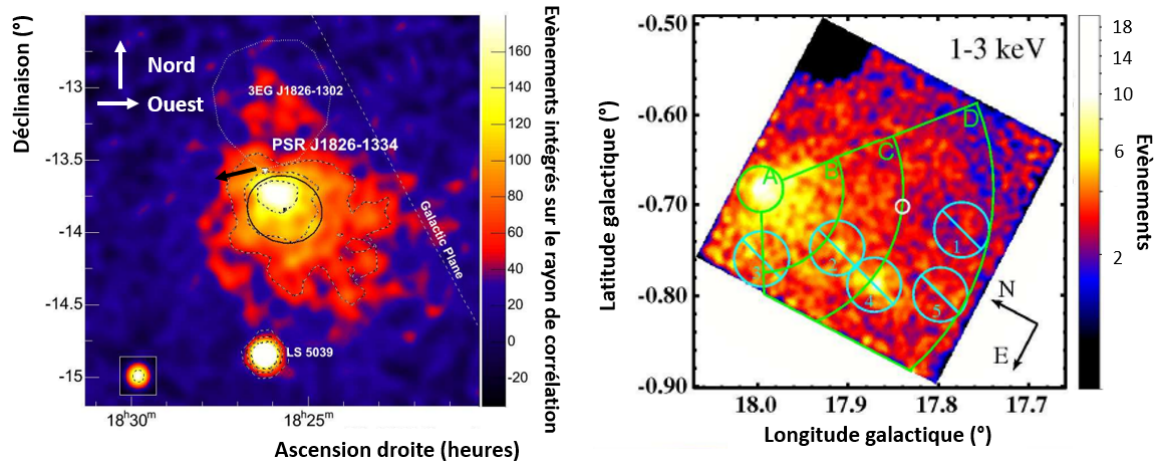


FIGURE 7.10 – *Gauche* : Carte d’excès de H.E.S.S. entre 270 GeV et 35 TeV, corrigée de l’acceptance et corrélée avec un rayon de 2.5 arcmin, sur une région de largeur 2.7° environnant HESS J1825-137. La taille de la PSF corrélée est représentée avec en pointillés noirs la taille de la corrélation. [19]. Les pointillés noirs et blancs représentent les contours à 5σ , 10σ et 15σ . L’ellipse noire est la morphologie de la PWN HESS J1825–137 et le triangle blanc la position du pulsar qui semble l’alimenter. Le plan galactique est représenté par une ligne en pointillés blancs. Une flèche noire de taille arbitraire a été ajoutée pour montrer approximativement la direction de PSR J1826-1334 (Figure 10 de [211]). *Droite* : Carte en rayons X avec les données de Suzaku entre 1 et 3 keV. Le fond est soustrait et le vignettage corrigé. L’image est lissée avec une gaussienne de $\sigma = 0.2$ arcmin. Les régions A, B, C et D sont associées à HESS J1825-137. Les cercles en cyan sont les sources ponctuelles exclues. [242].

d’environ 20 arcsec et une étendue d’un rayon de 4 arc-minutes (arcmin). XMM-Newton confirme la détection des deux émissions avec des extensions de 30 arcsec et 5 arcmin [118]. Les satellites Chandra [205] et Suzaku [242] utilisent de multiples observations pour en déduire une composante compacte et une diffuse de 15 arcmin. La carte d’évènements de Suzaku est présentée à droite de la Figure 7.10. Dans la bande du Fermi-LAT, une extension de $0.56^\circ \pm 0.07^\circ$ a été trouvée en 2011 [130] et le catalogue de sources étendues du Fermi-LAT (FGES) [18] rapporte une très grande extension de $1.05^\circ \pm 0.25^\circ$. À plus haute énergie, HAWC rapporte un excès significatif dans cette région nommée 2HWC J1825-134 mais sa résolution angulaire n’a pas permis d’identifier séparément HESS J1825-137 avec sa source voisine HESS J1826-130 [12]. Toutes ces émissions s’étendent autour du jeune pulsar PSR B1823-13 (nommé aussi PSR J1826-1334) observé en radio [77] qui est très probablement associé à la nébuleuse. Ses caractéristiques sont données dans la Table 7.2.

Paramètre	Valeur estimée
Position (l,b)	$(18.001^\circ, -0.691^\circ)$
Distance	3.6 kpc (DM)
τ_c	21.4 kyr
\dot{E}	$2.8 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$
Période	0.10 s

TABLE 7.2 – Caractéristiques du pulsar PSR B1823-13 du catalogue ATNF version 1.68 [181]. τ_c est l’âge caractéristique et \dot{E} la perte d’énergie rotationnelle. DM signifie que la distance a été calculée avec la mesure de dispersion en radio.

Les émissions en rayons γ et en rayons X montrent que la PWN est asymétrique par rapport à la position du pulsar qui pourrait l'alimenter, et s'étendent vers le Sud et légèrement à l'Ouest. De plus, les observations radio du VLA rapportent que PSR B1823-13 a un mouvement propre quasiment perpendiculaire (flèche noire de la Figure 7.10) à l'extension de la nébuleuse d'une vitesse de $\sim 440 \text{ km s}^{-1}$ [205]. Dans cet article, il est suggéré que le grand angle entre l'extension de la nébuleuse et la trajectoire de mouvement propre du pulsar donne du crédit à un scénario évolutif dans lequel la forme de la nébuleuse a été influencée très tôt par une interaction avec le choc en retour du SNR. Par ailleurs, les observations du EVLA ("Extended Very Large Array") à 1.4 GHz en 2012 détecte une contrepartie radio faible et étendue de la nébuleuse [68]. Ils ont également trouvé un MC et regardé ses propriétés (à l'aide d'observations en CO et en HI atomique). Ce nuage se trouve au Nord de HESS J1825-137 et a une densité de 400 cm^{-3} . Ce dernier pourrait expliquer la forme asymétrique par rapport à la position du potentiel pulsar dans toutes les longueurs d'onde de la PWN [168]. La coquille de son SNR, se déplaçant vers l'extérieur, aurait interagi avec le MC voisin et aurait été ralentie par celui-ci, conduisant à la formation relativement rapide d'un choc en retour au Nord de la nébuleuse qui aurait poussé la nébuleuse vers le Sud.

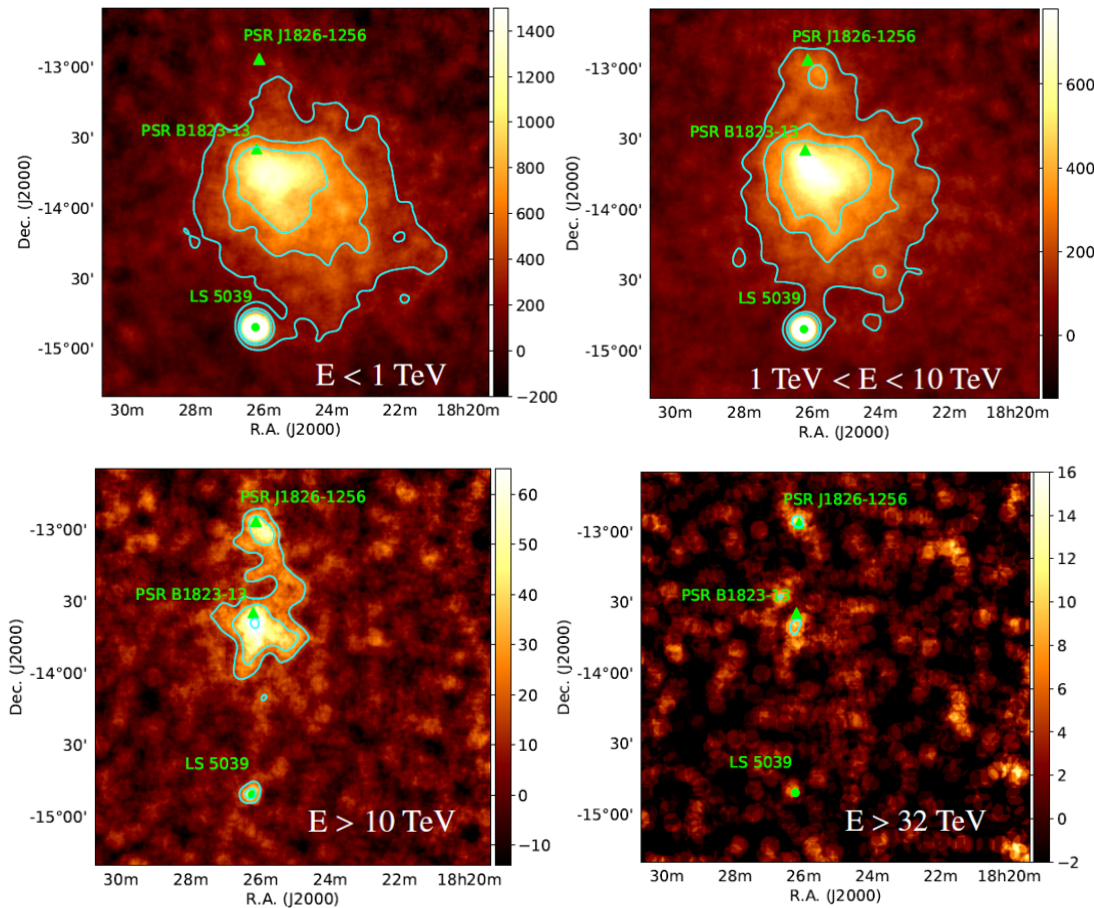


FIGURE 7.11 – Cartes d'événements en excès de la région de HESS J1825-137 en fonction de l'énergie avec les données H.E.S.S., extraites de [134]. La position de LS 5039 et les positions des pulsars associés à HESS J1825-137 et HESS J1826-130 sont en vert. Les contours de signification sont en cyan : 5σ , 10σ et 15σ en-dessous de 10 TeV et 3σ , 5σ et 10σ au-dessus de 10 TeV. *Haut-gauche* : En-dessous de 1 TeV. *Haut-droite* : Entre 1 - 10 TeV. *Bas-gauche* : Au-dessus de 10 TeV. *Bas-droite* : Au-dessus de 32 TeV.

L'ensemble de ces résultats ont ensuite conduit à une ré-analyse de la région avec les données des télescopes CT1-4 et CT5 de H.E.S.S. entre 2004 et 2016 pour un total d'environ 400 heures de temps d'exposition. Ce riche ensemble de données et la grande extension de HESS J1825-137 a permis des analyses morphologiques et spectrales très détaillées de la source dont les résultats sont présentés dans l'article [134]. La Figure 7.11 illustre l'étude de la dépendance de la morphologie de HESS J1825-137 avec l'énergie. On remarque que plus l'énergie augmente, plus l'émission est petite et se concentre autour du pulsar PSR B1823-13. Ce phénomène est typique des PWNe et témoigne de la propagation et du refroidissement des électrons par rayonnement IC. Cela confirme aussi que PSR B1823-13 est le progéniteur de la nébuleuse. La Figure 7.11 montre également la complexité de la région avec la présence de deux sources voisines très brillantes : le système binaire au Sud LS 5039 et la source au spectre dur non identifiée HESS J1826-130. Cette dernière est particulièrement proche et diffuse mais l'émission à haute énergie confirme l'origine indépendante avec HESS J1825-137. De plus, l'analyse spectrale a montré dans H.E.S.S. un spectre en ECPL ("exponential cut-off power law") avec un indice de 2.18, une énergie de coupure à 19 TeV et un flux significatif jusqu'à 50 TeV. La source domine la région de 200 GeV à 91 TeV et notamment HESS J1826-130, ce qui indique que l'excès dans HAWC proviendrait en grande partie de la PWN. À droite de la Figure 7.12, son spectre dans la bande couvrant H.E.S.S. et le Fermi-LAT en PL ("power law") brisée est représenté et suit parfaitement bien le modèle leptonique avec le rayonnement par IC. Aucune énergie de coupure n'est nécessaire dans la population d'électrons injectés, c'est la transition du régime de Thomson à celui de Klein-Nishina (KN).

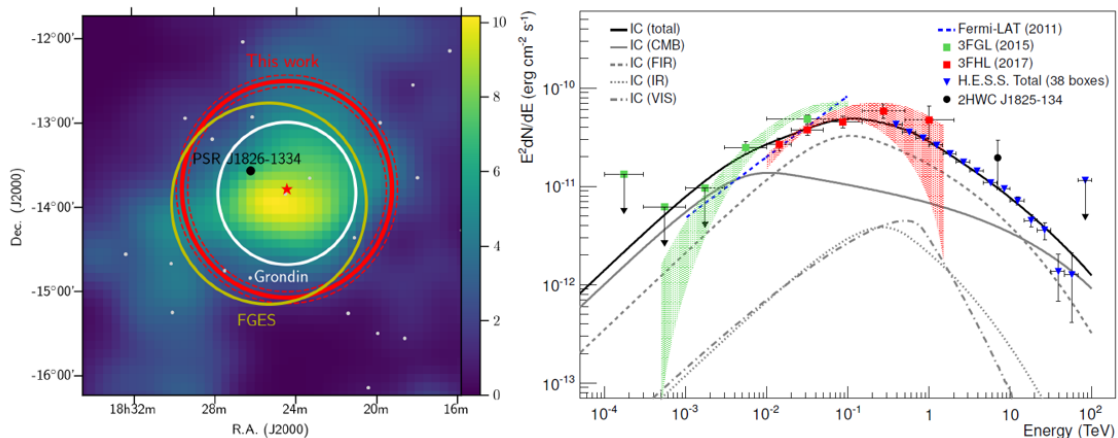


FIGURE 7.12 – *Gauche* : Carte de TS en unité de σ de la région de HESS J1825-137 entre 1 GeV et 1 TeV extraite de [211], avec la morphologie de cet article et son incertitude en rouge. Les cercles vert et blanc sont les extensions extraites de respectivement [18] et [130]. Les points gris sont les sources du catalogue 4FGL ajoutées au modèle [7]. *Droite* : SEDs avec les erreurs statistiques de HESS J1825-137 extraites de [134]. Les points bleus sont ceux du papier de l'étude dans H.E.S.S. et les pointillés bleus proviennent de l'étude du Fermi-LAT dans [130]. Les points verts du catalogue 3FGL [13] et les points rouges du catalogue 3FHL [25] qui ont tous les deux ajusté un spectre en LP à la source. Le point noir provient du catalogue 2HWC [12]. Des émissions IC possibles sur différents champs de photons sont modélisées utilisant la paramétrisation de [210] et *Naima* [262].

Une ré-analyse de la région de HESS J1825-137 a également été faite avec 10 ans de données du Fermi-LAT. À gauche de la Figure 7.12, on peut voir la carte de TS de cette étude et les différentes extensions de la source. L'article [211] présente une morphologie en gaussienne dépendante de l'énergie et l'extension moyenne entre 1 GeV et 1 TeV est de $\sigma = 1.35^\circ \pm 0.09^\circ$.

Finalement, les études [134] et [211] ont montré que la source très étendue HESS J1825-137 et son riche ensemble de données MW peut être utilisée comme cobaye pour avoir une meilleure compréhension générale de la propagation des particules à l'intérieur des PWNe. Les articles mettent en avant des techniques d'analyses fines pour obtenir des détails sur les évolutions de la morphologie et du spectre de la source :

- Ils ont d'abord effectué une étude spectro-morphologique classique de la source en prenant en compte ses proches voisines et le fond hadronique. Le meilleur modèle par ajustement avec un maximum de vraisemblance est une gaussienne asymétrique avec un spectre en ECPL.
- Ils ont regardé l'extension radiale en fonction de l'énergie en utilisant la méthode du profil radial dans [134] et la méthode de l'ajustement gaussien dans [211]. À ces résultats, ils ont ajusté des modèles simples de diffusion et d'advection pour comprendre la propagation des particules.
- La taille de l'émission de la source bien plus grande que la PSF permet de la découper en plusieurs petites boîtes spatiales. Le spectre de la source a été ajusté dans chaque boîte, une par une, en fixant les paramètres des autres boîtes. Cette technique permet d'obtenir une carte spectrale qui montre l'évolution de l'indice lorsque l'on s'éloigne du pulsar.

Notre analyse reprend les techniques d'analyse de ces deux articles décrites au-dessus. De plus, nous sommes allés un peu plus loin en ajustant les paramètres de toutes les boîtes spatiales en même temps et en construisant également des modèles spatiaux en demi-anneaux à différentes distances du pulsar. Ainsi, nous avons pu voir l'indice durcir lorsqu'il se rapproche de l'objet compact.

Cette étude a été réalisée à partir des données simulées de CTA, que nous avons décrites, sans a priori sur le nombre de sources dans la région et leurs descriptions spectro-morphologiques. Les deux articles avaient utilisé les outils standards de H.E.S.S. et de Fermi. Ici, l'analyse est faite avec les *ctools* et la bibliothèque *GammaLib* [163]. Ceci nous a permis d'apprendre à utiliser les outils pour de futures analyses avec les données réelles de CTA. La communauté ne s'était pas encore prononcée à l'époque sur le choix du logiciel officiel entre les *ctools* et *gammapy*. Les analyses des chapitres précédents ont été réalisées avec *gammapy* donc nous avons pu appréhender les deux logiciels. Par ailleurs, l'étude nous a permis de développer des scripts pour l'analyse de sources étendues variables avec l'énergie qui seront détectées en grand nombre dans le plan galactique avec CTA. HESS J1825-137 sert de source modèle et faisait partie des quatre sources de ce type simulées en 2021. En plus, nos résultats dans un cas idéal ont pu être comparés avec les résultats de données réelles des études faites précédemment. Finalement, notre étude a permis de voir que les analyses effectuées avec H.E.S.S. étaient transposables à CTA avec une importante signification et que les *ctools* permettaient une très bonne convergence simultanée des paramètres de morphologie et de spectre.

7.3 Étude spectro-morphologique de HESS J1825-137 dans CTA

7.3.1 Sélection et préparation des données

La base de données que nous avons utilisée est celle simulée dans le GPS de CTA avec la version prod3b_v2 des IRFs optimisées pour le réseau Sud avec un angle zénithal d'observations de 20° et pour 50 heures de temps d'exposition. En particulier HESS J1825-137 a été modélisée avec les résultats de l'article sur l'étude des données H.E.S.S. [134] et la méthode qui décrit le spectre de la source résolue spatialement dans de petites boîtes. La carte simulée de HESS J1825-137 reprend cette carte spectrale en la lissant avec un facteur 1.15 pour réduire les effets de bord qu'implique la méthode. En plus de cela, la taille de la source observée par H.E.S.S. a été augmentée arbitrairement de 20% pour voir si CTA était capable de le détecter.

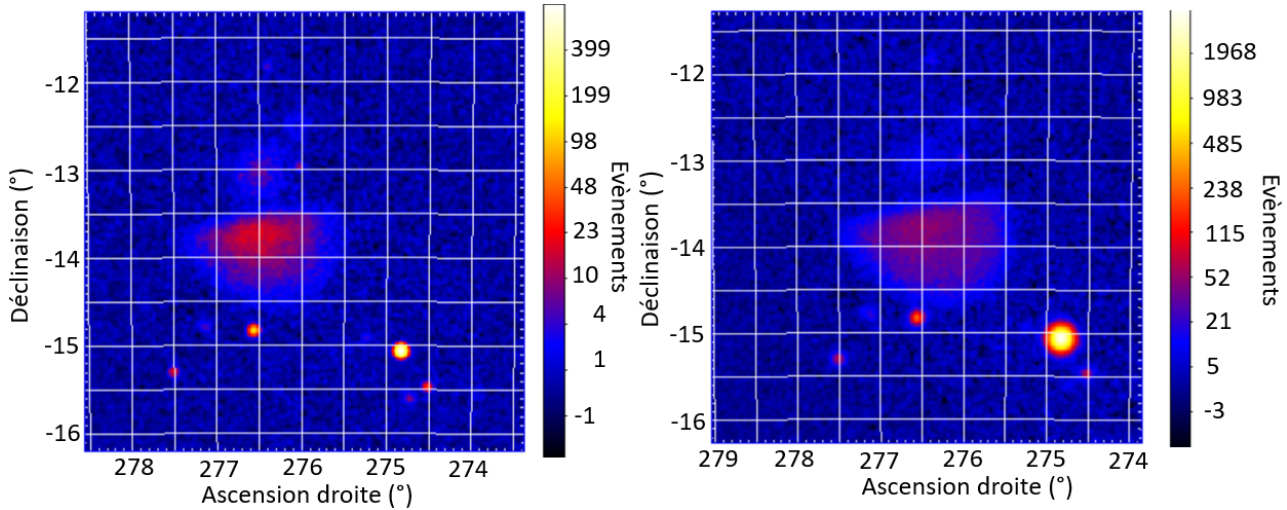


FIGURE 7.13 – Cartes du nombre d'évènements de la région de HESS J1825-137. La source est visible étendue au centre de la carte. Au Nord, on peut voir l'émission diffuse de HESS J1826-130 et au Sud LS 5039 de coordonnées (RA, DEC) = (276.56°, -14.83°). D'autres sources sont brillantes dans la région, notamment une au Sud-Ouest correspondant au SNR HESS J1818-154 de coordonnées (RA, DEC) = (274.83°, -15.06°). *Gauche* : Entre 1 et 100 TeV. *Droite* : Entre 100 GeV et 160 TeV.

Les cartes de notre analyse sont centrées sur les coordonnées célestes (RA,DEC) = (276°, -13.75°) entre 1 et 100 TeV et sur (RA,DEC) = (276.5°, -13.75°) entre 100 GeV et 160 TeV, à côté de la position du pulsar (RA, DEC) = (276.45°, -13.78°). La région d'intérêt (ROI) fait 4° et aucune sélection en temps n'a été effectuée. Les cartes du ciel ont une taille de 5° × 5° et l'analyse a été réalisée avec un échantillon spatiale de 0.02° par pixel. Les bandes d'énergie dépendent de l'étude qui a été produite mais les analyses spatiale et spectrale classiques se sont faites respectivement de : 1 - 100 TeV et 100 GeV - 160 TeV. La Figure 7.13 montre deux cartes d'évènements de la région dans les bandes concernées où l'on peut voir HESS J1825-137 très étendue et brillante au centre et les sources voisines. La carte prend en compte l'ajustement du fond hadronique des IACTs de la même façon que la méthode du *field-of-view background* dans H.E.S.S.. La dispersion en énergie dans cette analyse n'a pas été prise en compte et permet de réduire considérablement le temps de calcul. Enfin l'analyse est produite avec un cube de données comportant deux dimensions spatiales et une dimension spectrale. Toutes les analyses de données que nous allons voir ont été réalisées à l'aide des outils de la version 1.7 des *ctools* [163].

7.3.2 Construction et résultats du meilleur modèle 3D

Pour comprendre la région et HESS J1825-137, nous avons effectué une analyse spectro-morphologique classique. Dans la recherche du meilleur modèle, les ajustements successifs sont effectués avec une analyse de vraisemblance tridimensionnelle (3D). Le modèle 3D comporte un modèle de fond hadronique nécessaire dans l'analyse des données des IACTs utilisable pour : CTA, H.E.S.S., MAGIC et VERITAS. Il correspond à une PL normalisée avec deux paramètres : une norme autour de 1 et un indice proche de 0, comme nous l'avons vu dans les chapitres 5 et 6. Le modèle 3D comporte aussi un modèle d'émissions interstellaires attendues dans les observations avec CTA, que nous avons évoqué dans la partie 7.1.3. Le diffus est représenté par un cube de données qui ne comporte qu'un paramètre de norme qui vaut 1 avant l'ajustement. Les paramètres du fond hadronique et du diffus sont laissés libres dans chaque ajustement de chaque étape du recherche du meilleur modèle spectro-

morphologique.

Dans un premier temps, nous avons construit un modèle 3D en recherchant pas à pas les sources présentes dans le FoV et leur meilleure forme spatiale. L'analyse a été réalisée de 1 - 100 TeV pour ne pas avoir de contamination avec une PSF plus grande à basse énergie, et à haute énergie pour pouvoir supposer une forme spectrale en PL pour toutes les sources. Dans l'analyse morphologique, toutes les sources sont représentées par une PL dont les indices et les amplitudes sont ajustés. Les paramètres de position sont aussi laissés libres. Les ajustements successifs permettent un nombre de paramètres pas trop grand et donc un temps de calcul réduit. Enfin, une carte de résidus (données - modèle) a été produite pour vérifier chaque modèle 3D testé. Voici la procédure de construction du meilleur modèle morphologique :

1. Utilisation de l'outil "cssrcdetect" pour détecter des sources candidates qui correspondent à des pics d'excès sur la carte à gauche de la Figure 7.13. Ces dernières sont ajoutées en source ponctuelle et en PL. Le seuil est fixé à 5σ avec un rayon de corrélation de 0.05° de la carte. 5 sources ont été détectées ne comportant ni HESS J1825-137, ni HESS J1826-130 qui sont trop étendues.
2. Ajout de HESS J1825-137.
3. Ajustement des paramètres du modèle de fond et du diffus seuls.
4. Ajustement des sources détectées et de HESS J1825-137 (position, amplitude, indice) une par une à partir de la source avec le TS le plus élevé jusqu'à la source la plus faible.
5. Utilisation de l'outil "cssrcdetect" sur la carte de résidus obtenue après 4. : détection de 3 nouvelles sources candidates et ajout de HESS 1826-130.
6. Ajustement des nouvelles sources une par une du TS le plus élevé au plus faible. Les sources trop proches, comme HESS J1825-137 et HESS J1826-130, sont ajustées en même temps.
7. Test de l'extension des sources HESS J1825-137 et HESS J1826-130 : les deux sont étendues. Finalement le modèle 3D comporte un fond hadronique, un diffus galactique et 10 sources dont 2 étendues.
8. Tests de différentes morphologies pour HESS J1825-137 et pour HESS J1826-130. Ces tests sont représentés à la Table 7.3. Tous les paramètres de HESS J1825-137 sont libres et ceux de HESS J1826-130 libres ou fixés (indiqué dans le tableau). Les autres sources sont fixées à leur meilleur ajustement. Les modèles de fond hadronique et de diffus sont libres correspondant à 3 paramètres libres.

Trois autres modèles morphologiques que ceux de la Table 7.3 ont été testés mais les valeurs des critères d'Akaike (cf. Chapitre 4) de ces derniers étaient plus grandes que celle du meilleur modèle spatial (le modèle 7 en bleu de la Table 7.3). On peut citer :

- Deux disques pour HESS J1825-137 (AIC = 554 406).
- Une petite gaussienne et un grand disque pour HESS J1825-137 (AIC = 549 462).
- Deux gaussiennes pour HESS J1825-137 (AIC = 549 585).

Finalement le meilleur modèle morphologique de HESS J1825-137 est une gaussienne elliptique et celui de HESS J1826-130 une gaussienne. La carte de résidus de 1-100 TeV à gauche de la Figure 7.14 montre quelques résidus à 1.5σ autour de la source d'intérêt car l'idéal serait de la modéliser avec une demi-gaussienne elliptique mais ce modèle spatial n'était pas proposé dans le logiciel. Cette carte montre également la répartition des sources dans le FoV. Enfin, cette carte montre que la région est bien modélisée au TeV.

Dans un deuxième temps, nous avons recherché le meilleur modèle spectral de HESS J1825-137 sur une plus grande bande en énergie, 100 GeV - 160 TeV. Cela permet de voir apparaître différentes

Modèle spatial	d.o.f	max(Log \mathcal{L})	$\Delta\text{TS} / \text{AIC}$ et TS_{J1825}
without HESS J1825 + Pt fixé HESS J1826 (0)	3	- 292 006	
Pt HESS J1825 + Pt fixé HESS J1826 (1)	7	-291 359	$\Delta\text{TS}_{1-0} = 1293 = \text{TS}_{\text{J1825}}$ HESS J1825 significative
D HESS J1825 + Pt fixé HESS J1826 (2)	8	- 285 777	$\Delta\text{TS}_{2-1} = 11\ 165$ $\text{TS}_{\text{J1825}} = 12\ 621$ HESS J1825 étendue
D HESS J1825 + D libre HESS J1826 (3)	13	- 285 340	$\Delta\text{TS}_{3-2} = 873$ HESS J1826 étendue
Gauss HESS J1825 + D libre HESS J1826 (4)	13	-274 931	$\max(\text{Log } \mathcal{L}_3) < \max(\text{Log } \mathcal{L}_4)$ $\text{TS}_{\text{J1825}} = 33\ 689$ HESS J1825 en Gauss $\text{AIC}_4 = 549\ 889$
Gauss HESS J1825 + Gauss libre HESS J1826 (5)	13	- 274 808	$\text{AIC}_5 = 549\ 643$ $\text{AIC}_5 < \text{AIC}_4$ HESS J1826 en Gauss
Gauss elliptique HESS J1825 + D libre HESS J1826 (6)	15	-274 054	$\text{AIC}_6 = 548\ 137$ $\text{AIC}_6 < \text{AIC}_4$ $\text{TS}_{1825} = 35\ 191$ HESS J1825 elliptique
Gauss elliptique HESS J1825 + Gauss libre HESS J1826 (7)	15	- 274 002	$\text{AIC}_7 = 548\ 033$ $\text{AIC}_7 < \text{AIC}_6$ $\text{TS}_{1825} = 35\ 344$ Meilleur modèle spatial

TABLE 7.3 – Description des modèles morphologiques testés entre 1 - 100 TeV pour décrire HESS J1825-137 et HESS J1826-130 avec leur nombre d.o.f (3 paramètres libres correspondent au modèle de fond hadronique et au diffus) et leur maximum de logarithme de vraisemblance $\max(\text{Log } \mathcal{L})$. La dernière colonne les compare avec le $\Delta\text{TS} = 2 \times \Delta \ln \mathcal{L}$ ou avec leur critère d’Akaike [28] $\text{AIC} = 2 \times \text{d.o.f} - 2 \times \max(\text{Log } \mathcal{L})$. Le meilleur modèle est évalué quantitativement en obtenant la significativité à partir du ΔTS quand les modèles sont imbriqués (plus de 3σ pour un changement de forme spatial et plus de 5σ pour un ajout de composante de source). Si les modèles ne sont pas imbriqués, le choix se fait sur le modèle avec la valeur d’AIC la plus faible (cf. Chapitre 4). Les formes spatiales sont testées de la plus simple à la plus complexe : source ponctuelle (Pt), disque (D), gaussienne (Gauss) et ellipticité. Les formes spectrales ici sont des PL, avec leur indice et leur norme libres pour HESS J1825-137 et HESS J1826-130. La dernière colonne donne également le TS de HESS J1825-137 et la conclusion de comparaison de deux modèles. Le meilleur modèle est en bleu.

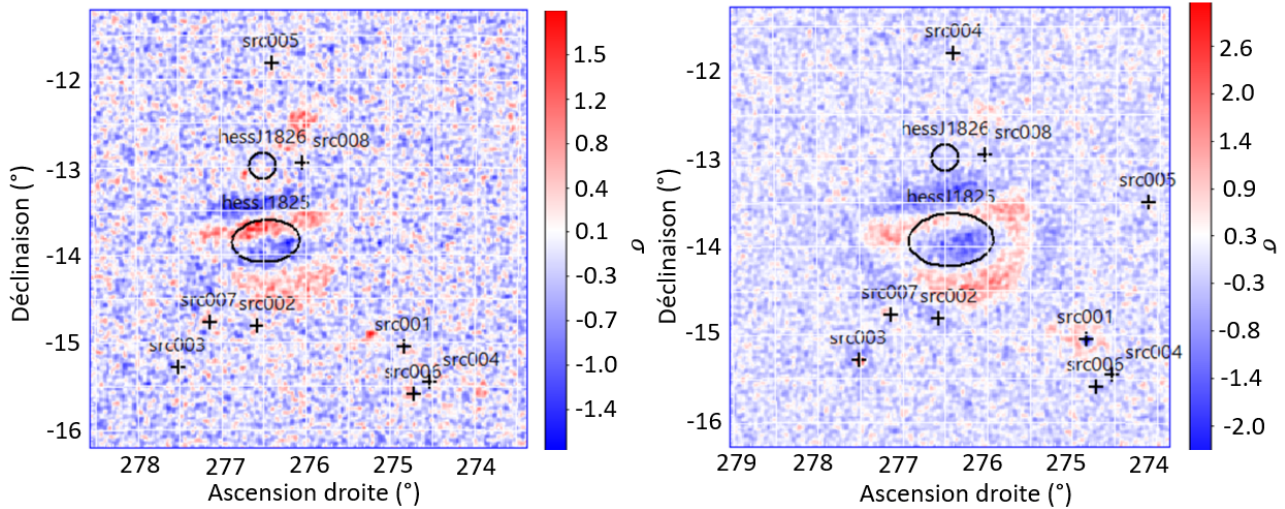


FIGURE 7.14 – Cartes de résidus en signification (unité en σ) de la région de HESS J1825-137. Les sources de la région sont notées en noir : les cercles sont les tailles des gaussiennes et les croix sont des sources ponctuelles. Source 1 correspond à HESS J1818-154 et source 2 à LS 5039. *Gauche* : Entre 1 et 100 TeV. *Droite* : Entre 100 GeV et 160 TeV.

formes spectrales sans obtenir trop d'effets de systématiques à plus basse ou plus haute énergie. En effet, l'intervalle de validité des IRFs simulées s'arrête à 200 TeV. Dans cette démarche, tous les paramètres décrivant le spectre de HESS J1825-137 sont laissés libres : l'amplitude, l'indice et pour certains modèles spectraux la courbure ou l'énergie de coupure, exceptée l'énergie de référence qui est fixée arbitrairement à 300 GeV. De plus, nous ajustons les normes de toutes les autres sources et leurs autres paramètres sont fixés aux meilleurs ajustements obtenus auparavant. Le meilleur modèle spatial adopté est le deuxième meilleur modèle entre 1 et 100 TeV (modèle 6 de la Table 7.3) pour aider la convergence. En effet, HESS J1826-130 ne représente pas la source d'intérêt et le disque réduit le temps de calcul par rapport à la gaussienne. De plus, nous avons appliqué l'outil "cssrcdetect" sur cette bande en énergie et trouvé une autre source à l'Ouest en bord de champ que l'on peut voir à droite de la Figure 7.14. La procédure de construction du meilleur modèle spectral est montrée dans la Table 7.4. Finalement, le meilleur modèle spectral pour HESS J1825-137 est une ECPL (en bleu).

Dans un troisième temps, on recherche le meilleur modèle spectro-morphologique de HESS J1825-137 entre 100 GeV et 160 TeV. Tous les paramètres spatiaux et spectraux sont ajustés en même temps sauf l'énergie de référence qui est fixée. La source HESS J1826-130 est d'abord modélisée par un disque pour la convergence. Ensuite, nous avons ajusté le vrai meilleur modèle 3D, le modèle 7, avec une gaussienne pour le modèle spatial de HESS J1826-130. Comme précédemment pour toutes les autres sources du FoV, nous avons fixé tous leurs paramètres à leur meilleur ajustement. Nous ne laissons libre que leur norme. La procédure de construction du meilleur modèle 3D est montrée dans la Table 7.5. Finalement, le meilleur modèle 3D de HESS J1825-137 entre 100 GeV et 160 TeV (en corail) est une gaussienne elliptique et une ECPL comme dans l'étude de la source dans H.E.S.S. [134]. L'orientation de l'ellipse de demi-grand axe $\sigma = 0.482^\circ \pm 0.003^\circ$ suit celle de la carte spectrale de la Figure 8 de l'article [134] qui a permis de créer la simulation de la source. L'ECPL obtenue a un indice de 2.277 ± 0.007 et une énergie de coupure de 12.9 ± 0.6 TeV. Les meilleurs ajustements de ses paramètres sont présentés dans la Table 7.6 et sa SED à droite de la Figure 7.15.

Modèle spectral	d.o.f	max(Log \mathcal{L})	ΔTS et TS_{J1825}
Modèle (6) fixé PL libre HESS J1825	15 (2 J1825)	2 107 392	$TS_{J1825} = 63\,430$
Modèle (6) fixé LP libre HESS J1825	16 (3 J1825)	2 107 914	$\Delta TS_{LP-PL} = 1044$ $TS_{J1825} = 64\,474$
Modèle (6) fixé ECPL libre HESS J1825	16 (3 J1825)	2 107 983	$\Delta TS_{ECPL-PL} = 1183$ $\max(\text{Log } \mathcal{L}_{ECPL}) > \max(\text{Log } \mathcal{L}_{LP})$ $TS_{J1825} = 64\,613$ Meilleur modèle spectral

TABLE 7.4 – Description des modèles spectraux testés entre 100 GeV - 160 TeV pour décrire HESS J1825-137 et leur nombre d.o.f (3 paramètres libres correspondent au modèle de fond hadronique et au diffus et 10 aux normes des autres sources du FoV) et leur maximum de logarithme de vraisemblance $\max(\text{Log } \mathcal{L})$. La dernière colonne les compare avec le $\Delta TS = 2 \times \Delta \ln \mathcal{L}$. Le meilleur modèle est évalué quantitativement en obtenant la significativité à partir du ΔTS (plus de 3σ pour un changement de forme spectral). Lorsque le nombre d.o.f est identique, le modèle choisi est celui qui a la plus grande valeur de $\max(\text{Log } \mathcal{L})$ (cf. Chapitre 4). Les formes spectrales sont testées de la plus simple à la plus complexe : loi de puissance (PL), parabole logarithmique (LP) et loi de puissance avec une coupure exponentielle (ECPL). Leur énergie de référence est fixée arbitrairement à 300 GeV. Le modèle spatial ici est le Modèle (6) fixé de la Table 7.3. La dernière colonne donne également le TS de HESS J1825-137 et le meilleur modèle (en bleu).

Modèle spatial et spectral	d.o.f	max(Log \mathcal{L})	$\Delta TS / AIC$ et TS_{J1825}
Modèle (6) libre ECPL libre HESS J1825 (6bis)	21 (8 J1825)	2 110 156	$\Delta TS_{6bis-6} = 4346$ $AIC_{6bis} = -4\,220\,271$ $TS_{J1825} = 68\,959$ Meilleur résultat en ajustant le spatial et le spectral ensemble
Modèle (6) libre PL libre HESS J1825 (6ter)	20 (7 J1825)	2 109 664	$\Delta TS_{6bis-6ter} = 984$ $TS_{J1825} = 67\,975$ Vérification ECPL meilleur modèle spectral
Modèle (7) libre ECPL libre HESS J1825 (7bis)	21 (8 J1825)	2 110 227	$AIC_{7bis} = -4\,220\,412$ $AIC_{7bis} < AIC_{6bis}$ $TS_{J1825} = 68\,975$ Meilleur modèle spatial et spectral

TABLE 7.5 – Description des modèles 3D testés entre 100 GeV - 160 TeV pour décrire HESS J1825-137. La légende correspond à celles des Tables 7.3 et 7.4. Le meilleur modèle 3D est en corail et correspond au modèle spatial (7) de la Table 7.3 avec un modèle spectral en ECPL. La Table montre que les résultats sont meilleurs en ajustant les modèles spatiaux et spectraux en même temps : tous les paramètres sont libres pour la source HESS J1825-137 excepté l'énergie de référence fixée à 300 GeV.

L'étude nous a permis aussi de voir les performances des *ctools* qui peuvent ajuster la morphologie et le spectre d'un modèle 3D complexe en même temps. Ceci sera très important dans l'étude des PWNe dans le plan galactique de CTA car leur morphologie est fortement dépendante de l'énergie. Ainsi, cela permet de prendre en compte les plus basses énergies où l'extension est plus grande.

Paramètres	1825 Gauss elliptique	Paramètres	1825 ECPL
Ascension droite (°) Déclinaison (°)	$276.425^\circ \pm 0.003^\circ$ $-13.934 \pm 0.002^\circ$	Norme ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}$)	$(2.90 \pm 0.02) 10^{-16}$
Angle de position (°) sens trigonométrique à partir du Nord	$2.14^\circ \pm 0.45^\circ$	Indice spectral	2.277 ± 0.007
Sigma sur l'axe mineur (°)	$0.482^\circ \pm 0.003^\circ$	Energie de référence fixée (MeV)	3×10^5
Sigma sur l'axe majeur (°)	$0.299^\circ \pm 0.002^\circ$	Énergie de coupure (MeV)	$(12.9 \pm 0.6) 10^6$

TABLE 7.6 – Paramètres spatiaux et spectraux, avec leurs erreurs statistiques, après l’ajustement du meilleur modèle 3D de HESS J1825-137, entre 100 GeV et 160 TeV, avec les données simulées du GPS de CTA. Le Nord correspond à celui des cartes de la région en (RA, DEC), voir Figure 7.15. L’axe majeur de l’ellipse est décalé de 2.14° (angle de position) de l’axe Nord - Sud de la carte. L’axe mineur de l’ellipse est perpendiculaire à l’axe majeur.

Notamment on peut voir que le TS de HESS J1825-137 dans le modèle 6 lorsque les paramètres spatiaux sont fixés (Table 7.4) est de 64 613, tandis que le TS de la source pour le même modèle en libérant les paramètres spatiaux (Table 7.5) est de 68 959. La différence du nombre de degrés de liberté (d.o.f) entre les deux modèles est de 5. Libérer les paramètres spatiaux est donc largement significatif. Enfin, la carte de résidus de la région entre 100 GeV - 160 TeV est présentée à droite de la Figure 7.14 et montre que la région est bien modélisée mais il reste des résidus autour de HESS J1825-137. Pour les prendre en compte, un modèle spatial dépendant de l’énergie serait nécessaire. C’est à présent possible avec *gammapy*.

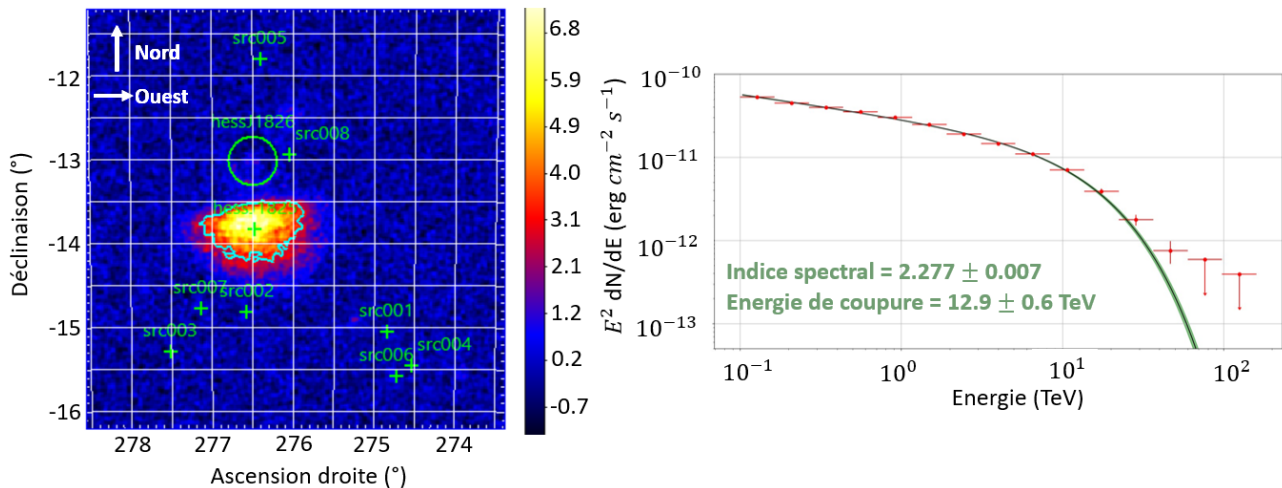


FIGURE 7.15 – *Gauche* : Carte d’excès entre 1 - 100 TeV en signification (unité en σ) de la région de HESS J1825-137 sans ajuster la source d’intérêt. Le contour à 3σ par échantillon spatiale ($0.02^\circ/\text{pixel}$) est en cyan. Les sources de la région sont notées en vert : le cercle est la taille de la gaussienne de HESS J1826-130 et les croix sont les positions des autres sources de la région. *Droite* : SED de HESS J1825-137 entre 100 GeV - 160 TeV avec une forme spectrale en ECPL.

La carte d’excès mettant en avant HESS J1825-137 à gauche de la Figure 7.15 montre clairement

sa grande extension. Le contour à 3σ par échantillon spatial va définir une forme approximative de la source dans laquelle de petits modèles spatiaux vont être découpés pour faire des analyses morphologiques et spectrales plus précises. Ces analyses ont été présentées dans les objectifs de notre étude et reprennent notamment celles de l'article [134] :

- L'extension en fonction de l'énergie sera explorée sur la large bande en énergie 50 GeV - 100 TeV pour pouvoir découper en 10 bandes en énergie distinctes et pour avoir assez de statistiques dans chaque bande. Les petites sous-tranches en énergie sont les mêmes que dans l'article. La technique du profil radial et la technique de l'ajustement gaussien de la publication [211] seront réalisées et comparées. Ensuite des modèles simples de propagation des particules seront ajustés.
- L'ajustement du spectre en PL de la source dans chaque petit modèle spatial découpant le contour à 3σ seront examinés. Tout d'abord, un disque et 6 demi-anneaux de plus en plus loin du pulsar seront modélisés et ajustés en même temps entre 1 - 100 TeV. La gamme d'énergie correspond à peu près à une PL pour HESS J1825-137. Puis 20 boîtes recouvrant tout le contour à 3σ de la source seront modélisées et ajustées en même temps entre 300 GeV et 5 TeV. La gamme d'énergie suit celle de l'article. Cette petite gamme permet d'obtenir un spectre en PL et d'améliorer la convergence car le nombre de paramètres libres est très grand (dans l'article, les boîtes avaient été ajustées une par une).

7.3.3 Morphologie dépendante de l'énergie et modèles de propagation des particules

Méthode du profil radial

La méthode du profil radial a pour objectif de déterminer l'extension de la source en fonction de l'énergie afin de comprendre la propagation des particules dans la source. Nous avons défini 10 sous-tranches comme dans l'article [134] qui utilise cette méthode : 50 - 125 GeV, 125 - 250 GeV, 250 - 500 GeV, 500 GeV - 1 TeV, 1 - 2 TeV, 2 - 4 TeV, 4 - 8 TeV, 8 - 16 TeV, 16 - 32 TeV et 32 TeV - 100 TeV. La détermination de l'extension se base sur un comptage des événements de la source en fonction de la distance au pulsar dans les différentes bandes d'énergie. Ceci se fait à l'aide de cartes d'événements créées dans chaque sous-tranche où l'on veut déterminer le profil radial. Les cartes sont corrigées de l'acceptance, c'est à dire que nous avons divisé la carte d'événements prenant en compte le fond hadronique (obtenue avec l'outil "ctskymap") par la carte de l'aire efficace multipliée par le temps des observations (obtenue avec l'outil "ctexpcube"). De plus, les cartes sont sur-échantillonnées sur 4 pixels. Enfin, des masques circulaires sont appliqués sur ces cartes au niveau des autres sources du FoV que celle d'intérêt pour ne pas contaminer le comptage. À gauche de la Figure 7.16, nous pouvons voir un exemple de carte entre 2 - 4 TeV et le demi-anneau sur lequel les événements sont comptés.

Le comptage se fait entre le petit et le grand rayon d'un anneau en direction du Sud, comme on peut le voir sur la carte et par l'angle de position de la Table 7.6. Le petit rayon, ici 0.6° , est choisi à partir de la distance à laquelle le nombre d'événements diminuent fortement, avant cela le nombre d'événements est quasiment constant et maximal. Ce rayon vaut dans les différentes tranches d'énergie environ 0.6° de 50 GeV à 2 TeV, 0.4° de 2 à 8 TeV et 0.2° de 8 à 100 TeV. Le grand rayon est choisi assez large pour permettre la convergence de l'ajustement d'un polynôme au nombre d'événements par surface en fonction de la distance au pulsar. En effet, le comptage est renormalisé par la surface de l'anneau qui varie en fonction des tranches d'énergie. Ainsi à droite de la Figure 7.16, nous pouvons voir le graphe représentant le profil radial entre 1 - 2 TeV. Le profil radial est donc ajusté avec un polynôme, comme dans l'article [134], qui ne suppose pas de forme spatiale

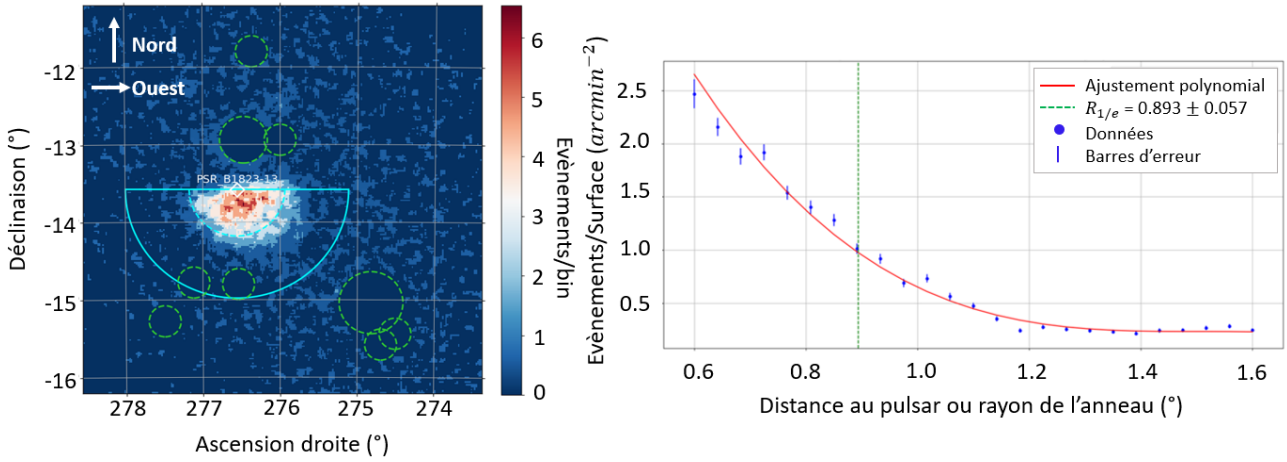


FIGURE 7.16 – Exemple d’une carte et d’un graphe qui permettent d’appliquer la méthode du profil radial. 10 cartes et 10 graphes sont produits en tout pour chaque sous-tranche en énergie. *Gauche* : Carte du nombre d’événements par échantillon spatial ($0.02^\circ/\text{pixel}$, appelé ”bin”) entre 2 - 4 TeV. La carte est corrigée de l’acceptance. Les limites en cyan où commencent et finissent le comptage des événements sont respectivement en pointillés et en ligne pleine. Les pointillés vert sont les masques des autres sources de la région. Le pulsar PSR B1823-13 est marqué d’un diamant blanc. *Droite* : Graphe du nombre d’événements par surface pour un demi-anneau dans une sous-tranche en énergie, ici 1 - 2 TeV, en arcmin^{-2} .

particulière car la formule est très générale. L’ajustement est effectué avec la méthode des moindres carrés non linéaires pour des variables bornées. Le polynôme et ses variables sont définis comme suit :

$$y = \begin{cases} a(x - r_0)^n + c & \text{si } x < r_0 \\ c & \text{si } x \geq r_0 \end{cases}$$

Ainsi à mesure que la distance au pulsar augmente, l’émission diminue jusqu’à une distance r_0 à laquelle elle vaut c . Le paramètre a décrit la normalisation globale et est négatif. Pour éviter une dépendance en la puissance du polynôme n , le rayon retenu pour l’extension de la PWN dans chaque sous-tranche est $R_{1/e}$. C’est la valeur de x correspondant à une baisse de $1/e$ du nombre d’événements y par rapport au pic de la fonction polynomiale (nombre d’événements au niveau du petit rayon). Comme dans l’article [134] la valeur de $R_{1/e}$ est robuste par rapport à la valeur de n [134], nous prenons arbitrairement $n=3$. L’erreur sur $R_{1/e}$ est obtenue avec la formule de propagation des incertitudes sur la fonction du polynôme et les erreurs sur les paramètres r_0 , a et c obtenues lors de l’ajustement. Dans la bande 1 - 2 TeV, nous obtenons $R_{1/e} = 0.893 \pm 0.057$.

La Figure 7.18 montre alors les résultats de l’évolution de l’extension en fonction de l’énergie pour HESS J1825-137. L’avantage de cette méthode est qu’elle ne suppose pas de forme spatiale pour la source mis à part son asymétrie. Cependant, elle ne prend pas en compte les données ”run” par ”run” avec leurs propres conditions d’observations, la PSF de l’instrument, un ajustement des sources voisines et du modèle de diffus.

Méthode de l’ajustement gaussien

La méthode de l’ajustement gaussien a également pour objectif de déterminer l’extension de la source dans les 10 sous-tranches en énergie (définies ci-dessus). L’idée est d’ajuster avec un maximum

de vraisemblance, dans chaque bande, la gaussienne elliptique qui décrit morphologiquement HESS J1825-137. Nous nous sommes basés pour cette méthode sur l'article [211] qui ajuste une gaussienne symétrique avec les données du Fermi-LAT. Pour chaque ajustement, la source est représentée spectralement par une PL car nous nous trouvons dans de petits intervalles en énergie. La norme est laissée libre et l'indice est fixé à 2.425, son meilleur ajustement en PL sur toute la gamme d'énergie 100 GeV - 160 TeV. L'énergie de référence est fixée à 1.5 TeV. Tous les paramètres spatiaux sont libérés sauf l'angle de position qui est fixé afin d'évaluer l'extension dans la même direction dans chaque bande et pour améliorer la convergence. De plus, les paramètres des modèles de fond hadronique et de diffus sont libérés. L'ajustement des modèles d'émissions diffuses est essentiel lorsque l'on veut évaluer l'extension d'une source très étendue. Enfin, pour améliorer la convergence, tous les paramètres des autres sources du FoV sont fixés à leur meilleur ajustement.

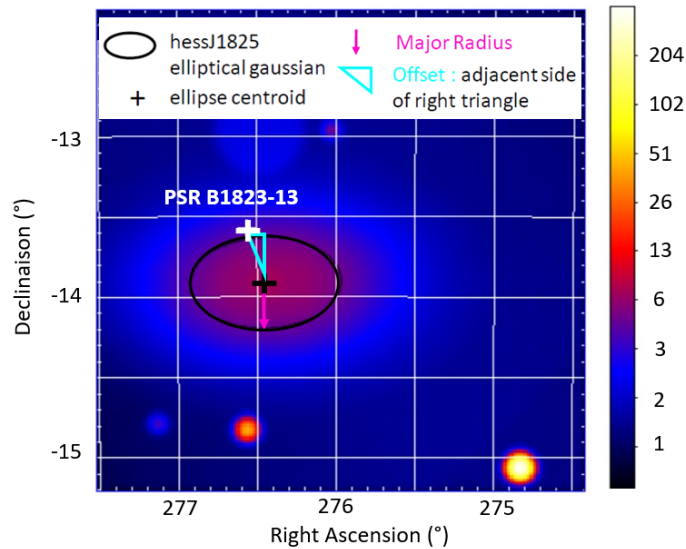


FIGURE 7.17 – Exemple d’une carte zoomée du nombre d’évènements prédits dans la région de HESS J1825-137 afin d’appliquer la méthode de l’ajustement gaussien, ici entre 1 - 2 TeV. La morphologie de HESS J1825-137 est en noir, la position du pulsar en blanc, le rayon majeur (“major radius”) en magenta avec sa direction indiquée et l’“offset” est en cyan.

Dans la Figure 7.17, le rayon majeur σ_{major} (“major radius”) correspond au sigma de la gaussienne elliptique le long de l’axe majeur qui a été défini dans la Table 7.6. L’extension σ_{ext} est ensuite définie comme $\sigma_{\text{ext}} = \sigma_{\text{major}} + \sigma_{\text{offset}}$; avec σ_{offset} la distance entre la projection du pulsar sur la direction de σ_{major} et la position du centroïde. Finalement, on retrouve la valeur stable du $R_{1/e}$ avec : $R_{1/e} = \sqrt{2} \times \sigma_{\text{ext}}$ [211]. L’erreur sur σ_{ext} est obtenue grâce à l’erreur statistique sur σ_{major} donnée dans l’ajustement en maximum de vraisemblance, additionnée à l’erreur sur σ_{offset} . Cette dernière est calculée avec la propagation des incertitudes et les erreurs statistiques sur la position du pulsar. Ainsi, l’erreur sur $R_{1/e}$ est donnée par l’erreur sur σ_{ext} multipliée par $\sqrt{2}$.

Finalement, la Figure 7.18 montre les résultats de l’extension en fonction de l’énergie pour HESS J1825-137 avec cette méthode et en la comparant au profil radial. Les deux techniques mettent en avant une diminution de l’extension lorsque l’énergie augmente. L’ajustement gaussien dans chaque bande en énergie nous a permis aussi d’observer que la position de l’ellipse (croix noire de la Figure 7.17) se rapproche du pulsar lorsque l’énergie augmente (l’ascension droite et la déclinaison augmentent). Le principal avantage de cette méthode est qu’elle prend en compte directement l’acceptance, le temps d’exposition et les conditions d’observations de tous les “runs”, la PSF et les

évènements des sources voisines et des émissions interstellaires. Néanmoins, elle suppose une gaussienne elliptique comme modèle spatiale de la source.

Modèles d'advection et de diffusion

La Figure 7.18 montre l'extension radiale de HESS J1825-137 en fonction de l'énergie (dans les 10 bandes) pour les deux méthodes précédentes et celle des données simulées de CTA. On rappelle que les simulations correspondent aux résultats de l'article [134] renormalisés. De plus, deux scénarios de transport des particules par pure advection ou pure diffusion au sein de la PWN sont représentés. La propagation des particules est modélisée dans l'article [134] de manière simple avec une PL (cf. Chapitre 2, partie 2.2.3) dans un domaine en énergie où les pertes par refroidissement des électrons au sein de la PWN dominant. Ceci correspond aux hautes énergies où l'on observe l'extension de la source en γ diminuer lorsque l'énergie des photons augmente. Le rayonnement se fait par diffusion IC sur un champ de photons qui peut être approximé dans la région galactique de HESS J1825-137 par quatre corps noirs : le CMB, l'infrarouge lointain ("far-infrared", FIR) des poussières, l'infrarouge proche et la lumière visible. Il est notamment dominé par le FIR comme on peut le voir à droite de la Figure 7.12. Enfin l'amplitude du champ magnétique ambiant considéré dans les modèles est $\sim 5 \mu\text{G}$ qui correspond aux observations en rayons X [242]. Finalement, les formules de diffusion et d'advection qui donnent l'extension en fonction de l'énergie, utilisées aussi au chapitre 5 et décrites précisément dans l'article [134], sont respectivement :

$$R_{1/e}^{\text{diff}} = R_0 \left(\frac{E_\gamma}{E_0} \right)^{(\delta-1)/4} \quad \text{et} \quad R_{1/e}^{\text{adv}} = R_0 \left(\frac{E_\gamma}{E_0} \right)^{-\frac{1}{2(1+\beta)}}$$

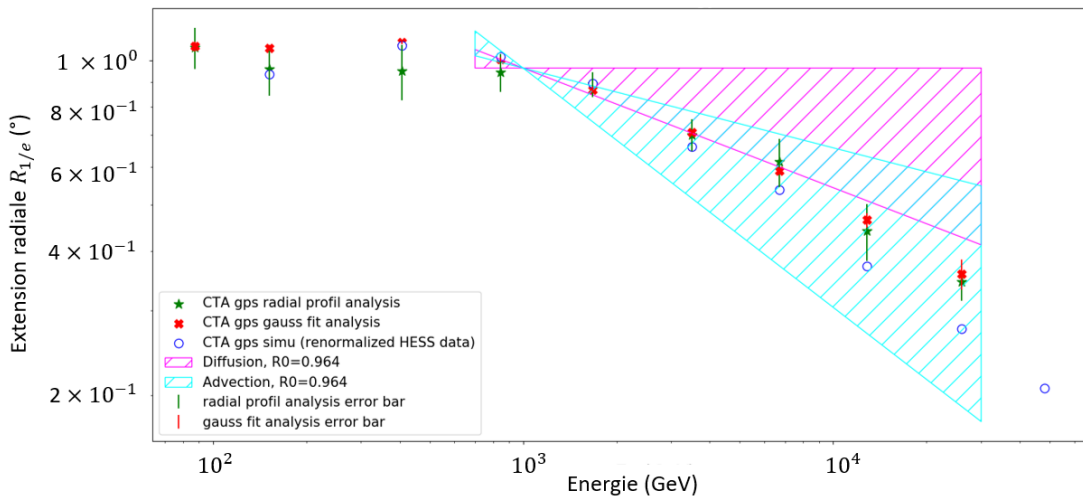


FIGURE 7.18 – Graphe de l'extension radiale en fonction de l'énergie (10 bandes) pour la méthode du profil radial (en vert) et la méthode de l'ajustement gaussien (en rouge). Les deux méthodes sont équivalentes. Les valeurs de l'extension possibles pour deux modèles de propagation des particules par pure advection ou pure diffusion sont représentées respectivement en cyan et magenta. Les valeurs des simulations du GPS sont en bleu.

δ représente la dépendance en énergie du coefficient de diffusion, c'est l'indice de diffusion. β décrit la dépendance radiale de l'advection afin d'obtenir un profil de densité constant de l'écoulement des particules [134]. La PL est obtenue à partir d'un ajustement qui prend en compte le régime de Thomson de la diffusion IC et les effets de KN. Les valeurs considérées dans la Figure et déterminant les zones hachurées de δ sont $[0,1]$ et celles de β sont $[0,2]$. Cela correspond au régime de Thomson

de la diffusion IC respectivement pour les cas de la diffusion et de l'advection [134]. $\delta = 0$ correspond à une diffusion des particules indépendante de l'énergie et $\delta = 1$ à la diffusion de Bohm. Les valeurs négatives de δ ne sont pas considérées car cela signifierait que l'extension ne varie pas avec l'énergie. $\beta = 0$ représente une vitesse d'expansion des particules constante et $\beta = 2$ une densité constante. Enfin, R_0 est l'extension de normalisation donnée à $E_0 = 1$ TeV et vaut 0.7° dans l'article. Pour obtenir $R_0 = 0.964^\circ$, nous l'avons multiplié par 1.2 pour les 20% d'extension en plus dans les simulations CTA comparées aux données H.E.S.S., et par la valeur du lissage de la carte spectrale discontinue de H.E.S.S. dans les simulations. Si nous appliquons avec notre analyse la méthode du profil radial entre $[0.75, 1.50]$ TeV, on trouve $R_{1/e} = 0.926 \pm 0.076$, donnant des extensions autour du TeV en accord.

La Figure 7.18 montre que les deux méthodes sont équivalentes bien que les erreurs obtenues pour l'ajustement gaussien sont nettement plus petites. Elle montre aussi la bonne cohérence des résultats entre les valeurs simulées et les valeurs de notre analyse. L'écart sur le point dans la bande 32 - 100 TeV est probablement dû à un problème de convergence des ajustements par manque de statistiques dans un petit intervalle à haute énergie. Par ailleurs, la Figure illustre le fait que l'extension radiale de HESS J1825-137 décroît significativement quand l'énergie croît. Ceci est typique des PWNe car les électrons sont fortement accélérés proche du pulsar et perdent de l'énergie en se refroidissant par rayonnement IC lors de leur propagation. Les électrons moins énergétiques produisent alors des photons de plus basses énergies. Cependant, on remarque que ce n'est pas le cas avant ~ 500 GeV. En effet à basse énergie, les particules se propagent dans l'ISM et le temps de refroidissement est plus long que l'âge de la PWN, donc la taille de la PWN augmente avec l'énergie. Finalement, l'extension de la source avec l'énergie suit un modèle principalement d'advection pour la source HESS J1825-137 simulée avec CTA, comme dans l'article [134]. On en conclut que l'évolution de cette PWN alimentée par un pulsar de 21.4 kyr est toujours dominée par la pression des particules et donc par les processus d'advection. En revanche, dans les PWNe évoluées en transition vers le halo de pulsar, ce sont les phénomènes diffusifs qui dominent car la pression des particules de la nébuleuse est négligeable par rapport à celle de l'ISM.

7.3.4 Analyse spectrale résolue spatialement

Modèle spatial découpé en anneaux

L'ajustement de l'indice spectral dans plusieurs modèles spatiaux recouvrant la source permet d'obtenir l'évolution du spectre de la PWN en fonction de la distance au pulsar. Dans un premier temps, nous avons découpé la source en un disque autour de son pulsar et 6 demi-anneaux, comme on peut le voir sur la carte Figure 7.19. Le nombre d'anneaux et leurs dimensions ont été choisis pour recouvrir tout le contour à 3σ par échantillon spatial de HESS J1825-137 et pour avoir suffisamment de statistiques et un temps de calcul pas trop long. En prenant ce contour, la taille de la source est de 0.9° . Le rayon du disque qui entoure le pulsar fait 0.12° , comme la distance entre le petit et le grand rayon de chaque demi-anneau. Un petit espace de 0.01° sépare les demi-anneaux pour éviter des problèmes de convergence. Les deux anneaux de l'extérieur sont plus petits que la moitié de leur anneau complet pour épouser la morphologie de l'émission. Enfin pour créer un modèle d'anneau, toutes les valeurs de pixels de la carte sont mises à 0 sauf les valeurs des pixels de l'anneau qui sont normalisées à 1. Les modèles sont ensuite renormalisés par leur surface en considérant leur nombre de pixels et la surface d'un pixel.

Les modèles d'anneaux ont été ajoutés au meilleur modèle 3D entre 1 - 100 TeV à la place du meilleur modèle spectro-morphologique de HESS J1825-137. Leur modèle spatial est ajouté comme une source diffuse 2D avec un seul paramètre de norme que l'on fixe à 1. La bande a été choisie pour approximer les spectres dans chaque demi-anneau en PL, comme dans l'analyse morphologique. Leurs paramètres de norme et d'indice sont libérés. Tous les paramètres des autres sources du FoV

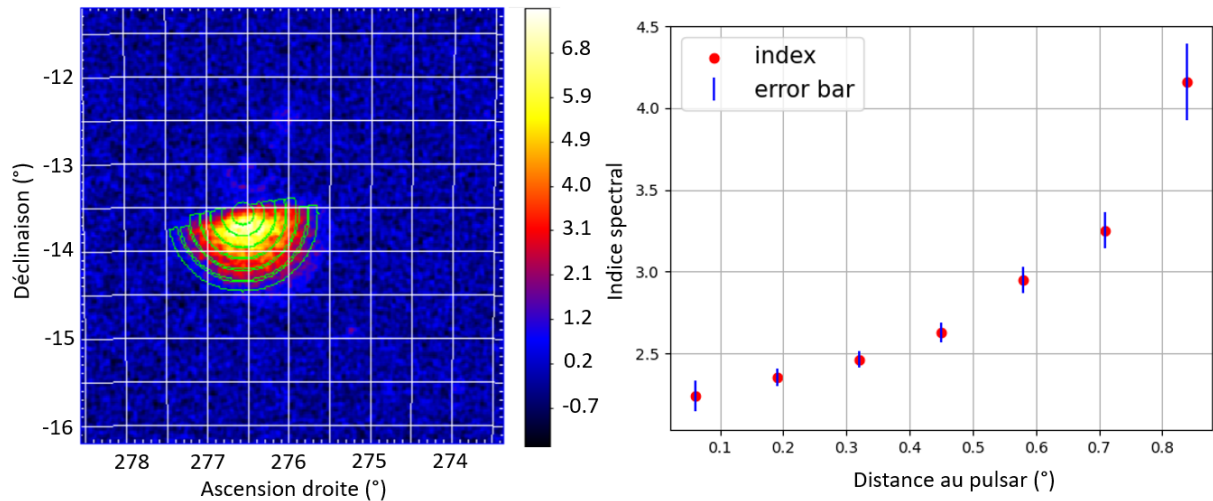


FIGURE 7.19 – *Gauche* : Carte d’excès entre 1 - 100 TeV de la Figure 7.15. La morphologie est découpée en un disque et 6 demi-anneaux, avec deux angles d’ouverture différents, représentés en vert. *Droite* : Graphe de l’indice spectral ajusté chaque modèle de la carte d’excès, c’est à dire en fonction de la distance au pulsar. Les erreurs sont d’origine statistique.

sont fixés à leur meilleur ajustement pour aider la convergence. Les modèles de fond hadronique et de diffus sont laissés libres pour ne pas biaiser l’ajustement des normes des spectres. Le graphe à droite de la Figure 7.19 présente les valeurs des indices du disque et des demi-anneaux ajustés par maximum de vraisemblance tous en même temps. Cette Figure montre la puissance de convergence des *ctools*. De plus, elle fait apparaître un durcissement significatif de l’indice lorsque l’on se rapproche du pulsar. Cette évolution est attendue pour les PWNe étant donné que les particules perdent de l’énergie lors de leur propagation, l’indice spectral en γ devient donc plus mou.

Modèle spatial découpé en boîtes

L’objectif de créer 20 boîtes autour du contour à 3σ par échantillon spatial de HESS J1825-137 était également d’étudier l’évolution de son indice spectral dans l’espace. La bande en énergie pour l’ajustement a été choisie ici entre 300 GeV et 5 TeV pour correspondre à la gamme de l’article [134] qui a motivé cette analyse. De plus sur cette bande, les spectres de chaque boîte peuvent être approximés à une PL. De la même manière que les anneaux, le nombre et les dimensions des boîtes ont été choisis pour recouvrir le contour, pour avoir suffisamment de statistiques et pour que l’ajustement converge. 12 boîtes ont été définies dans un rectangle de 0.96° de long (ascension droite) et de 0.72° de largeur (déclinaison). 2 boîtes ont été ajoutées au Nord du pulsar pour recouvrir toute l’émission proche du pulsar. 3 au Sud et 3 à l’Ouest correspondent aux directions de l’étendue de la source. Les boîtes ont une taille de $0.22^\circ \times 0.22^\circ$. Elles ont aussi toutes été renormalisées par leur surface.

Les modèles de boîtes ont été ajoutés dans le modèle 3D à la place de HESS J1825-137. Chaque modèle est représenté comme une source diffuse, avec une PL et un paramètre de norme. Les mêmes critères que ceux appliqués pour les demi-anneaux ont été appliqués pour l’ajustement en maximum de vraisemblance. La Figure 7.20 montre les résultats de l’évolution des indices dans chaque boîte. On peut voir l’indice durcir proche du pulsar plus précisément qu’avec les modèles de demi-anneaux. En effet, on peut noter la symétrie des indices spectraux par rapport à l’axe de l’ellipse de la source, c’est à dire vers le Sud et légèrement à l’Ouest, comme dans la Figure 8 de l’étude avec H.E.S.S. [134] qui a permis de créer la simulation. La distribution des valeurs des indices montre des effets

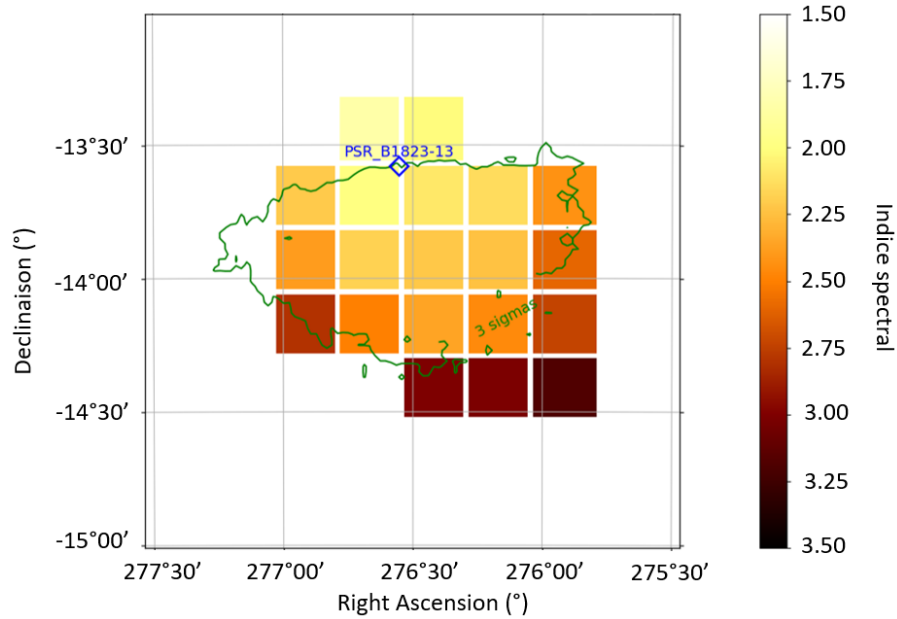


FIGURE 7.20 – Carte de l'évolution des indices spectraux (ou carte spectrale) entre 300 GeV - 5 TeV dans chacune des 20 boîtes qui recouvrent le contour à 3σ par échantillon spatial (en vert) de HESS J1825-137. La position du pulsar est en bleu.

combinés de propagation et de refroidissement des particules. Enfin, la convergence des *ctools* est davantage prouvée car le nombre de paramètres libres des boîtes est plus de deux fois plus grand que celui des demi-anneaux.

7.3.5 Optimisation de la configuration du réseau Sud de CTA

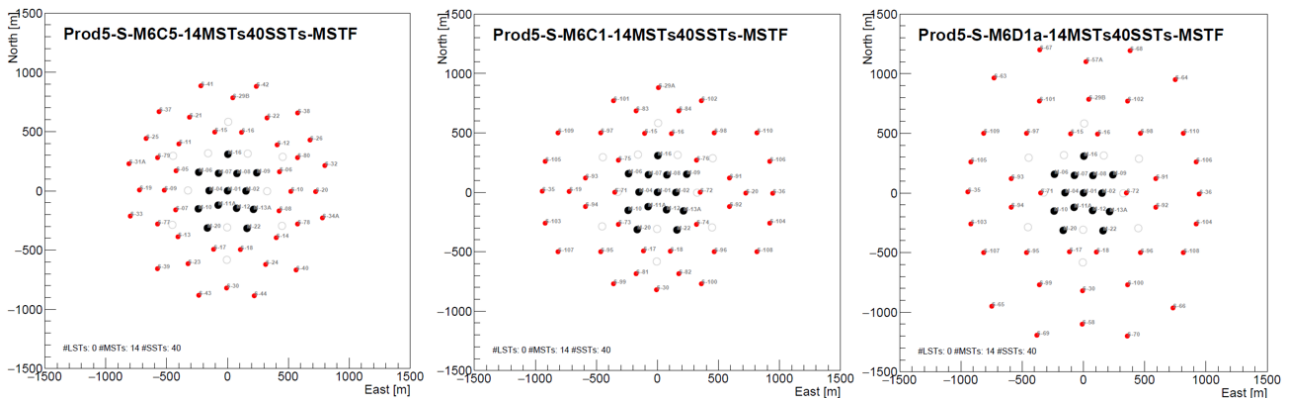


FIGURE 7.21 – Les trois configurations de CTA Sud considérées dans cette étude. Les positions des MSTs sont en noir et celles des SSTs sont en rouge. *Gauche* : M6C5 *Milieu* : M6C1 *Droite* : M6D1a

Pour optimiser le réseau CTA Sud dans la configuration Alpha, trois dispositions des télescopes différentes ont été proposées, nommées chacune M6C5, M6C1 et M6D1a, que l'on peut voir Figure 7.21. Les trois dispositions sont différentes pour les SSTs qui observent à haute énergie. Les distances moyennes sont comprises entre 215 m, pour M6C5 et M6C1 (avec un écartement plus important), et

285 m, pour M6D1a. La disposition des MSTs reste par contre la même. Au moment où cet effort a commencé, la configuration Alpha finale n'était pas connue. Ainsi, les trois configurations de CTA Sud considérées ici comprennent 14 MSTs et 40 SSTs. Deux versions des IRFs étaient disponibles pour chacune d'elle : *sens* qui est optimisée pour une sensibilité aux sources ponctuelles et *prec* optimisée pour cette sensibilité et la résolution angulaire. D'autres paramètres d'observations sont disponibles aussi pour les IRFs comme par exemple différents angles zénithaux (20°, 40°, 60°), un pointage moyen vers le Nord ou vers le Sud et deux temps d'observations (50 heures et 30 minutes).

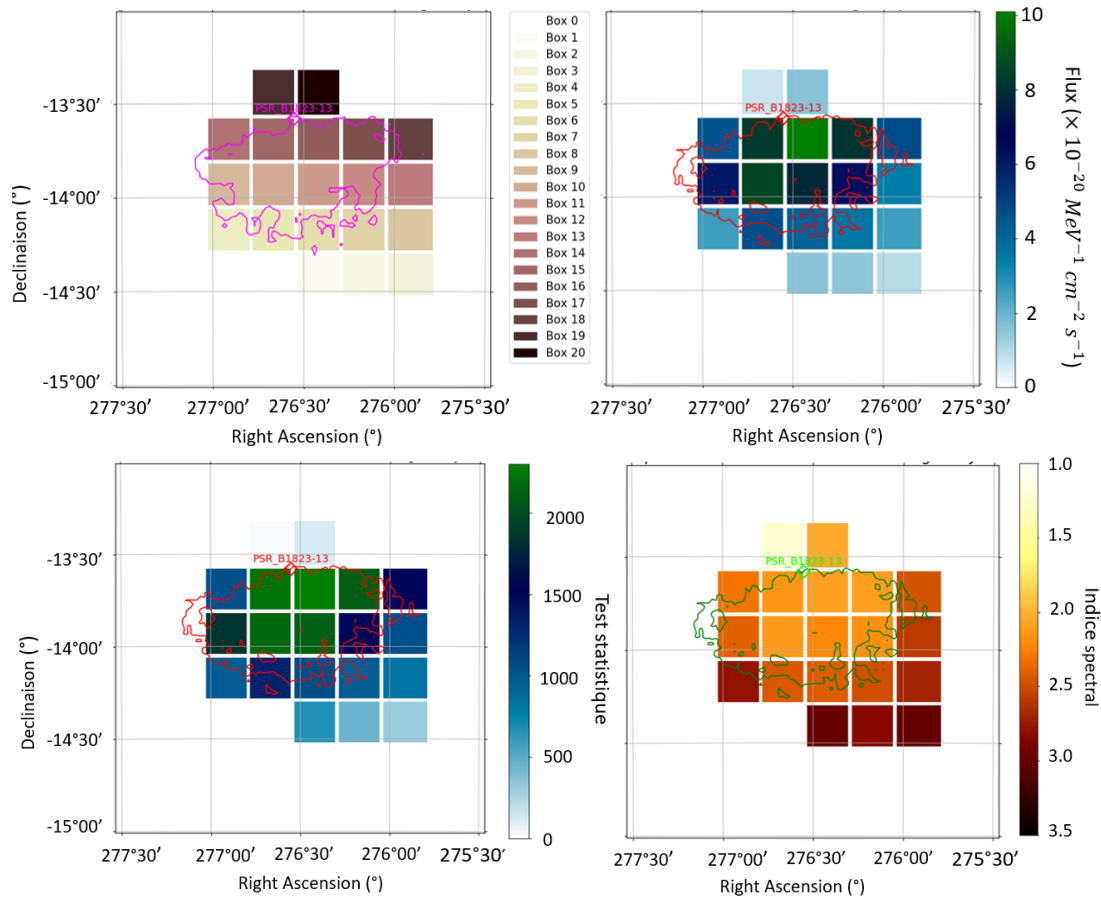


FIGURE 7.22 – Cartes des valeurs de flux (*Haut-droite*), d'indices (*Bas-droite*) et de TS (*Bas-gauche*) de HESS J1825-137 sur 20 boîtes entre 300 GeV - 5 TeV pour la configuration M6C5. Les boîtes sont numérotées (*Haut-gauche*) et recouvrent le contour à 3σ par échantillon spatial de la source.

L'impact scientifique de chacune de ces configurations a été testé pour des cas sélectionnés comprenant : l'étude du plan galactique, la détection de coupures de haute énergie (PeVatrons, galaxies en étoile, blazars extrêmes), la recherche de matière noire, les études spatialement résolues de sources étendues, l'astronomie dans le domaine temporel et l'interférométrie d'intensité stellaire. Dans ces cas scientifiques, une sensibilité et une résolutions angulaires au-dessus de 1 TeV devraient avoir un impact sur les performances de CTA. Grâce à l'étude de la PWN HESS J1825-137 avec les simulations du GPS de CTA, nous avons traité le cas des études de sources étendues. L'étude du choix des configurations pour le réseau Sud de CTA a fait l'objet d'une publication par le "CTA Consortium Science Working Group" et le "CTA Observatory Project Scientist". L'article publié en interne à la collaboration est intitulé "CTA-S alpha layout optimization" et j'en suis auteure correspondante. Il résume brièvement les principaux résultats des études réalisées pour comparer les performances des

trois réseaux et fournit une recommandation sur la configuration à adopter⁴.

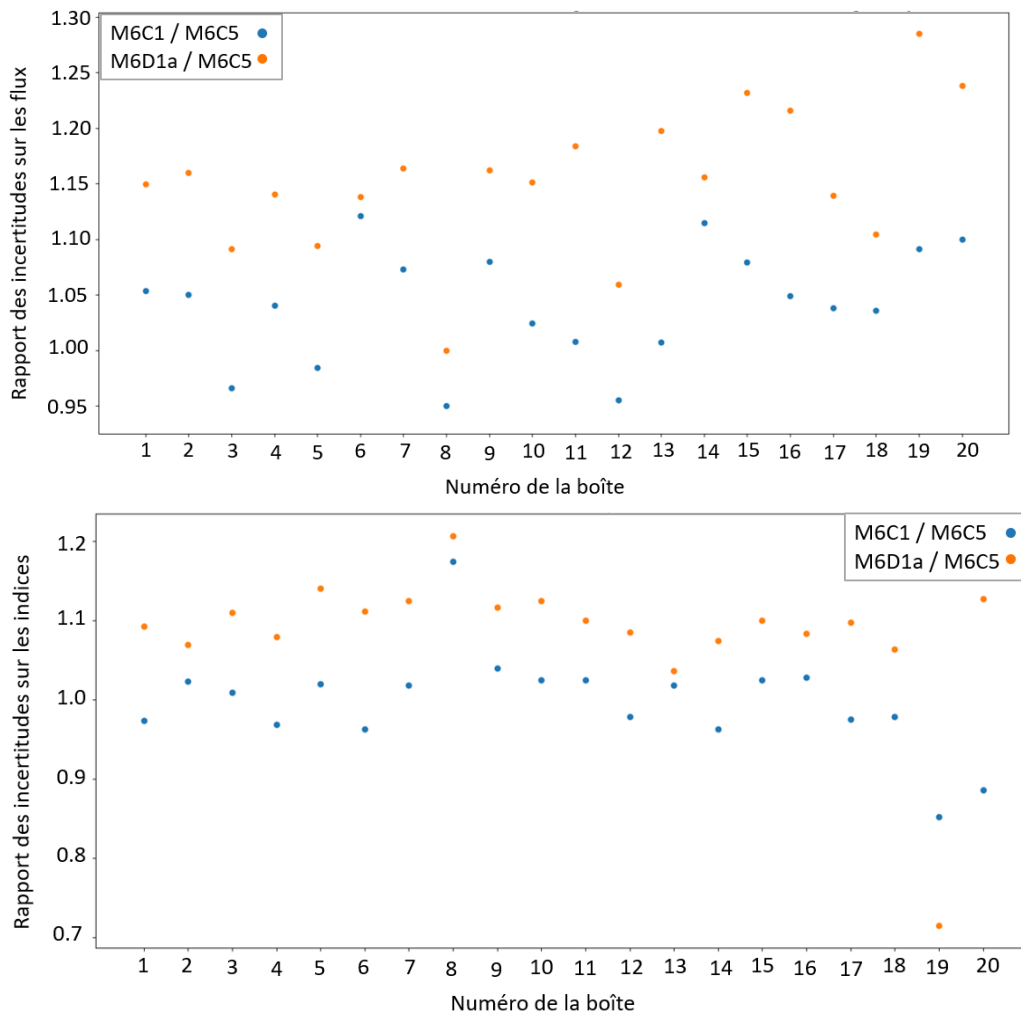


FIGURE 7.23 – Rapports des incertitudes des flux résolus spatialement (*Haut*) et des indices spectraux (*Bas*) pour les schémas M6C1 et M6D1a sur les incertitudes du schéma M6C5 dans 20 boîtes spatiales échantillonnant la source HESS J1825-137 entre 300 GeV - 5 TeV.

Pour les études spatialement résolues de sources étendues, nous avons repris exactement l'analyse de la partie 7.3.4 qui ajuste le spectre dans chaque boîte recouvrant la source HESS J1825-137. Nous avons d'abord repris la même bande en énergie que l'analyse précédente entre 300 GeV et 5 TeV. Les paramètres choisis pour les IRFs pour chaque configuration sont : l'IRF *prec*, un angle zénithal de 20°, pour un pointage moyen vers le Sud et pour 50 heures d'observations. Toutes les configurations permettent de dériver des flux et des indices spectraux de l'émission résolus spatialement. La Figure 7.22 montre les flux, les indices spectraux et les valeurs de TS obtenus dans chacune des 20 boîtes modélisées en PL pour la configuration M6C5. Cette dernière est affichée comme exemple car elle montre les plus grands TS dans la gamme d'énergie considérée mais ceci a été réalisé aussi pour M6C1 et M6D1a. À partir des résultats de chaque boîte, on regarde les incertitudes du flux et des indices dans les 20 boîtes pour les trois configurations. On remarque que la disposition M6C5 semble avoir de plus petites incertitudes sur les paramètres spectraux dans les boîtes. Ainsi, nous avons tracé les incertitudes de M6C1 et M6D1a par rapport à celles de M6C5. La Figure 7.23 montre la compa-

4. Plus de détails sont donnés ici lors de l'[Appel de coordination du Science Working Group le 15 juin 2021](#)

raison des trois dispositions dans chaque boîte. Les numéros des boîtes sont indiqués sur la Figure 7.22. On peut en conclure que les incertitudes pour les configurations M6C5 et M6C1 sont proches et surtout plus petites que M6D1a. Cette dernière produit des incertitudes supérieures de 15 à 20% en flux résolu spatialement et d'environ 10% en indice spectral. La configuration M6D1a n'est alors pas préconisée pour l'étude de sources étendues entre 300 GeV et 5 TeV. Les résultats quantitatifs que nous obtenons ici sont donc en accord avec les résultats qualitatifs qui avaient été présentés lors de la réunion du Consortium CTA au printemps 2021 dans "Status of configuration layouts, South".

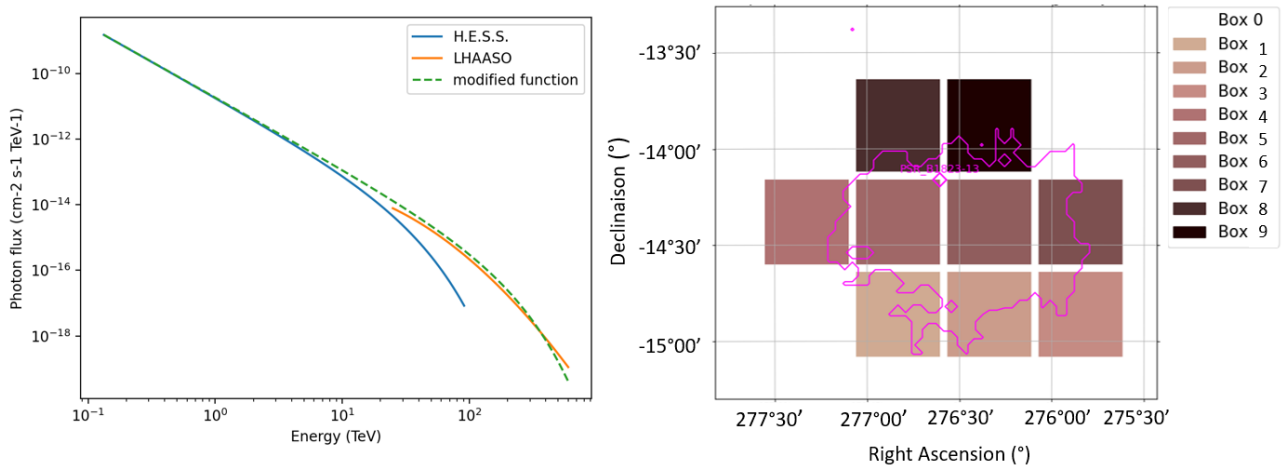


FIGURE 7.24 – *Gauche* : Spectres de HESS J1825-137 dans H.E.S.S. et avec LHAASO et spectre modifié des données simulées dans le GPS de CTA. *Droite* : Numéros des 9 boîtes définies dans la bande 10 - 100 TeV pour les trois configurations.

Une étude similaire a été réalisée à plus haute énergie au vu des récents résultats qui avaient été obtenus avec LHAASO (fin août 2021) et du fait que les SSTs couvrent la bande d'énergie la plus élevée de CTA. Cela permet d'obtenir une étude plus générale pour les sources étendues avec des seuils de coupure dans la gamme ≥ 100 TeV. Pour cela, les simulations de HESS J1825-137 dans le GPS de CTA ont été modifiées. Son spectre s'est basé sur les résultats des variations spectrales de H.E.S.S. et les résultats à très haute énergie de LHAASO. En plus, HESS J1825-137 est représenté comme un puissant accélérateur de leptons avec une énergie de coupure à 200 TeV, c'est à dire plus de 10 fois plus grande que la valeur réelle. La Figure 7.24 montre la fonction modifiée qui a été implantée dans les données simulées. L'analyse est réalisée entre 10 - 100 TeV pour voir les impacts des trois configurations aux hautes énergies dominées par les SSTs et pour pouvoir toujours considérer des spectres en PL dans chaque boîte. Entre 10 et 100 TeV, l'étendue significative de l'émission de la source n'est pas assez grande pour être séparée en 20 boîtes. Nous prenons donc ici 9 boîtes. La Figure 7.24 montre les numéros des 9 boîtes pour M6C5, M6C1 et M6D1a. Les résultats affichent des valeurs de TS résolues spatialement légèrement plus grandes pour la disposition M6C5. Cependant, les différences dans les incertitudes des paramètres de flux et d'indices des PL dans les boîtes sont réduites. On peut le voir sur la Figure 7.25. Ainsi, l'impact du choix du schéma ici est moins évident entre 10 et 100 TeV. Cela peut être dû à la statistique qui est moins importante pour toutes les configurations.

Notre étude met en avant une préférence marginale pour les dispositions M6C5 et M6C1 dans le cas de résolutions spatiales de sources étendues de quelques centaines de GeV au TeV, tandis qu'on considère qu'il n'y a pas de différence claire de la dizaine à la centaine de TeV. Une étude similaire avec la source emblématique SS 443 a été réalisée et trouve que la disposition M6D1a a des incertitudes $\sim 30\%$ plus grandes dans la résolution spatiale du flux que les deux autres. Elle trouve

aussi que les meilleurs résultats sont obtenus avec M6C5. Les autres cas de figure évoqués au début de cette partie ont été étudiés et leurs résultats sont présentés dans le papier. La plupart montre que les performances de CTA ne sont pas significativement affectées par le choix de la configuration. Dans l'étude du plan galactique, la disposition M6C5 montre tout de même de meilleurs résultats avec 7% de détections attendues en plus que M6D1a et un biais statistique plus faible sur les paramètres de sources reconstruits. Mais au-delà de 20 TeV où les SSTs dominant, la différence est négligeable. Inversement, M6D1a offre la plus grande signification dans les détections des énergies de coupure ≥ 100 TeV dans les spectres de rayons γ des sources ponctuelles. M6C5 et M6C1 réduisent le niveau de confiance pour établir une énergie de coupure dans cet intervalle de 90% à 70%. Et enfin, dans le domaine de l'astronomie temporelle, la sensibilité sur un temps très court est meilleure pour M6C5 au-delà de 1 TeV et pour M6D1a au-delà de 5 TeV. Les phénomènes transitoires attendus (sursauts γ , novae...) sont majoritairement dans la gamme des énergies inférieures au TeV, favorisant donc la configuration M6C5.

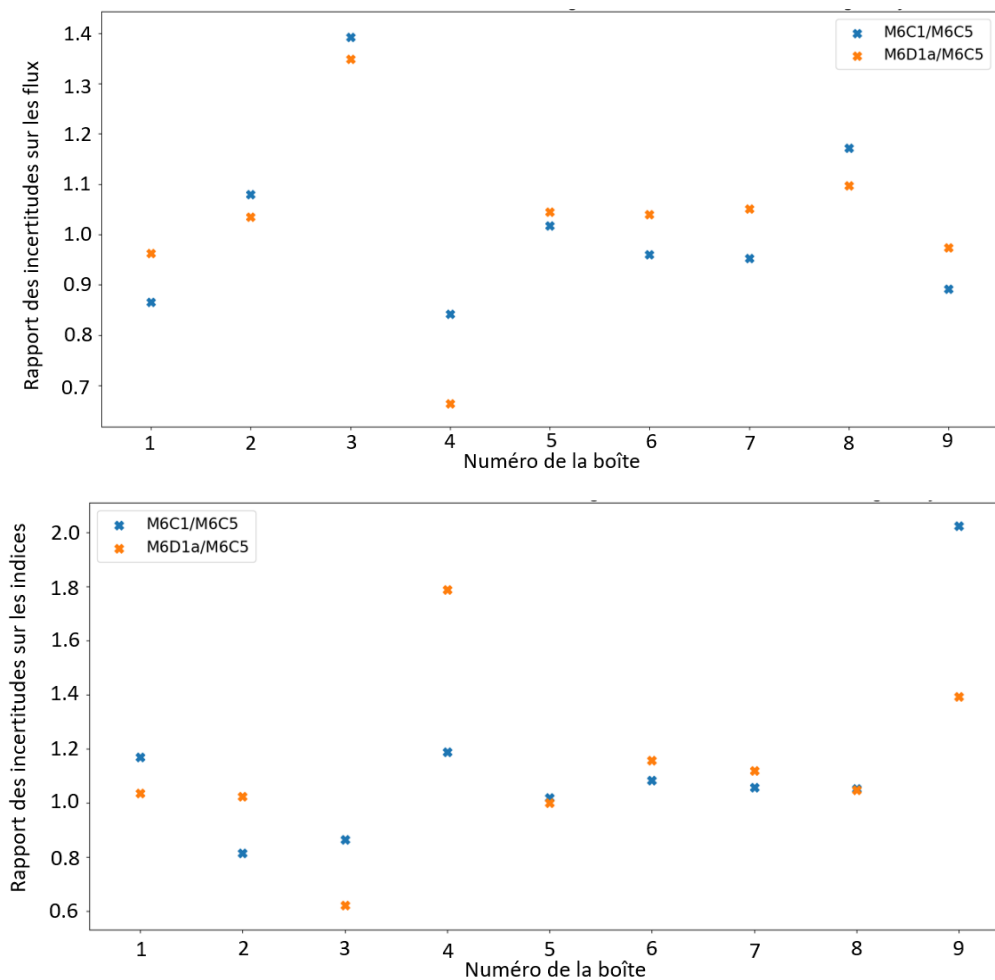


FIGURE 7.25 – Rapports des incertitudes des flux résolus spatialement (*Haut*) et des indices spectraux (*Bas*) pour les schémas M6C1 et M6D1a sur les incertitudes du schéma M6C5 dans 9 boîtes spatiales échantillonnant la source HESS J1825-137 entre 10 - 100 TeV.

7.4 Conclusion de cette étude

Les résultats de notre étude sur la PWN HESS J1825-137 avec CTA montre un accord parfait avec les données simulées basées sur les observations H.E.S.S.. Ceci démontre la grande performance des outils conçus dans le cadre de CTA, en particulier des analyses 3D permettant l'ajustement des paramètres spatiaux et spectraux de la source simultanément. Les *ctools* qui ont été développés pour CTA, ainsi que *gammapy* dans les chapitres 5 et 6, permettent de réaliser des analyses de sources étendues variables en énergie dans des régions comprenant de nombreuses sources confuses et imbriquées. Les outils nous ont aussi permis de développer des scripts pour étudier de manière très précise la morphologie et le spectre de cette large PWN caractéristique. Ainsi nous avons pu retrouver que :

- Aux hautes énergies, son extension radiale diminue lorsque l'énergie augmente et les particules se propagent principalement suivant un modèle d'advection.
- Son indice spectral se durcit dans les régions plus proches du pulsar.
- La source s'étend au Sud-Ouest du pulsar.

Cette étude a été réalisée avec 50 heures de données simulées contre 400 heures de temps d'exposition pour H.E.S.S., mettant en lumière la grande sensibilité attendue pour CTA. Par ailleurs, il est intéressant de noter que HESS J1825-137 a été sélectionnée pour des observations à exposition profonde avec CTA. La cartographie de la PWN nous permettra de voir prochainement les performances du futur IACT dans des conditions réelles pour les analyses de cette classe de sources. D'ailleurs, notre étude a finalement permis d'optimiser les configurations dans le réseau Sud de CTA pour améliorer ses performances. Trois dispositions (M6C5, M6C1, M6D1a) ont été comparées avec pour différence les positions des SSTs qui couvrent les plus hautes énergies. Le cas scientifique que nous avons traité est la résolution spatiale de sources étendues. Ceci a été effectué dans deux gammes en énergie : de 300 GeV à 5 TeV qui correspond à la bande de base de CTA et de 10 à 100 TeV représentant la bande dominée par les SSTs. Nous avons trouvé que la configuration M6C5 affichait des valeurs de TS résolues spatialement plus grandes. En outre, M6C5 et M6C1 présentaient une précision légèrement plus grande dans la résolution des paramètres spectraux de la source que M6D1a. La plupart des autres cas scientifiques montrent néanmoins que les trois configurations sont équivalentes.

CONCLUSION

Cette thèse a permis d’apporter davantage de compréhension dans des régions du ciel au coeur du plan galactique dont l’origine de l’émission γ visible restait inconnue ou ambiguë. Ces régions comportent typiquement des émissions diffuses brillantes et des objets tels que des vestiges de supernova et des nébuleuses à vent de pulsar dans des phases en transition moins explorées par les modèles théoriques actuels. Les études de ces régions ont été réalisées avec les nouveaux outils de la communauté en astronomie γ , *gammapy* et les *ctools*, en utilisant des techniques d’analyses sophistiquées telles que l’analyse 3D et la méthode du *field-of-view background*. Les outils développés donnent la possibilité de résoudre des régions complexes sur quatre décades en énergie avec les données du Fermi-LAT, de H.E.S.S. ou des ensembles de données joints. Au final, plusieurs nouvelles sources ont été détectées et une explication de la nature des différents objets a été proposée. Par ailleurs, l’étude d’une PWN emblématique avec des données simulées de CTA a montré la puissante convergence des outils en réalisant une analyse spectro-morphologique très précise. Elle montre également la grande sensibilité que CTA offrira par rapport aux anciens détecteurs γ . Finalement, elle a permis d’évaluer les différentes configurations possibles pour le réseau de l’hémisphère Sud de CTA.

La région à la longitude galactique 312° a été explorée pour la première fois dans une analyse spectro-morphologique complète. Elle a dévoilé dans H.E.S.S. une émission interstellaire significative ainsi que deux PWNe candidates autour des pulsars énergétiques PSR J1413-6205 et PSR J1406-6121. Ces sources γ montrent des comportements spectraux différents mais sont alimentés par deux pulsars d’âges intermédiaires similaires. La première est un accélérateur efficace de particules sur lequel nous avons publié un proceeding de conférence intitulé “Study of a pulsar wind nebula around the intermediate-age pulsar PSR J1413-6205 with H.E.S.S.”. La deuxième montre un spectre plutôt mou. Leur stade d’évolution nécessite une statistique plus importante pour être déterminé mais ces objets pourraient correspondre à des nébuleuses à un stade bien avancé, voire jusqu’au halo. Avec les données du Fermi-LAT, la région ne présente pas les mêmes sources. Trois émissions ont été détectées. L’une correspond à l’émission confuse 4FGL J1409.1-6121e très large et brillante qui était visible dans le catalogue de l’instrument et une autre s’étend autour du pulsar PSR J1406-6121 et de la binaire 4FGL J1405.1-6119 dont l’observation est attendue à haute énergie. La résolution angulaire du LAT ne permet pas de mettre en avant deux sources distinctes mais une nouvelle analyse de H.E.S.S. avec davantage de données les différencie. L’analyse sera présentée dans une future publication. Enfin le LAT détecte une émission avec une morphologie en parfait accord avec celle en radio du SNR G312.4-0.4 sur lequel nous avons écrit l’article “Fermi-LAT detection of the supernova remnant G312.4-0.4 in the vicinity of 4FGL J1409.1-6121e”. Il a été accepté pour publication par *The Astrophysical Journal*. Ce vestige est donc observé pour la première fois en γ et son spectre semble favoriser un scénario d’accélération hadronique. L’étude de cette région en rayons X (avec eROSITA) permettrait de contraindre le champ magnétique environnant et de conclure sur le type de particules accélérées. Cette région prometteuse analysée avec CTA pourrait aussi déterminer l’énergie maximale des particules et révéler d’autres sources γ tels que des PWNe autour de PSR J1410-6132, PSR J1412-6145 ou PSR J1413-6141 et le SNR G311.5-0.3. Cet ensemble d’émissions dans un rayon de

1° est un laboratoire pour la compréhension des PWNe et des SNRs à différentes phases d'évolution.

La région controversée de HESS J1813-178 présentait au TeV une émission compacte au comportement spectral d'une PWN très énergétique. Tandis qu'au GeV, s'étendait une large émission semblable à l'interaction proton-proton créée par un SNR ou une région de formations d'étoiles en interaction avec un nuage moléculaire. Une nouvelle étude des données H.E.S.S. a donc été réalisée et a dévoilé deux composantes de l'émission : une petite et une grande détectée pour la première fois au TeV. Cette dernière est bien plus étendue que les objets pouvant expliquer une émission hadronique. Ainsi, le scénario de leptons qui se seraient échappés de la jeune nébuleuse pour diffuser dans le milieu ambiant est favorisé. Toutefois le scénario hadronique ne peut être réfuté. L'analyse de cette région avec HAWC ou prochainement CTA serait intéressante pour comprendre profondément ses caractéristiques inhabituelles. L'article bientôt publié "Unveiling extended gamma-ray emission around HESS J1813-178" revient sur cette étude avec des modèles plus précis, j'en suis auteure correspondante. Enfin, cette étude nous a permis de vérifier la nouvelle production de données dans H.E.S.S. reconstruites par la méthode de Hillas pour une analyse 3D utilisant la méthode du *field-of-view background*.

La brillante PWN HESS J1825-137, l'une des plus étendues au TeV à ce jour, a été étudiée avec les données simulées de CTA. Elle prévoit de grandes performances dans l'analyse de ces sources en particulier lorsque la morphologie et le spectre sont modélisés et ajustés simultanément. Cela est permis par les caractéristiques de l'instrument et la puissance des outils. 50 heures de données CTA ont retrouvé les résultats de l'étude de cette source dans H.E.S.S.. Notamment deux phénomènes importants au sein des nébuleuses sont mis en lumière : l'accélération des leptons puis leur refroidissement au cours de leur propagation ; le transport des particules par advection lorsqu'elles sont confinées par le fort champ magnétique et que la pression de la nébuleuse domine celle de son milieu, puis par diffusion lorsque les particules s'échappent et que la pression diminue. Finalement, cette étude précise a permis d'optimiser les dispositions des télescopes SSTs dans le réseau CTA qui observent dans la bande d'énergie la plus élevée. La disposition nommée M6C5 de la configuration du réseau a montré les significations les plus élevées et les erreurs les plus petites dans l'analyse de la source dans la bande 300 GeV – 5 TeV de base de CTA. Néanmoins, entre 10 et 100 TeV, aucune différence claire est observée. De plus, les autres cas scientifiques que l'analyse de sources étendues et l'étude de la population des sources galactiques ne montrent pas de préférence significative. Ces résultats sont résumés dans la note interne de CTA "CTA-S alpha layout optimization" dont je suis auteure correspondante.

À ce jour, les PWNe sont la classe d'objet galactique la plus observée dans notre ciel aux très hautes énergies. Les analyses récentes de données réelles et simulées continuent de montrer que ces objets à tous leur stades d'évolution jusqu'au halo représenteront la majorité des émissions qui seront dévoilées dans la Voie lactée. Leur compréhension permet ainsi de mieux appréhender l'accélération et la propagation des rayons cosmiques et donc la physique dans notre galaxie. Pour étudier une grande diversité de nébuleuses/halos, l'analyse de régions du plan galactique avec des pulsars et des environnements différents est nécessaire. Ces régions comportent habituellement un grand nombre de sources étendues imbriquées spatialement et variant avec l'énergie. Leur analyse peut être complexe mais la construction de l'observatoire CTA et les outils mis à disposition et améliorés au cours des années permet de pallier à ces difficultés. Les outils supportent des analyses simultanées des paramètres spatiaux et spectraux de nombreuses sources γ individuelles avec des émissions de fond galactiques ou hadroniques importantes dans le champ de vue. De plus, ils offrent des méthodes pour des analyses jointes multi-longueurs d'onde permettant d'obtenir des spectres à large bande et de caractériser la nature des particules accélérés. De son côté, CTA avec son large champ de vue et sa sensibilité sans précédent en γ pourra détecter significativement de grandes sources diffuses telles que des PWNe vieillissantes ou des halos de pulsar. Une partie des émissions diffuses galactiques

d'aujourd'hui pourra être identifiée comme des sources individuelles. Cependant, les performances en résolution angulaire de CTA, bien que supérieures aux précédents télescopes, ne résoudront pas la confusion de sources dans les régions les plus peuplées de la galaxie.

Pour exploiter au maximum les futures données de CTA, une synergie avec les instruments observant à toutes les longueurs d'onde et les instruments multi-messagers sera essentielle. Tout d'abord, les études spectrales dans la bande de Fermi et aux gammes de HAWC, LHAASO et SWGO [150] permettront d'enrichir celles des IACTs et de comprendre en détail la nature des accélérateurs galactiques en jeu. Les trois détecteurs WCDs notamment compléteront les caractéristiques de CTA. Ils dévoilent le ciel à ultra haute énergie et observent jour et nuit avec un champ de vue extrêmement large (1 sr pour HAWC). Ainsi, ils fourniront des listes de sources étendues intéressantes pour une analyse spectro-morphologique détaillée grâce aux résolutions précises de CTA. Ensuite, les observations multi-longueurs d'onde (MW) de la radio aux rayons X compléteront les études avec des informations cruciales telles que la classe de l'objet, les conditions environnementales, ou la distance de la source γ . Ces instruments présentent en général une sensibilité et une résolution angulaire excellentes, largement supérieures à celles de l'astronomie γ . L'étude MW d'un objet permet alors de déduire ses propriétés physiques de manière explicite et d'en déduire sa nature et sa phase d'évolution. On peut mentionner ALMA ("Atacama Large Millimeter / sub-millimeter Array") au (sub)-millimétrique qui peut sonder en-dessous de l'arc-seconde (arcsec) avec une grande sensibilité une large gamme de molécules dans l'ISM. Les observations millimétriques permettent d'obtenir des informations comme la densité, la température, le niveau d'ionisation de la matière afin de comprendre l'environnement des sources CTA dans lequel les particules sont accélérées et interagissent. SKA ("Square Kilometre Array") avec sa surface de collection immense en radio pourra étudier en profondeur les pulsars et les champs magnétiques. Athena ("Advanced Telescope for High ENergy Astrophysics") en rayons X avec une sensibilité remarquable, une résolution angulaire de 5 arcsec et une bande d'énergie jusqu'à 10 keV pourra contraindre fortement le rayonnement synchrotron d'un grand nombre de PWNe et de SNRs dans le plan galactique. Enfin, le multi-messager apporte des renseignements importants et très spécifiques. Notamment les mécanismes qui produisent les neutrinos de hautes énergies produisent aussi des rayons γ de mêmes énergies qui proviennent de la même direction. La précision et la sensibilité des IACTs permettra de localiser et d'identifier les populations d'accélérateurs et la détection des neutrinos (par exemple avec KM3Net ou IceCube) indiquera de manière non ambiguë une accélération hadronique. Néanmoins, le niveau d'erreur sur les boîtes spatiales pour les neutrinos peut être un facteur limitant aux études communes. Davantage d'informations et de détails sur la synergie MW et multi-messagère avec CTA sont accessibles dans l'article [71]. Finalement, il est primordial dans le futur de mettre en place des catalogues et des outils publics communs à ces différents domaines de l'astronomie et des astroparticules afin de sonder plus profondément la physique de notre Voie lactée.

Bibliographie

- [1] Abbasi, R. U., et al. 2008, PhD thesis, Rutgers, The State University of New Jersey 18
- [2] —. 2014, The Astrophysical Journal Letters, 790, L21 19
- [3] Abdalla, H., et al. 2021, The Astrophysical Journal, 917, 6 37, 69, 85, 140, 143
- [4] Abdo, A. A., et al. 2009, The Astrophysical Journal Letters, 700, L127 52
- [5] —. 2010, The Astrophysical Journal Supplements, 188, 405 62, 131
- [6] —. 2011, The Astrophysical Journal, 734, 116 28
- [7] Abdollahi, S., et al. 2020, The Astrophysical Journal Supplements, 247, 33 35, 87, 139, 167
- [8] —. 2022, The Astrophysical Journal Supplements, 260, 53 28, 36, 37, 85, 102, 107, 110, 116, 118, 123, 124, 126
- [9] —. 2022, The Astrophysical Journal, 933, 204 139, 140
- [10] Abeysekara, A. U., et al. 2017, Science, 358, 911 29, 40, 52, 53, 69
- [11] —. 2017, The Astrophysical Journal, 843, 39(17pp) 37, 69
- [12] —. 2017, The Astrophysical Journal, 843, 40 161, 165, 167
- [13] Acero, F., et al. 2015, The Astrophysical Journal Supplements, 218, 23 167
- [14] —. 2016, The Astrophysical Journal Supplements, 224, 8 93, 123, 130, 132
- [15] Ackermann, M., et al. 2012, The Astrophysical Journal Supplements, 203, 4 (70pp) 61, 68, 94, 130
- [16] —. 2013, Science, 339, 807 61
- [17] —. 2016, Physical Review D, 93, 082001 28
- [18] —. 2017, The Astrophysical Journal, 843, 139 102, 123, 125, 126, 131, 165, 167
- [19] Aharonian, F., et al. 2006, Astronomy & Astrophysics, 460, 365 164, 165
- [20] —. 2006, Astronomy & Astrophysics, 457, 899 37, 69, 75, 77, 140, 158
- [21] —. 2006, The Astrophysical Journal, 636, 777 137, 138, 141, 144, 145, 147
- [22] —. 2021, Physical Review Letters, 126, 241103 52

- [23] Aharonian, F. A., et al. 2005, *Astronomy & Astrophysics*, 442, L25 [164](#)
- [24] Ajello, M., Baldini, L., Bastieri, D., et al. 2021, *The Astrophysical Journal Supplements*, 252, 13 (75pp) [61](#)
- [25] Ajello, M., et al. 2017, *The Astrophysical Journal Supplements*, 232, 18 [161](#), [167](#)
- [26] —. 2020, *The Astrophysical Journal*, 892, 105 [29](#)
- [27] —. 2021, *The Astrophysical Journal Supplements*, 256, 12 [151](#), [152](#)
- [28] Akaike, H. 1998, *Information Theory and an Extension of the Maximum Likelihood Principle*, ed. E. Parzen, K. Tanabe, & G. Kitagawa (New York, NY : Springer New York), 199–213 [89](#), [127](#), [171](#)
- [29] Albert, A., et al. 2020, *The Astrophysical Journal*, 905, 76 [39](#), [160](#)
- [30] Albert, J., et al. 2006, *The Astrophysical Journal Letters*, 637, L41 [138](#)
- [31] Aleksić, J., et al. 2015, *Journal of High Energy Astrophysics*, 5, 30 [36](#)
- [32] —. 2016, *Astroparticle Physics*, 72, 76 [37](#), [69](#), [158](#)
- [33] Allard, D. 2012, *Astropart. Phys.*, 39-40, 33 [20](#)
- [34] Amato, E. 2014, *International Journal of Modern Physics D*, 23, 1430013 [22](#)
- [35] Araya, M. 2018, *The Astrophysical Journal*, 859, 69 [137](#), [139](#), [146](#), [151](#), [152](#), [153](#), [154](#)
- [36] Atkins, R., et al. 2004, *The Astrophysical Journal*, 608, 680 [37](#)
- [37] Atwood, W. B., Albert, A., Baldini, L., et al. 2013, *Arxiv e-prints* [67](#), [125](#)
- [38] Atwood, W. B., & GLAST Collaboration. 1994, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 342, 302 [60](#)
- [39] Atwood, W. B., et al. 2009, *The Astrophysical Journal*, 697, 1071 [60](#), [62](#), [64](#), [65](#), [66](#), [67](#), [125](#)
- [40] Baade, W., & Zwicky, F. 1934, *Physical Review*, 46, 76 [42](#)
- [41] Baltić, V., & Baltić, M. 2007, *Archive of Oncology*, 15 [25](#)
- [42] Bao, L.-Z., Fang, K., Bi, X.-J., & Wang, S.-H. 2022, *The Astrophysical Journal*, 936, 183 [54](#)
- [43] Baring, M. G., Ellison, D. C., Reynolds, S. P., Grenier, I. A., & Goret, P. 1999, *The Astrophysical Journal*, 513, 311 [23](#)
- [44] Barrau, A., et al. 1998, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 416, 278 [37](#), [69](#)
- [45] Becherini, Y., Khélifi, B., Pita, S., Punch, M., & CTA Consortium. 2012, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1505, *High Energy Gamma-Ray Astronomy : 5th International Meeting on High Energy Gamma-Ray Astronomy*, ed. F. A. Aharonian, W. Hofmann, & F. M. Rieger, 769–772 [104](#)
- [46] Bell, A. R. 1978, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 182, 147 [22](#)

- [47] Bell, A. R. 2004, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 353, 550 [22](#)
- [48] Belz, J., Cady, R., , & TA/TALE Collaboration. 2007, in *30th International Cosmic Ray Conference*, Vol. 5, 1163–1166 [18](#)
- [49] Berge, D., Funk, S., & Hinton, J. 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 466, 1219–1229 [82](#), [83](#), [84](#)
- [50] Bernlöhner, K. 2000, *Astroparticle Physics*, 12, 255 [34](#), [70](#), [71](#), [72](#)
- [51] —. 2008, *Astroparticle Physics*, 30, 149 [92](#)
- [52] Bernlöhner, K., et al. 2003, *Astroparticle Physics*, 20, 111 [72](#)
- [53] Bi, B., et al. 2022, in *37th International Cosmic Ray Conference*, 743 [74](#)
- [54] Binns, W. R., et al. 2016, *Science*, 352, 677 [21](#)
- [55] Bjorklund, R., Crandall, W. E., Moyer, B. J., & York, H. F. 1950, *Phys. Rev.*, 77, 213 [26](#)
- [56] Blandford, R. D., & Ostriker, J. P. 1978, *The Astrophysical Journal*, 221 [22](#)
- [57] Blandford, R. D., & Romani, R. W. 1988, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 234, 57P [46](#)
- [58] Blondin, J. M., Chevalier, R. A., & Frierson, D. M. 2001, *The Astrophysical Journal*, 563, 806 [48](#), [49](#)
- [59] Bolmont, J., et al. 2014, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 761, 46 [72](#)
- [60] Briggs, M. S., et al. 1996, *The Astrophysical Journal*, 459, 40 [36](#)
- [61] Brogan, C. L., Gelfand, J. D., Gaensler, B. M., Kassim, N. E., & Lazio, T. J. W. 2006, *The Astrophysical Journal Letters*, 639, L25 [139](#)
- [62] Bruel, P., Burnett, T. H., Digel, S. W., Johannesson, G., Omodei, N., & Wood, M. 2018, *arXiv e-prints*, arXiv :1810.11394 [125](#)
- [63] Camilo, F., Ransom, S. M., Halpern, J. P., & Roshi, D. A. 2021, *The Astrophysical Journal*, 917, 67 [137](#), [139](#)
- [64] Cao, Z., Aharonian, F. A., An, Q., et al. 2021, *Nature*, 594, 33 [17](#), [29](#), [39](#)
- [65] Cardenzana, J. 2018, in *SF2A-2018 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*, ed. P. Di Matteo, F. Billebaud, F. Herpin, N. Lagarde, J. B. Marquette, A. Robin, & O. Venot, Di [163](#)
- [66] Case, G., & Bhattacharya, D. 1999, *The Astrophysical Journal*, 521, 246 [133](#)
- [67] Case, G. L., & Bhattacharya, D. 1998, *The Astrophysical Journal*, 504, 761 [123](#)
- [68] Castelletti, G., Giacani, E., & Dubner, G. 2012, *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina*, 55, 179 [166](#)
- [69] Caswell, J. L., & Barnes, P. J. 1985, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 216, 753 [103](#), [107](#), [110](#), [118](#), [123](#)

- [70] Chambéry, P., Gallant, Y., Jardin-Blicq, A., Lemoine-Goumard, M., Marandon, V., Sinha, A., Tsirou, M., & H. E. S. S. Collaboration. 2023, in PoS(Gamma2022), Vol. 135, 7th Heidelberg International Symposium on High-Energy Gamma-Ray Astronomy (Gamma2022), Volume 417, 1 – 6 [111](#), [114](#), [122](#), [135](#)
- [71] Cherenkov Telescope Array Consortium, et al. 2019, Science with the Cherenkov Telescope Array [133](#), [139](#), [155](#), [159](#), [160](#), [191](#)
- [72] Chevalier, R. A. 1977, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 15, 175 [42](#), [49](#)
- [73] Cioffi, D. F., McKee, C. F., & Bertschinger, E. 1988, The Astrophysical Journal, 334, 252 [43](#), [44](#)
- [74] Clark, G. W., Garmire, G. P., & Kraushaar, W. L. 1968, The Astrophysical Journal Letters, 153, L203 [29](#)
- [75] —. 1968, The Astrophysical Journal Letters, 153, L203 [36](#)
- [76] Clay, J. 1935, Proc. R. Soc. Lond. A, 151, 202 [18](#)
- [77] Clifton, T. R., & Lyne, A. G. 1986, Nature, 320, 43 [165](#)
- [78] CNRS. 2023, Pierre Auger : The Pioneering Work/Les Origines, http://auger.cnrs.fr/pierre_auger.html [30](#)
- [79] Compton, A. H. 1923, Phys. Rev., 21, 483 [24](#)
- [80] Conrad, J., Cohen-Tanugi, J., & Strigari, L. E. 2015, Journal of Experimental and Theoretical Physics, 121, 1104–1135 [61](#)
- [81] Corbet, R. H. D., et al. 2019, The Astrophysical Journal, 884, 93 [29](#), [102](#), [122](#)
- [82] Cornils, R., et al. 2003, Astroparticle Physics, 20, 129 [72](#), [73](#)
- [83] Cox, D. P., & Franco, J. 1981, The Astrophysical Journal, 251, 687 [43](#)
- [84] Cristofari, P., Gabici, S., Humensky, T. B., Santander, M., Terrier, R., Parizot, E., & Casanova, S. 2017, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 471, 201 [161](#)
- [85] Dame, T. M., Hartmann, D., & Thaddeus, P. 2001, The Astrophysical Journal, 547, 792 [116](#), [132](#)
- [86] Daum, A., et al. 1997, Astroparticle Physics, 8, 1 [37](#), [69](#)
- [87] de Jager, O. C., & Djannati-Ataï, A. 2009, in Astrophysics and Space Science Library, Vol. 357, Astrophysics and Space Science Library, ed. W. Becker, 451 [24](#), [110](#)
- [88] de Naurois, M. 2000, PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI [32](#)
- [89] —. 2012, Habilitation à diriger des recherches, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI [31](#)
- [90] de Naurois, M., & Rolland, L. 2009, Astroparticle Physics, 32, 231 [78](#)
- [91] de Naurois, M., & Rolland, L. 2009, Astroparticle Physics, 32, 231 [77](#), [78](#)

-
- [92] Deil, C., et al. 2017, in International Cosmic Ray Conference, Vol. 301, 35th International Cosmic Ray Conference (ICRC2017), 766 [104](#), [125](#), [163](#)
- [93] Dembinski, H., & et al., P. O. 2020 [89](#)
- [94] Derdeyn, S., Ehrmann, C., Fichtel, C., Kniffen, D., & Ross, R. 1972, Nuclear Instruments and Methods, 98, 557 [36](#)
- [95] Di Mauro, M., Manconi, S., & Donato, F. 2019, Physical Review D, 100, 123015 [52](#)
- [96] Doherty, M., Johnston, S., Green, A. J., Roberts, M. S. E., Romani, R. W., Gaensler, B. M., & Crawford, F. 2003, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 339, 1048 [103](#), [123](#), [124](#), [127](#)
- [97] Donath, A., et al. 2021, gammapy/gammapy : v.0.19, Zenodo [104](#)
- [98] —. 2023, arXiv e-prints, arXiv :2308.13584 [79](#), [80](#), [140](#)
- [99] Drury, L. O. 1983, Reports on Progress in Physics, 46, 973 [22](#)
- [100] Drury, L. O., Aharonian, F. A., & Voelk, H. J. 1994, Astronomy & Astrophysics, 287, 959 [154](#)
- [101] Dubus, G. 2013, The Astronomy and Astrophysics Review, 21, 64 [132](#)
- [102] Dubus, G., Guillard, N., Petrucci, P.-O., & Martin, P. 2017, Astronomy & Astrophysics, 608, A59 [162](#)
- [103] Dundovic, A., Evoli, C., Gaggero, D., & Grasso, D. 2021, Astronomy & Astrophysics, 653, A18 [30](#), [39](#), [87](#), [116](#)
- [104] Elder, F. R., Gurewitsch, A. M., Langmuir, R. V., & Pollock, H. C. 1947, Phys. Rev., 71, 829 [23](#)
- [105] Eschbach, S. 2019, PhD thesis [73](#)
- [106] Esposito, J. A., et al. 1999, The Astrophysical Journal, 123, 203 [64](#)
- [107] Evoli, C., Gaggero, D., Vittino, A., Bernardo, G. D., Mauro, M. D., Ligorini, A., Ullio, P., & Grasso, D. 2017, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 2017, 015 [162](#)
- [108] Evoli, C., Linden, T., & Morlino, G. 2018, Physical Review D, 98, 063017 [54](#)
- [109] Fang, K., Bi, X.-J., & Yin, P.-F. 2019, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 488, 4074 [54](#)
- [110] Fermi, E. 1949, Phys. Rev., 75, 1169 [20](#)
- [111] Fermi, E. 1954, The Astrophysical Journal, 119, 1 [21](#)
- [112] Fermi-LAT Collaboration. 2014, Science, 345, 554 [61](#)
- [113] Finley, J. P., Srinivasan, R., & Park, S. 1996, The Astrophysical Journal, 466, 938 [164](#)
- [114] Frail, D. A., Goss, W. M., Reynoso, E. M., Giacani, E. B., Green, A. J., & Otrupcek, R. 1996, The Astronomical Journal, 111, 1651 [124](#)

- [115] Funk, S., et al. 2004, *Astroparticle Physics*, 22, 285 [74](#)
- [116] —. 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 470, 249 [138](#)
- [117] Gabici, S., Evoli, C., Gaggero, D., Lipari, P., Mertsch, P., Orlando, E., Strong, A., & Vittino, A. 2019, *International Journal of Modern Physics D*, 28, 1930022 [20](#)
- [118] Gaensler, B. M., Schulz, N. S., Kaspi, V. M., Pivovarov, M. J., & Becker, W. E. 2003, *The Astrophysical Journal*, 588, 441 [165](#)
- [119] Gaensler, B. M., & Slane, P. O. 2006, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 44, 17 [28](#), [29](#), [43](#), [46](#), [48](#)
- [120] Galbraith, W., & Jelley, J. V. 1953, *Nature*, 171, 349 [33](#)
- [121] Gelfand, J. D., Slane, P. O., & Zhang, W. 2009, *The Astrophysical Journal*, 703, 2051 [48](#), [49](#), [50](#)
- [122] George, J. S., et al. 2009, *The Astrophysical Journal*, 698, 1666 [19](#)
- [123] Giacinti, G., Mitchell, A. M. W., López-Coto, R., Joshi, V., Parsons, R. D., & Hinton, J. A. 2020, *Astronomy & Astrophysics*, 636, A113 [29](#), [140](#)
- [124] —. 2020, *Astronomy & Astrophysics*, 636, A113 [49](#), [50](#), [53](#)
- [125] Giavitto, G., et al. 2017, in *International Cosmic Ray Conference*, Vol. 301, 35th International Cosmic Ray Conference (ICRC2017), 805 [73](#), [74](#)
- [126] Green, D. A. 1996, in *IAU Colloq. 145 : Supernovae and Supernova Remnants*, ed. T. S. Kuhn, 419–424 [123](#)
- [127] Green, D. A. 2019, *VizieR Online Data Catalog*, VII/284 [101](#)
- [128] Greisen, K. 1966, *Physical Review Letters*, 16, 748 [19](#)
- [129] Grieder, P. 2010, *Extensive air showers. High energy phenomena and astrophysical aspects. A tutorial, reference manual and data book. Vol. I and II, Vol. 1* [33](#)
- [130] Grondin, M. H., et al. 2011, *The Astrophysical Journal*, 738, 42 [165](#), [167](#)
- [131] Gueta, O. 2022, in *37th International Cosmic Ray Conference*, 885 [157](#)
- [132] Guillemot, L. 2009, PhD thesis, L'université Bordeaux 1 [28](#)
- [133] H. E. S. S. Collaboration, et al. 2018, *Astronomy & Astrophysics*, 612, A2 [38](#), [50](#), [51](#), [52](#), [110](#), [112](#), [118](#), [120](#), [152](#), [153](#), [164](#)
- [134] —. 2019, *Astronomy & Astrophysics*, 621, A116 [51](#), [52](#), [120](#), [121](#), [166](#), [167](#), [168](#), [172](#), [175](#), [176](#), [178](#), [179](#), [180](#)
- [135] —. 2023, *Astronomy & Astrophysics*, 673, A148 [37](#), [52](#)
- [136] —. 2023, *Astronomy & Astrophysics*, 672, A103 [52](#), [140](#), [141](#), [144](#), [145](#), [146](#)
- [137] Hahn, J. 2015, in *International Cosmic Ray Conference*, Vol. 34, 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015), 917 [161](#)

- [138] Hamil, O., Stone, J. R., Urbanec, M., & Urbancová, G. 2015, *Physical Review D*, 91, 063007 [46](#)
- [139] Hanlon, W. 2011, *Updated Cosmic Ray Spectrum* [19](#)
- [140] Harding, A. K., Contopoulos, I., & Kazanas, D. 1999, *The Astrophysical Journal Letters*, 525, L125 [46](#)
- [141] Härer, L. K., Reville, B., Hinton, J., Mohrmann, L., & Vieu, T. 2023, *Astronomy & Astrophysics*, 671, A4 [29](#)
- [142] Hartman, R. C., et al. 1992, in *NASA Conference Publication*, Vol. 3137, *NASA Conference Publication*, ed. C. R. Shrader, N. Gehrels, & B. Dennis [60](#)
- [143] Hartman, R. C., et al. 1999, *VizieR Online Data Catalog*, *J/ApJS/123/79* [36](#)
- [144] Heck, D., Knapp, J., Capdevielle, J. N., Schatz, G., & Thouw, T. 1998, *CORSIKA : a Monte Carlo code to simulate extensive air showers*. [75](#)
- [145] Heitler, W. 1954, *The Quantum theory of radiation* (Oxford university Press) [31](#)
- [146] Hermsen, W. 1983, *Space Science Reviews*, 36, 61 [36](#)
- [147] Hess, V. 2018, *arXiv e-prints*, *arXiv :1808.02927* [18](#)
- [148] H.E.S.S. Collaboration, et al. 2018, *Astronomy & Astrophysics*, 612 [28](#), [37](#), [39](#), [70](#), [84](#), [85](#), [100](#), [101](#), [137](#), [144](#), [160](#)
- [149] Hillas, A. M. 1985, in *International Cosmic Ray Conference*, Vol. 3, 19th International Cosmic Ray Conference (ICRC19), Volume 3, 445 [75](#), [104](#)
- [150] Hinton, J., & SWGO Collaboration. 2022, in *37th International Cosmic Ray Conference*, 23 [69](#), [191](#)
- [151] Hinton, J. A., Funk, S., Carrigan, S., Gallant, Y. A., de Jager, O. C., Kosack, K., Lemièrre, A., & Pühlhofer, G. 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 476, L25 [27](#)
- [152] Ho, W. C. G., et al. 2020, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 498, 4396 [139](#)
- [153] Hoffman, C. M., Sinnis, C., Fleury, P., & Punch, M. 1999, *Rev. Mod. Phys.*, 71, 897 [31](#)
- [154] Holler, M., et al. 2015, *arXiv e-prints*, *arXiv :1509.02902* [70](#), [158](#)
- [155] Hona, B. 2021, *arXiv e-prints*, *arXiv :2108.09348* [29](#)
- [156] Hwang, U., Flanagan, K. A., & Petre, R. 2005, *The Astrophysical Journal*, 635, 355 [132](#)
- [157] James, F., & Roos, M. 1975, *Comput. Phys. Commun.*, 10, 343 [89](#)
- [158] Jardin-Blicq, A. 2019, *PhD thesis*, Ruprecht-Karls University of Heidelberg, Germany [27](#), [31](#), [34](#), [35](#), [73](#), [100](#), [101](#), [133](#)
- [159] Johnson, S. P., & Wang, Q. D. 2010, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 408, 1216 [50](#)

- [160] Kertzman, M. P., & Sembroski, G. H. 1994, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 343, 629 [75](#)
- [161] Khelifi, B., Djannati-Atai, A., Jouvin, L., Lefaucheur, J., Lemiere, A., Pita, S., Tavernier, T., & Terrier, R. 2016, in *34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2016)*, 837 [140](#)
- [162] Klepser, S., et al. 2017, in *International Cosmic Ray Conference*, Vol. 301, *35th International Cosmic Ray Conference (ICRC2017)*, 834 [72](#), [73](#)
- [163] Knödseder, J., et al. 2016, *Astronomy & Astrophysics*, 593, A1 [79](#), [80](#), [162](#), [163](#), [168](#), [169](#)
- [164] Kotera, K., & Olinto, A. V. 2011, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 49, 119 [20](#)
- [165] Koyama, K., Petre, R., Gotthelf, E., et al. 1995, *Nature*, 378, 255 [24](#)
- [166] Kraushaar, W. L., & Clark, G. W. 1962, *Phys. Rev. Lett.*, 8, 106 [35](#)
- [167] Le Bohec, S., et al. 1998, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 416, 425 [77](#)
- [168] Lemiere, A., Terrier, R., & Djannati-Atai, A. 2005, in *International Cosmic Ray Conference*, Vol. 4, *29th International Cosmic Ray Conference (ICRC29)*, Volume 4, 105 [166](#)
- [169] Lemoine-Goumard, M., Grondin, M. H., Hewitt, J. W., Reposeur, T., & Fermi-LAT Collaboration. 2012, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1505, *High Energy Gamma-Ray Astronomy : 5th International Meeting on High Energy Gamma-Ray Astronomy*, ed. F. A. Aharonian, W. Hofmann, & F. M. Rieger, 225–228 [132](#)
- [170] Li, T. P., & Ma, Y. 1983, *The Astrophysical Journal*, 272, 317 [82](#), [90](#)
- [171] LIGO Scientific Collaboration, Virgo Collaboration, Fermi GBM, et al. 2017, *The Astrophysical Journal Letters*, 848, L12 (59pp) [61](#)
- [172] Linden, T., & Buckman, B. J. 2018, *Phys. Rev. Lett.*, 120, 121101 [39](#)
- [173] Linden, T., et al. 2017, *Physical Review D*, 96 [29](#), [50](#), [52](#), [69](#)
- [174] Linsley, J. 1985, in *International Cosmic Ray Conference*, Vol. 7, *19th International Cosmic Ray Conference (ICRC19)*, Volume 7, 163 – 166 [31](#)
- [175] Longair, M. S. 2011, *High Energy Astrophysics*, 3rd edn. (Cambridge University Press) [31](#)
- [176] López-Coto, R., de Oña Wilhelmi, E., Aharonian, F., Amato, E., & Hinton, J. 2022, *Nature Astronomy*, 6, 199 [52](#), [155](#)
- [177] López-Coto, R., & Giacinti, G. 2018, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 479, 4526 [54](#)
- [178] Lorimer, D. R., & Kramer, M. 2004, *Handbook of Pulsar Astronomy*, Vol. 4 [46](#)
- [179] Lu, F.-W., Gao, Q.-G., & Zhang, L. 2020, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 498, 1911 [153](#)
- [180] Lyne, A., Graham-Smith, F., Weltevrede, P., Jordan, C., Stappers, B., Bassa, C., & Kramer, M. 2013, *Science*, 342, 598 [46](#)

- [181] Manchester, R. N., Hobbs, G. B., Teoh, A., & Hobbs, M. 2005, *The Astronomical Journal*, 129, 1993 101, 102, 110, 131, 139, 165
- [182] Manchester, R. N., & Taylor, J. H. 1977, *Pulsars* 46
- [183] Marafico, S. 2022, *Theses, Université Paris-Saclay* 20
- [184] Martin, P., Marcowith, A., & Tibaldo, L. 2022, *Astronomy & Astrophysics*, 665, A132 52, 54
- [185] Martin, P., Tibaldo, L., Marcowith, A., & Abdollahi, S. 2022, *Astronomy & Astrophysics*, 666, A7 39, 52
- [186] Mattox, J. R., et al. 1996, *The Astrophysical Journal*, 461, 396 89
- [187] Meegan, C., Lichti, G., Bhat, P. N., Bissaldi, E., Briggs, M. S., Connaughton, V., et al. 2009, *The Astrophysical Journal*, 702, 791 60
- [188] Messineo, M., Davies, B., Figer, D. F., Kudritzki, R. P., Valenti, E., Trombly, C., Najarro, F., & Rich, R. M. 2011, *The Astrophysical Journal*, 733, 41 140
- [189] Mitchell, A. M. W., & Gelfand, J. 2022, in *Handbook of X-ray and Gamma-ray Astrophysics*, 61 48, 51
- [190] Mitthumsiri, W. 2009, in *TeV Particle Astrophysics 2009*, 44 28
- [191] Miville-Deschênes, M.-A., Murray, N., & Lee, E. J. 2017, *The Astrophysical Journal*, 834, 57 153
- [192] Mohrmann, L., Specovius, A., Tiziani, D., Funk, S., Malyshev, D., Nakashima, K., & van Eldik, C. 2019, *Astronomy & Astrophysics*, 632, A72 83, 84, 85, 142
- [193] —. 2019, *Astronomy & Astrophysics*, 632, A72 106
- [194] Mohrmann, L., et al. 2019, *Proceeding of science*, 358 84, 143
- [195] Moiseev, A. A., et al. 2007, *Astroparticle Physics*, 27, 339 64
- [196] Morlino, G. 2017, in *Handbook of Supernovae*, ed. A. W. Alsabti & P. Murdin, 1711 22, 23
- [197] Mukhopadhyay, P., & Linden, T. 2022, *Physical Review D*, 105, 123008 54
- [198] Observatory, C. T. A. 2016, *Cherenkov Telescope Array*, <https://www.cta-observatory.org/> 36, 37, 69, 122, 156, 157, 158
- [199] Pacini, F., & Salvati, M. 1973, *The Astrophysical Journal*, 186, 249 46
- [200] Pannuti, T. G., Filipović, M. D., Luken, K., Wong, G. F., Manojlović, P., Maxted, N., & Roper, Q. 2017, *Serbian Astronomical Journal*, 195, 23 102
- [201] Parizot, E., et al. 2003, *Physique et astrophysique du rayonnement cosmique (Ecole CNRS de Goutelas XXVI)* 21
- [202] Park, N., & VERITAS Collaboration. 2016, *PoS, ICRC2015*, 771 37, 69, 158
- [203] Parsons, R. D., & Hinton, J. A. 2014, *Astroparticle Physics*, 56, 26 115, 140

- [204] Pavan, L., et al. 2014, *Astronomy & Astrophysics*, 562, A122 [50](#)
- [205] Pavlov, G. G., Kargaltsev, O., & Brisken, W. F. 2008, *The Astrophysical Journal*, 675, 683 [165](#), [166](#)
- [206] Peterson, L. E., & Winckler, J. R. 1959, *Journal of Geophysical Research*, 64, 697 [35](#)
- [207] Pierog, T., Karpenko, I., Katzy, J. M., Yatsenko, E., & Werner, K. 2015, *Phys. Rev. C*, 92, 034906 [33](#)
- [208] Piron, F. 2016, *Comptes Rendus Physique*, 17, 617 [29](#)
- [209] Pittori, C., et al. 2009, *Astronomy & Astrophysics*, 506, 1563 [36](#)
- [210] Popescu, C. C., Yang, R., Tuffs, R. J., Natale, G., Rushton, M., & Aharonian, F. 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 470, 2539 [35](#), [167](#)
- [211] Principe, G., Mitchell, A. M. W., Caroff, S., Hinton, J. A., Parsons, R. D., & Funk, S. 2020, *Astronomy & Astrophysics*, 640, A76 [120](#), [164](#), [165](#), [167](#), [168](#), [175](#), [177](#)
- [212] Ranasinghe, S., & Leahy, D. 2022, *The Astrophysical Journal*, 940, 63 [123](#)
- [213] Recchia, S., Di Mauro, M., Aharonian, F. A., Orusa, L., Donato, F., Gabici, S., & Manconi, S. 2021, *Physical Review D*, 104, 123017 [54](#)
- [214] Remy, Q., Gallant, Y. A., & Renaud, M. 2020, *Astroparticle Physics*, 122, 102462 [163](#)
- [215] Remy, Q., Tibaldo, L., Acero, F., Fiori, M., Knödlseeder, J., Olmi, B., & Sharma, P. 2022, in *37th International Cosmic Ray Conference*, 886 [87](#), [116](#)
- [216] Remy, Q., Tibaldo, L., Acero, F., Fiori, M., Knödlseeder, J., Olmi, B., & Sharma, P. 2022, in *37th International Cosmic Ray Conference*, 886 [160](#), [161](#), [162](#), [163](#), [164](#)
- [217] Reynolds, S. P., & Chevalier, R. A. 1984, *The Astrophysical Journal*, 278, 630 [50](#)
- [218] Rice, T. S., Goodman, A. A., Bergin, E. A., Beaumont, C., & Dame, T. M. 2016, *The Astrophysical Journal*, 822, 52 [132](#), [133](#), [153](#), [161](#)
- [219] Roberta Zanin on behalf of the CTA Observatory, C. C., & Collaboration, L. 2022, in *37th International Cosmic Ray Conference*, Vol. 395 [157](#)
- [220] Rochester, L., Usher, T., Johnson, R. P., & Atwood, B. 2010, *Fermi symposium* [68](#)
- [221] Rowell, G. P. 2003, *Astronomy & Astrophysics*, 410, 389 [141](#)
- [222] Rudak, B., Dyks, J., & Bulik, T. 2002, in *Neutron Stars, Pulsars, and Supernova Remnants*, ed. W. Becker, H. Lesch, & J. Trümper, 142 [45](#)
- [223] Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. 1986, *Radiative Processes in Astrophysics* [23](#)
- [224] Sakurai, I., Kawai, N., Torii, K., & Shibata, S. 2001, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 251, *New Century of X-ray Astronomy*, ed. H. Inoue & H. Kunieda, 408 [164](#)
- [225] Salgado, M., Bonazzola, S., Gourgoulhon, E., & Haensel, P. 1994, *Astronomy & Astrophysics Supplements*, 108, 455 [45](#)

- [226] Schroer, B., Pezzi, O., Caprioli, D., Haggerty, C. C., & Blasi, P. 2022, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 512, 233 [54](#)
- [227] Sedov, L. I. 1959, *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics* [43](#)
- [228] Stadelmaier, M., Vícha, J., & Novotný, V. 2023, *Physical Review D*, 107, 103056 [32](#)
- [229] Su, M., & Finkbeiner, D. P. 2012, *The Astrophysical Journal*, 753, 61 (13pp) [61](#)
- [230] Sudoh, T., Linden, T., & Beacom, J. F. 2019, *Physical Review D*, 100, 043016 [122](#)
- [231] Tang, X., & Chevalier, R. A. 2012, *The Astrophysical Journal*, 752, 83 [52](#)
- [232] Tang, X., & Piran, T. 2019, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 484, 3491 [54](#)
- [233] Tatischeff, V., Raymond, J. C., Duprat, J., Gabici, S., & Recchia, S. 2021, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 508, 1321 [20](#)
- [234] Tayabaly, K., Spiga, D., Canestrari, R., Bonnoli, G., Lavagna, M., & Pareschi, G. 2015, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 9603, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 960307 [72](#)
- [235] Taylor, G. 1950, *Proceedings of the Royal Society of London Series A*, 201, 159 [43](#)
- [236] Temim, T., Slane, P., Gaensler, B. M., Hughes, J. P., & Van Der Swaluw, E. 2009, *The Astrophysical Journal*, 691, 895 [47](#)
- [237] Temim, T., Slane, P., Kolb, C., Blondin, J., Hughes, J. P., & Bucciantini, N. 2015, *The Astrophysical Journal*, 808, 100 [47](#), [48](#)
- [238] The Pierre Auger Collaboration, et al. 2017, *arXiv e-prints*, arXiv :1708.06592 [19](#)
- [239] Thoudam, S., & Hörandel, J. R. 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 435, 2532 [19](#)
- [240] Truelove, J. K., & McKee, C. F. 1999, *The Astrophysical Journal Supplements*, 120, 299 [42](#)
- [241] Ubertini, P., et al. 2005, *The Astrophysical Journal Letters*, 629, L109 [138](#)
- [242] Uchiyama, H., Matsumoto, H., Tsuru, T. G., Koyama, K., & Bamba, A. 2009, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 61, S189 [165](#), [178](#)
- [243] Vallée, J. P. 2020, *The Astrophysical Journal*, 896, 19 [111](#)
- [244] van der Swaluw, E., Achterberg, A., Gallant, Y. A., & Tóth, G. 2001, *Astronomy & Astrophysics*, 380, 309 [50](#)
- [245] Vandenbroucke, J., & Fermi LAT Collaboration. 2012, *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 229, 258 [35](#), [39](#), [155](#)
- [246] Vink, J. 2020, *Physics and Evolution of Supernova Remnants* [28](#)
- [247] Voruganti, A., Donath, A., Deil, C., Maier, G., Wegen, M., & Deiml, P. 2018, *gamma-cat*, <https://gamma-cat.readthedocs.io/> [105](#)

- [248] Wach, T., Mitchell, A. M. W., Joshi, V., & Funk, S. 2023, arXiv e-prints, arXiv :2308.16717
150, 151, 152
- [249] Wakely, S., & Horan, D. 2014, Online catalog for TeV Astronomy, <http://tevcat2.uchicago.edu/> 35, 37, 38, 85
- [250] Wang, S., Zhang, C., Jiang, B., Zhao, H., Chen, B., Chen, X., Gao, J., & Liu, J. 2020, *Astronomy & Astrophysics*, 639, A72 124
- [251] Wang, W. 2011, *Research in Astronomy and Astrophysics*, 11, 824 102
- [252] Watson, M. G., et al. 2009, *Astronomy & Astrophysics*, 493, 339 35
- [253] Watters, K. P., & Romani, R. W. 2011, *The Astrophysical Journal*, 727, 123 161
- [254] Weekes, T. C., et al. 1989, *The Astrophysical Journal*, 342, 379 37
- [255] Wilks, S. S. 1983, *The Annals of Mathematical Statistics*, 9, 60–62 89
- [256] Wilson-Hodge, C. A., Cherry, M. L., Case, G. L., Baumgartner, W. H., Beklen, E., et al. 2011, *The Astrophysical Journal Letters*, 727, L40 (6pp) 61
- [257] Wood, M., Caputo, R., Charles, E., Di Mauro, M., Magill, J., Perkins, J. S., & Fermi-LAT Collaboration. 2017, in *International Cosmic Ray Conference*, Vol. 301, 35th International Cosmic Ray Conference (ICRC2017), 824 125
- [258] Xin, Y., & Guo, X. 2022, in *37th International Cosmic Ray Conference*, 625 138, 139, 151
- [259] Xin, Y.-L., Guo, X.-L., Liao, N.-H., Yuan, Q., Liu, S.-M., & Wei, D.-M. 2017, *The Astrophysical Journal*, 843, 90 132
- [260] Xu, F., & Hooper, D. 2022, *Physical Review D*, 106, 023005 39
- [261] Yoneda, H., Khangulyan, D., Enoto, T., Makishima, K., Mine, K., Mizuno, T., & Takahashi, T. 2021, *The Astrophysical Journal*, 917, 90 29
- [262] Zabalza, V. 2015, in *International Cosmic Ray Conference*, Vol. 34, 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015), 922 132, 167
- [263] Zhang, Y., Liu, R.-Y., Chen, S. Z., & Wang, X.-Y. 2021, *The Astrophysical Journal*, 922, 130 52

Liste des figures

1.1	Spectre et composition du rayonnement cosmique	19
1.2	Schémas de l'accélération de Fermi du second ordre et d'échappement des rayons cosmiques	21
1.3	Schémas et profils de vitesse de l'accélération diffuse par onde de choc	23
1.4	Schémas des trois processus radiatifs leptoniques	25
1.5	Schéma des 4 rayonnements et spectres calculés de la PWN HESS J1718-385 en fonction du milieu	27
1.6	Schéma de deux gerbes atmosphériques : électromagnétique et hadronique	31
1.7	Simulations de trois gerbes atmosphériques	32
1.8	Schéma de l'émission de la lumière Cherenkov	34
1.9	Le diagramme de Kifune : nombre de sources détectées avec le temps	35
1.10	Graphe de la sensibilité en fonction de l'énergie des instruments de VHE actuels et en construction	36
1.11	Carte du ciel du catalogue TeVCat avec les classes de sources et les couvertures du ciel des IACTs	38
1.12	Schéma de la Voie lactée avec les PWNe, les candidats et les pulsars énergétiques	38
1.13	Graphe du flux en fonction de l'extension d'une source	39
2.1	Schéma d'un SNR dans l'ISM en phase de Sedov-Taylor avec en son sein un pulsar et sa PWN	43
2.2	Schéma d'un pulsar comme dipôle magnétique et de sa magnétosphère	46
2.3	Images radio et X du SNR G327.1-1.1 et de sa PWN et simulations de la répartition des électrons de la PWN en fonction de leur âge	47
2.4	Simulations de la répartition de la densité du SNR composite G327.1-1.1 en fonction de son âge	48
2.5	Schéma des deux premières phases d'évolution d'une PWN	49
2.6	Graphes de l'étude de population de PWNe dans H.E.S.S. : indice spectral en fonction de \dot{E} et efficacité au TeV en fonction de τ_c	51
2.7	Schéma de la dernière phase d'évolution d'une PWN : le halo de pulsar	53
2.8	Morphologie spatiale en γ des halos Geminga et Monogem respectivement autour des pulsars PSR J0633+1746 et PSR B0656+14	53
3.1	Photos du satellite Fermi et de ses instruments	60
3.2	Schéma du LAT et de ses sous-systèmes	62
3.3	Carte de sensibilité du Fermi-LAT	63
3.4	Schémas du trajectographe et du calorimètre	65
3.5	Graphes des IRFs en fonction de l'énergie par classe	68
3.6	Photo du site de H.E.S.S.	71
3.7	Schémas du fonctionnement des miroirs et de la caméra de H.E.S.S.	73

3.8	Photos de CT5 et principe du cône de Winston	73
3.9	Images d'un photon γ , d'un rayon cosmique et d'un muon dans la caméra	75
3.10	Paramètres de Hillas et reconstruction du point d'impact	76
3.11	Reconstruction des évènements de H.E.S.S.	77
3.12	Résolutions angulaire et en énergie de Hillas et de l'analyse Model	78
4.1	Schéma d'une analyse de haut niveau d'une source γ étendue dans une région complexe avec les données du Fermi-LAT ou des IACTs	80
4.2	Carte de signification avec les régions d'exclusion et la distribution de significativité de la carte	83
4.3	Illustrations des méthodes de soustraction du fond : <i>ring background</i> et <i>reflected background</i>	84
4.4	Carte 2D de la Voie lactée du diffus galactique de Fermi pour une tranche en énergie	87
4.5	Brillance du diffus galactique et spectre du diffus isotropique de Fermi	88
4.6	Cartes de signification de H.E.S.S. corrélées à 0.1° et 0.4° avec la méthode du <i>field-of-view background</i> dans la région à 312°	91
4.7	Exemples d'une SED et d'un "butterfly plot" d'une PWN	92
4.8	Distribution des valeurs d'indices ajustés sur des ensembles de données simulées dans H.E.S.S. et évolution de l'incertitude systématique de la surface efficace du LAT	93
5.1	Cartes de la région à 312° avec les données du HGPS au-delà de 1 TeV : HGPS-like et HAWC-like.	101
5.2	Deux cartes de la région à 312° avec les données HAP-FR au-delà de 1 et 5 TeV avec la méthode du <i>field-of-view background</i> et un rayon de corrélation de 0.1°	102
5.3	Carte de TS de la région à 312° vu anciennement avec Fermi avec 4FGL J1409.1-6121e et carte de densité spectrale de flux de ATCA du SNR G312.4-0.4	103
5.4	Nombre de "runs" en fonction de l'angle zénithal et spectre du fond hadronique des données H.E.S.S.	104
5.5	Cartes et distributions de signification en dehors des masques d'exclusion de la région à 312°	105
5.6	Ajustement des paramètres et spectres du modèle de fond prédit et observé dans la région à 312°	106
5.7	Cartes de la région à 312° avec les données HAP-FR-he Prod02 : méthodes du <i>field-of-view background</i> et du <i>ring background</i>	107
5.8	Cartes du nombre d'évènements par intervalle de 0.1° observés, prédits et résiduels des différents modèles de l'analyse 3D dans la région à 312° avec les données HAP-FR-he Prod02	109
5.9	Carte de résidus en signification et distribution de signification de la région à 312° après ajustement du meilleur modèle 3D	110
5.10	SED et meilleur ajustement spectral avec le <i>field-of-view background</i> et le <i>reflected background</i> de l'émission étendue autour de PSR J1413-6205 au-dessus de 1 TeV	111
5.11	Extensions radiales des trois sources du meilleur modèle 3D en fonction de l'énergie	112
5.12	SEDs des émissions étendues autour de PSR J1406-6121 et PSR J1410-6132 au-dessus de 1 TeV	113
5.13	Contribution des composantes de sources et de la composante de fond dans la région à 312°	113
5.14	Cartes d'exposition de la région à 312° avec HAP-FR-he Prod02 et HAP-HD 18.1	114
5.15	Cartes de la région à 312° avec les données HAP-FR-he Prod02 et HAP-HD 18.1 et les méthodes du <i>field-of-view background</i> et du <i>ring background</i>	114

5.16	”Butterfly plots” de la source étendue autour de PSR J1413-6205 avec HAP-FR-he Prod02 et HAP-HD 18.1 en utilisant une analyse 3D et une analyse standard	115
5.17	Cartes du nombre d’évènements observés et prédits et carte de signification résiduelle du meilleur modèle 3D avec un diffus galactique dans la région à 312° avec les données HAP-FR-he Prod02	116
5.18	Carte de résidus en signification et distribution de signification de la région à 312° après ajustement du meilleur modèle 3D avec un diffus galactique	118
5.19	SEDs des émissions étendues autour de PSR J1413-6205 et PSR J1406-6121 au-dessus de 1 TeV du meilleur modèle 3D avec un diffus galactique	119
5.20	Contribution des composantes de sources, de fond et du modèle HERMES dans la région à 312°	119
5.21	Graphes adaptés de l’étude de population de PWNe du HGPS pour les sources étendues autour de PSR J1413-6205 et de PSR J1406-6121	120
5.22	Graphes de l’extension radiale en fonction de l’énergie et modèles de diffusion et d’advection pour les sources étendues autour de PSR J1413-6205 et PSR J1406-6121	121
5.23	Cartes de la région à 312° au-dessus de 0.4 et 1 TeV avec plus de données H.E.S.S. HAP-HD et la méthode du <i>field-of-view background</i>	122
5.24	Carte de signification de la région à 312° avec <i>gammapy</i> et les données du Fermi-LAT entre 10 GeV-30 GeV et 30 GeV-3TeV	124
5.25	Cartes de l’excès de la région à 312° avec les données du Fermi-LAT entre 10 GeV et 3 TeV	125
5.26	Cartes de TS résiduelles des différents modèles de la région à 312° avec les données du Fermi-LAT	127
5.27	Cartes du nombre d’évènements observés et prédits et carte de signification résiduelle du meilleur modèle 3D dans la région à 312° avec les données du Fermi-LAT	128
5.28	Carte de TS zoomée sur le SNR G312.4-0.4 au-dessus de 10 GeV, sa SED au-dessus de 300 MeV et des modèles hadroniques ajustés	129
5.29	SEDs de 4FGL J1409.1-6121e et gaussienne 2 de 300 MeV à 3 TeV avec les données du LAT	130
5.30	Points spectraux du LAT du SNR G312.4-0.4, de gaussienne 2 et de de 4FGL J1409.1-6121e de 10 GeV à 3 TeV avec <i>gammapy</i> et <i>fermipy</i>	131
5.31	Carte de CO et nuages moléculaires dans la région de G312.4-0.4	132
5.32	SEDs de la source étendue autour de PSR J1413-6205 et du SNR G312.4-0.4 de 10 GeV à 80 TeV avec les données du Fermi-LAT et de H.E.S.S.	134
6.1	Carte d’excès de 2006 de HESS J1813-178 et carte de TS au-dessus de 20 GeV de 4FGL J1813.1-1737e	138
6.2	SEDs à HE et VHE obtenues avec H.E.S.S., MAGIC et le Fermi-LAT de HESS J1813-178 et SEDs du LAT en-dessous de 1 GeV de 4FGL J1813.1-1737e	139
6.3	Nombre de ”runs” en fonction de l’angle zénithal et du décalage angulaire autour de HESS J1813-178 des données HAP-FR-ash	141
6.4	Carte d’exposition et de signification masquée autour de HESS J1813-178 avec les données HAP-FR-ash	142
6.5	Biais en énergie d’un ”run” en fonction de l’énergie pour les données ImPACT et HAP-FR-ash Prod03	142
6.6	Nombre de ”runs” en fonction de la valeur des paramètres du modèle de fond dans la région de HESS J1813-178 avec les données HAP-FR-ash	143

6.7	Cartes de signification corrélées à 0.4° entre 0.4 - 100 TeV autour de HESS J1813-178 avec les données ImpACT et HAP-FR-ash Prod03	144
6.8	Carte de signification résiduelle après ajustement du meilleur modèle 3D autour de PSR J1813-1749 au-dessus de 0.4 TeV et sa distribution de signification avec les données HAP-FR-ash	145
6.9	Cartes de signification résiduelle après ajustements de modèles 3D autour de PSR J1813-1749 au-dessus de 0.4 TeV avec les données HAP-FR-ash	146
6.10	SEDs des composantes A et B de l'émission autour de PSR J1813-1749 au-dessus de 0.4 TeV avec les données ImpACT et HAP-FR-ash	147
6.11	Cartes de signification corrélées à 0.4° en fonction de l'énergie autour de HESS J1813-178 avec les données HAP-FR-ash Prod03	148
6.12	Distance au pulsar et extension des composantes A et B autour de PSR J1813-1749 en fonction de l'énergie avec les données ImpACT et HAP-FR-ash	148
6.13	Schéma de la chaîne d'analyse des données de bas et haut niveau pour une analyse 3D avec la méthode du <i>field-of-view background</i> et le logiciel <i>gammapy</i>	149
6.14	Excès des composantes A et B et contribution du modèle de fond dans la région autour de PSR J1813-1749 avec les données HAP-FR-ash Prod03 et Prod04	150
6.15	Nombre de "runs" en fonction de la norme du modèle de fond dans la région de HESS J1813-178 avec les données HAP-FR-ash Prod04	150
6.16	Carte de signification entre 1 GeV - 1 TeV autour de 4FGL J1813-1737e avec les données du Fermi-LAT et SEDs des composantes A et B ajustées dans l'analyse jointe Fermi-H.E.S.S.	151
6.17	Graphes adaptés de l'étude de population de PWNe du HGPS pour les composantes A et B autour de PSR J1813-1749	152
6.18	Carte du nombre d'évènements dans H.E.S.S. avec les candidats MCs et carte de signification zoomée dans H.E.S.S. avec les observations VLA	153
7.1	Les pays du Consortium CTA et les localisations des sites Nord et Sud	156
7.2	Vues d'artiste des sites Nord et Sud de CTA	157
7.3	Nombre de sources galactiques de VHE au-delà d'un certain seuil en flux en fonction du flux et objectif de sensibilité de CTA	159
7.4	Schéma de la création du premier catalogue GPS pour CTA avec des données simulées	160
7.5	Nombre de SNRs, PWNe et binaires de VHE au-delà d'un certain seuil en flux en fonction du flux et objectif de sensibilité du GPS	161
7.6	Stratégies de pointage pour CTA avec des nombres différents de télescopes	162
7.7	Carte d'excès simulée du GPS de CTA entre 70 GeV - 200 TeV	163
7.8	164
7.9	Graphes des populations de PWNe synthétiques du GPS et détectées avec CTA	164
7.10	Anciennes cartes d'évènements de HESS J1825-137 avec les données H.E.S.S. et avec les données de Suzaku en rayons X	165
7.11	Cartes d'évènements en excès de la région de HESS J1825-137 en fonction de l'énergie avec les données H.E.S.S.	166
7.12	Carte de TS du Fermi-LAT et SED avec les données H.E.S.S. et Fermi de HESS J1825-137	167
7.13	Cartes d'évènements de la région de HESS J1825-137 entre 1 - 100 TeV et entre 100 GeV - 160 TeV	169
7.14	Cartes de résidus de la région de HESS J1825-137 entre 1 - 100 TeV et entre 100 GeV - 160 TeV	172

7.15	Carte d'excès de HESS J1825-137 entre 1 - 100 TeV et SED de HESS J1825-137 entre 100 GeV - 160 TeV	174
7.16	Exemple d'une carte et d'un graphe du nombre d'évènements en fonction de la distance au pulsar pour HESS J1825-137 afin d'appliquer la méthode du profil radial . .	176
7.17	Exemple d'une carte du nombre d'évènements prédits dans la région de HESS J1825-137 afin d'appliquer la méthode de l'ajustement gaussien	177
7.18	Graphe de l'extension radiale en fonction de l'énergie pour la méthode du profil radial, de l'ajustement gaussien et les simulations, avec des modèles d'advection et de diffusion	178
7.19	Carte d'excès représentant la morphologie de HESS J1825-137 par anneaux entre 1 - 100 TeV et graphe de l'indice spectral en fonction de la distance au pulsar	180
7.20	Carte spectrale de HESS J1825-137 sur 20 boîtes entre 300 GeV - 5 TeV	181
7.21	Les trois configurations de CTA Sud : M6C5, M6C1, M6D1a	181
7.22	Cartes des valeurs de flux, d'indices et de TS de HESS J1825-137 sur 20 boîtes entre 300 GeV - 5 TeV pour la configuration M6C5	182
7.23	Rapport des incertitudes des flux et des indices dans les 20 boîtes des schémas M6C1 et M6D1a sur celles du schéma M6C5	183
7.24	Spectres de H.E.S.S. et LHAASO de HESS J1825-137 et la répartition des 9 boîtes de la source entre 10 - 100 TeV	184
7.25	Rapport des incertitudes des flux et des indices dans les 9 boîtes des schémas M6C1 et M6D1a sur celles du schéma M6C5	185

Liste des tableaux

5.1	Propriétés des 5 pulsars du catalogue ATNF dans un rayon de 1° autour de $(312^\circ, 0^\circ)$	102
5.2	Paramètres des ajustements en disque et en gaussienne des sources étendues autour de PSR J1413-6205 et PSR J1406-6121	107
5.3	Description des modèles 3D testés sans diffus galactique et leurs résultats d'ajustement pour décrire la région à 312° dans H.E.S.S.	108
5.4	Paramètres spatiaux après l'ajustement du meilleur modèle 3D sans diffus galactique dans la région à 312°	110
5.5	Paramètres spectraux après l'ajustement du meilleur modèle 3D sans diffus galactique dans la région à 312°	111
5.6	Paramètres spectraux de la source étendue autour de PSR J1413-6205 ajustés avec HAP-FR-he Prod02 et HAP-HD 18.1 en utilisant des analyse 3D et standard	115
5.7	Description des modèles 3D testés avec un modèle d'émission diffuse galactique et leurs résultats d'ajustement pour décrire la région à 312° dans H.E.S.S.	117
5.8	Paramètres spatiaux et spectraux des sources étendues autour de PSR J1413-6205 et de PSR J1406-6121 ajustés avec le meilleur modèle 3D avec un diffus galactique	118
5.9	Résumé des distances du SNR G312.4-0.4 au cours des années	123
5.10	Paramètres spatiaux ajustés avec les données du Fermi-LAT entre 10 GeV et 3 TeV.	127
5.11	Description des modèles spatiaux testés et leurs résultats d'ajustement pour décrire la région à 312° dans Fermi	128
5.12	Paramètres spectraux ajustés avec les données du Fermi-LAT entre 300 MeV et 3 TeV.	130
6.1	Caractéristiques du pulsar PSR J1813-1749 de l'ATNF	139
6.2	Paramètres spatiaux et spectraux après l'ajustement du meilleur modèle 3D des deux composantes de la source autour de PSR J1813-1749 au-delà de 400 GeV	146
7.1	Caractéristiques et performances des IACTs actuels	158
7.2	Caractéristiques du pulsar PSR B1823-13 dans le catalogue ATNF	165
7.3	Description des modèles morphologiques testés entre 1 - 100 TeV et leurs résultats d'ajustement pour décrire HESS J1825-137 et HESS J1826-130 dans H.E.S.S.	171
7.4	Description des modèles spectraux testés entre 100 GeV - 160 TeV et leurs résultats d'ajustement pour décrire HESS J1825-137 dans H.E.S.S.	173
7.5	Description des modèles 3D testés entre 100 GeV - 160 TeV et leurs résultats d'ajustement pour décrire HESS J1825-137 dans H.E.S.S.	173
7.6	Paramètres spatiaux et spectraux après l'ajustement du meilleur modèle 3D de HESS J1825-137 entre 100 GeV et 160 TeV avec les données simulées du GPS de CTA	174