



**HAL**  
open science

# Études spectro-morphologiques et multi-longueurs d'onde des vestiges de supernova en gamma et autres sources au TeV

Justine Devin

► **To cite this version:**

Justine Devin. Études spectro-morphologiques et multi-longueurs d'onde des vestiges de supernova en gamma et autres sources au TeV. Autre. Université Montpellier, 2018. Français. NNT : 2018MONT050 . tel-02078545v2

**HAL Id: tel-02078545**

**<https://theses.hal.science/tel-02078545v2>**

Submitted on 7 May 2019

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

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

**THÈSE POUR OBTENIR LE GRADE DE DOCTEUR  
DE L'UNIVERSITÉ DE MONTPELLIER**

**En Physique**

**École doctorale : Information, Structures, Systèmes**

**Unité de recherche 5299**

**Études spectro-morphologiques et multi-longueurs  
d'onde des vestiges de supernova en  $\gamma$   
et autres sources au TeV**

**Présentée par Justine DEVIN**

**Le 26 Octobre 2018**

**Sous la direction de Georges VASILEIADIS**

**Devant le jury composé de**

**Denis PUY, Professeur, LUPM**

**Jürgen KNÖDLSIEDER, Directeur de recherche, IRAP**

**Marianne LEMOINE-GOUMARD, Chargée de recherche, CENBG**

**Fabio ACERO, Chargé de recherche, CEA/Sap**

**Agnès LÈBRE, Astronome, LUPM**

**Anne LEMIÈRE, Chargée de recherche, APC**

**Matthieu RENAUD, Chargé de recherche, LUPM**

**Georges VASILEIADIS, Directeur de recherche, LUPM**

**Président du jury**

**Rapporteur**

**Rapporteur**

**Examinateur**

**Examinatrice**

**Examinatrice**

**Encadrant**

**Directeur**



**UNIVERSITÉ  
DE MONTPELLIER**



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>i</b>
<b>Résumé/Abstract</b>	<b>iii</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>I Sonder l'accélération des rayons cosmiques dans les vestiges de supernova</b>	<b>3</b>
<b>1 Rayonnement cosmique et astronomie <math>\gamma</math></b>	<b>5</b>
1.1 Les rayons cosmiques . . . . .	5
1.1.1 Spectre du rayonnement cosmique . . . . .	5
1.1.2 Mécanismes d'accélération des rayons cosmiques . . . . .	7
1.2 Traceurs des rayons cosmiques . . . . .	11
1.2.1 Processus d'émission non-thermiques . . . . .	11
1.2.2 Sources de rayons cosmiques . . . . .	14
1.2.3 Des rayons cosmiques à l'astronomie $\gamma$ . . . . .	19
1.3 L'astronomie $\gamma$ . . . . .	20
1.3.1 Le développement d'une nouvelle discipline . . . . .	20
1.3.2 Méthodes de détection . . . . .	22
1.3.3 Le ciel en $\gamma$ aujourd'hui . . . . .	23
<b>2 Les vestiges de supernova</b>	<b>27</b>
2.1 Evolution dynamique . . . . .	28
2.1.1 Phase d'expansion libre . . . . .	28
2.1.2 Phase de Sedov-Taylor . . . . .	29
2.1.3 Phase radiative . . . . .	30
2.2 Vestiges de supernova composites . . . . .	30
2.3 Spectres des particules accélérées dans les SNRs . . . . .	31
2.4 Contraintes observationnelles . . . . .	34
2.4.1 Radio . . . . .	34
2.4.2 Infrarouge . . . . .	35
2.4.3 Optique . . . . .	35

2.4.4	Rayons X . . . . .	36
2.4.5	Rayons $\gamma$ . . . . .	37
2.5	Questions ouvertes sur les SNRs . . . . .	38

## II Instruments et outils d'analyse 41

### 3 Le *Fermi Large Area Telescope* 43

3.1	Presentation . . . . .	43
3.2	Structure du télescope . . . . .	44
3.2.1	Le trajectographe . . . . .	44
3.2.2	Le calorimètre . . . . .	46
3.2.3	Le détecteur d'anti-coïncidence . . . . .	46
3.3	Traitement des données . . . . .	47
3.3.1	Systèmes embarqués . . . . .	47
3.3.2	Reconstruction des événements . . . . .	47
3.3.3	Améliorations avec Pass 8 . . . . .	48
3.4	Fonctions de réponse de l'instrument . . . . .	49
3.4.1	Généralités . . . . .	49
3.4.2	Les types d'événements dans Pass 8 . . . . .	49
3.5	Analyse des données . . . . .	51
3.5.1	Sélection et préparation des données . . . . .	51
3.5.2	Construction d'un modèle . . . . .	52
3.5.3	Méthode du maximum de vraisemblance . . . . .	53
3.5.4	Comparaison de modèles . . . . .	54
3.5.5	Distribution spectrale en énergie . . . . .	54
3.5.6	Précision des résultats . . . . .	55

### 4 Les télescopes H.E.S.S. 57

4.1	Le site . . . . .	57
4.2	Les télescopes . . . . .	58
4.2.1	Miroirs . . . . .	58
4.2.2	Caméras et électronique rapide . . . . .	59
4.2.3	Système de déclenchement . . . . .	60
4.2.4	Chaîne d'acquisition des données . . . . .	61
4.2.5	Étalonnage . . . . .	61
4.3	Autres instruments . . . . .	65
4.4	Reconstruction . . . . .	65
4.4.1	Méthode des moments réduits . . . . .	66
4.4.2	Méthode du modèle semi-analytique . . . . .	66
4.5	Analyse des données . . . . .	67
4.5.1	Extraction du signal . . . . .	67
4.5.2	Soustraction du fond . . . . .	68
4.5.3	Performances . . . . .	69

<b>5</b>	<b>Le Lidar sur le site de H.E.S.S.</b>	<b>73</b>
5.1	L’atmosphère : partie intégrante du détecteur . . . . .	73
5.2	Principe de fonctionnement . . . . .	75
5.3	Reconstruction des profils d’atmosphère . . . . .	78
5.4	Méthode pour l’implémentation des profils . . . . .	80
5.4.1	Utilisation des <i>Run-Wise Simulations</i> . . . . .	80
5.4.2	Implémentation des profils dans la chaîne d’analyse . . . . .	80
5.4.3	Vérification du code . . . . .	81
5.5	Étude de l’impact des profils d’atmosphère sur les données de la nébuleuse du Crabe	84
5.5.1	Caractéristiques des observations . . . . .	84
5.5.2	Analyses run par run . . . . .	85
5.5.3	Dispersion de la normalisation du flux . . . . .	88
5.6	Conclusions et perspectives . . . . .	92

### III Analyses spectro-morphologiques de vestiges de supernova aux hautes et très hautes énergies 95

<b>6</b>	<b>Le vestige de supernova composite G326.3–1.8 avec le <i>Fermi</i>-LAT</b>	<b>97</b>
6.1	Présentation de la source . . . . .	97
6.2	Préparation de l’analyse . . . . .	99
6.2.1	Sélection des données . . . . .	99
6.2.2	Modélisation de la région d’intérêt . . . . .	99
6.3	Analyse morphologique . . . . .	100
6.3.1	Extension . . . . .	100
6.3.2	Évolution avec l’énergie . . . . .	100
6.3.3	Vers un modèle à deux composantes . . . . .	102
6.4	Analyse spectrale . . . . .	104
6.5	Modélisation du spectre du vestige de supernova . . . . .	107
6.5.1	Modèle leptonique . . . . .	107
6.5.2	Modèle hadronique . . . . .	108
6.6	Brève discussion autour de la nébuleuse de pulsar . . . . .	112
6.7	Conclusions . . . . .	113
<b>7</b>	<b>Le vestige de supernova RX J1713.7–3946 avec les données H.E.S.S.</b>	<b>115</b>
7.1	Présentation générale . . . . .	115
7.2	La question soulevée par les rayons $\gamma$ . . . . .	116
7.3	Étude spectro-morphologique avec les <i>Ctools</i> . . . . .	117
7.3.1	Corrélation non-linéaire X–TeV . . . . .	120
7.3.2	Au-delà de l’émission X . . . . .	121
7.3.3	Étude de l’impact de la PSF . . . . .	123
7.4	Conclusions et perspectives . . . . .	125

### IV Recherche de contreparties de sources non-identifiées dans le relevé du plan Galactique de H.E.S.S. 127

<b>8</b>	<b>Développement d’un code générique</b>	<b>129</b>
----------	--	------------

8.1	Contexte . . . . .	129
8.1.1	Le relevé du plan Galactique de H.E.S.S. . . . . .	129
8.1.2	Le catalogue des nébuleuses de pulsar au TeV . . . . .	132
8.1.3	Scénarios pour les sources sans contrepartie . . . . .	133
8.1.4	Intérêt de l’approche multi-longueurs d’onde . . . . .	134
8.2	Exploitation des données multi-longueurs d’onde . . . . .	135
8.2.1	Outils existants . . . . .	135
8.2.2	Données archivées et catalogues . . . . .	136
8.2.3	Contraintes sur des paramètres physiques . . . . .	140
8.3	Validation du code sur des sources connues . . . . .	143
8.3.1	La nébuleuse de pulsar HESS J1356–645 . . . . .	143
8.3.2	Le vestige de supernova HESS J1534–571 . . . . .	149
8.4	Conclusions générales . . . . .	154
<b>9</b>	<b>Résultats et interprétation</b>	<b>155</b>
9.1	Présentation des sources sélectionnées . . . . .	155
9.2	Sources isolées . . . . .	156
9.2.1	HESS J1427–608 . . . . .	156
9.2.2	HESS J1457–593 . . . . .	163
9.2.3	HESS J1458–608 . . . . .	167
9.3	Sources à composantes multiples . . . . .	173
9.3.1	HESS J1632–478 . . . . .	174
9.3.2	HESS J1843–033 . . . . .	179
9.4	Conclusions générales et perspectives . . . . .	188
9.4.1	L’importance des données multi-longueurs d’onde . . . . .	188
9.4.2	Améliorations du code . . . . .	188
	<b>Conclusions et Perspectives</b>	<b>191</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>197</b>
	<b>Liste des figures</b>	<b>207</b>
	<b>Liste des tableaux</b>	<b>211</b>
	<b>Annexe A – Publication sur le SNR composite G326.3–1.8</b>	<b>213</b>
	<b>Annexe B – Proceeding AtmoHEAD sur l’impact des profils Lidar</b>	<b>227</b>







# Remerciements

Après ces trois années de thèse pour le moins passionnantes et enrichissantes, ma plus grande gratitude se tourne vers mon directeur Georges et mon encadrant Matthieu. Merci beaucoup Georges, pour m'avoir prise sous ta direction, pour notre travail sur le lidar, pour toutes nos discussions et pour ton soutien quotidien. À toi Matthieu, mes profonds remerciements. Pour tout ce que tu m'as appris, pour ta patience à répondre à mes questions, même celles éloignées de mon sujet de thèse, et pour nos discussions scientifiques que j'ai trouvées passionnantes. J'ai énormément appris durant ces années et j'ai la réelle impression qu'elles sont passées beaucoup trop vite. Merci à vous deux pour la qualité de votre encadrement, qui a fait de cette thèse ce qu'elle est aujourd'hui. Merci aussi pour cette relation qui s'est développée, pour votre humour et toutes ces choses qui m'ont fait adorer ma thèse, en plus de l'intérêt scientifique que j'y porte.

Il m'est impossible de finir ma thèse sans remercier F. Acero, avec qui j'ai fait mes premiers pas dans ce domaine passionnant qu'est l'astrophysique. Cette étape a nettement confirmé mon intérêt pour la recherche scientifique, et pour cela, je t'en suis profondément reconnaissante. Merci pour la qualité de ton encadrement et pour notre travail sur G326 que j'ai plus qu'adoré. Je tiens également à remercier J. Ballet, pour sa réactivité et pour tout ce que j'ai appris grâce à notre travail collaboratif qui fut très enrichissant. Les mois passés au CEA et le travail qui en a découlé resteront un très bon souvenir.

Je remercie énormément J. Bregeon et Y. Gallant, pour notre travail et nos discussions sur le lidar qui furent très instructifs. Merci beaucoup à A. Marcowith pour le temps qu'il a su m'accorder pour des discussions théoriques. Plus largement, je remercie tout le laboratoire, de l'équipe EMA jusqu'aux personnes du premier étage, qui ont rendu ces journées telles qu'elles l'ont été. Merci au directeur D. Puy de m'avoir accueillie au sein du LUPM.

Mes pensées s'étendent également à mes collègues de bureau, aux personnes que j'ai rencontrées dans les collaborations H.E.S.S. et *Fermi*, et aux relations amicales qui se sont construites durant ces trois années. Ce parcours n'aurait jamais été aussi enrichi et égayé sans leur présence.

Je remercie vivement les membres de mon jury de thèse d'avoir accepté d'en faire partie. En particulier, un grand merci aux rapporteurs, M. Lemoine-Goumard et J. Knödlseder, pour la lecture minutieuse de ce manuscrit.

Je ne peux, et je m'en excuse, citer toutes les personnes m'ayant accompagnée au cours de cette thèse. Toutefois, il est clair qu'elle n'aurait pu exister sans l'aide de mes parents, qui ont rendu possible le cheminement de mes études jusqu'à cette étape. Merci infiniment pour tout ce que vous avez fait et pour votre éternel soutien. Mes pensées s'étendent plus largement à ma famille entière et, non des moindres, à mes amis de Lille et de Strasbourg. Merci pour tous ces bons moments passés ensemble et pour m'avoir toujours soutenue. À ceux que je n'ai pas cités, et qui m'ont accompagnée au cours de cette thèse même par les gestes les plus simples, je vous dis merci.



# Résumé

Dans le domaine de l’astrophysique des hautes énergies, de nombreuses questions restent à ce jour sans réponse et, parmi elles se trouve l’origine des rayons cosmiques Galactiques. La première preuve observationnelle de ces particules accélérées a été apportée au sein d’un vestige de supernova il y a seulement vingt ans. Depuis, nous savons que les vestiges de supernova, les pulsars et leurs nébuleuses accélèrent efficacement des particules mais de nombreuses interrogations subsistent encore. Les preuves directes concernant l’accélération de protons (constituant 90% du rayonnement cosmique) sont rares et de nombreuses sources nouvellement détectées en  $\gamma$  sont de nature inconnue. Les rayonnements produits au sein des accélérateurs Galactiques fournissent d’importants éléments de réponse quant à la nature des particules accélérées. En particulier, alors que les domaines de la radio et des rayons X ne tracent que les électrons accélérés, les rayons  $\gamma$  peuvent inférer la présence d’électrons et également de protons (et noyaux en général) mais l’émission s’avère le plus souvent difficile à interpréter.

Les mesures des rayons  $\gamma$  de très hautes énergies dépendent de notre connaissance de l’atmosphère terrestre, dans lequel ils se propagent avant d’être détectés par les télescopes Tcherenkov au sol tels que le réseau H.E.S.S. La partie technique de cette thèse concerne l’étude de l’impact des profils d’atmosphère sur les données H.E.S.S. Grâce à des simulations et des analyses prenant en compte les caractéristiques propres à chaque prise de données, nous étudions l’impact des profils d’atmosphère mesurés sur les fonctions de réponse de l’instrument et sur la reconstruction spectrale.

Le premier objectif scientifique de cette thèse est de comprendre la nature de l’émission  $\gamma$  au sein de deux vestiges de supernova (G326.3–1.8 et RX J1713.7–3946) par le biais d’analyses spectromorphologiques détaillées. L’analyse de G326.3–1.8, avec les données du *Fermi*-LAT, a mené à deux résultats importants : une nouvelle preuve d’accélération de protons et la première séparation morphologique et spectrale de deux composantes imbriquées en  $\gamma$ . L’analyse de RX J1713.7–3946, avec les données H.E.S.S. et les outils d’analyse *Ctools*, a confirmé une extension plus importante en  $\gamma$  qu’en rayons X mais dont l’origine reste encore incertaine.

La deuxième partie de cette thèse entreprend de discuter la nature des sources Galactiques non-associées au TeV. Pour ce faire, nous présentons un code générique visant à rechercher des contreparties multi-longueurs d’onde sur ces sources au TeV, et permettant de poser des contraintes sur des paramètres physiques tels que le champ magnétique moyen et l’indice spectral en radio. En appliquant ce code sur cinq sources non-identifiées du relevé du plan Galactique de H.E.S.S., nous apportons des arguments quant à leur origine. En particulier, nous étudions deux sources, dont l’émission au TeV provient probablement de multiples contributions, soulevant ainsi l’importance des données multi-longueurs d’onde pour comprendre la nature de l’émission en  $\gamma$ .

# Abstract

In high energy astrophysics, several questions are still open and amongst them is the origin of Galactic cosmic rays. The first observational evidence of accelerated particles has only been revealed twenty years ago. Since then, supernova remnants, pulsars and their nebulae are known to efficiently accelerate particles but several questions still hold. In particular, evidence of accelerated protons (which consist on 90% of the cosmic-ray spectrum) is still elusive and several  $\gamma$ -ray sources have unknown origin. Non-thermal emissions produced in Galactic accelerators provide insights about the nature of the accelerated particles. In particular, while radio and X-ray observations indicate the presence of accelerated electrons,  $\gamma$  rays can be produced by both electrons and protons (or nuclei in general) but it may be difficult to assess the origin of the emission.

The technical part of this thesis concerns the study of the impact on the reconstructed H.E.S.S. data when using atmospheric profiles measured with a lidar instead of a standard atmospheric model currently used. Very high energy  $\gamma$  rays propagate into the atmosphere before reaching Cherenkov Telescopes and thus, the accuracy of our measurements depends on our understanding of the atmospheric composition. Using run-wise simulations based on lidar data, we study the impact on the instrument response functions and we analyse data to quantify the effect on the spectral reconstruction.

The first scientific goal of this thesis is to understand the  $\gamma$ -ray emission from two supernova remnants (G326.3–1.8 et RX J1713.7–3946) through detailed spectro-morphological analyses. The analysis of the composite supernova remnant G326.3–1.8, with *Fermi*-LAT data, has led to two major results : a new evidence of accelerated protons and the first morphological and spectral separation in  $\gamma$  rays of two nested components. The study of RX J1713.7–3946, with H.E.S.S. data and using the *Ctools* package, confirms a significant  $\gamma$ -ray extension beyond the X-ray emitting shell but its origin remains unclear.

The second part of this thesis aims to constrain the nature of the unidentified TeV sources revealed in the H.E.S.S. Galactic Plane Survey. We thus present a generic code, based on a multi-wavelength approach, to find counterparts and estimate physical parameters like the radio spectral index and the mean magnetic field. We apply this code on five unidentified TeV sources and we put constraints on their nature. In particular, we present two high-confusion cases, for which the TeV emission is probably due to the contribution from different components, emphasizing the importance of multi-wavelength data to understand the origin of the  $\gamma$ -ray emission.

# Introduction

Plus d'un siècle après la découverte des rayons cosmiques, ces particules chargées arrivant sur Terre à des énergies extrêmement élevées, l'origine de leur accélération et les mécanismes qui en découlent sont encore mal compris. Pour leur fournir de telles énergies, nous devons chercher leurs sites d'accélération dans les phénomènes les plus violents de notre Galaxie, tels que les vestiges de supernova (SNRs) et les nébuleuses de pulsar (PWNe). Par le biais d'un vestige d'explosion pour les SNRs ou de la création d'un vent relativiste par transfert d'énergie pour les PWNe, ces objets sont suspectés d'être les accélérateurs principaux des rayons cosmiques Galactiques. Les trajectoires des rayons cosmiques sont déviées d'innombrables fois par le champ magnétique interstellaire avant de nous parvenir sur Terre. Néanmoins, les rayons cosmiques produisent des rayonnements, des ondes radio jusqu'aux rayons  $\gamma$ , par interaction avec le champ magnétique, la matière interstellaire et la lumière environnante, permettant ainsi d'étudier leurs sites d'accélération. De ce fait, l'étude de l'émission large-bande des SNRs et des PWNe a mis en évidence la présence de particules accélérées au sein de ces objets et a prouvé leur capacité à expliquer une partie du spectre des rayons cosmiques. Toutefois, beaucoup de preuves observationnelles manquent à l'appel quant à l'accélération de protons (représentant environ 90% des rayons cosmiques) dont la présence peut être mise en évidence grâce aux rayons  $\gamma$ . Nous nous intéressons à cette gamme du spectre électromagnétique capable de tracer toutes les particules accélérées du rayonnement cosmique (électrons, positrons, protons et noyaux plus lourds) et qui se décompose en deux domaines : celui des photons de hautes énergies ( $E > 10^6$  eV) et celui des très hautes énergies ( $E > 10^9$  eV). L'accent sera mis en particulier sur des analyses spectro-morphologiques de SNRs et sur des études multi-longueurs d'onde de sources non-identifiées afin de comprendre l'origine de l'émission en  $\gamma$ . Deux méthodes différentes sont donc au coeur de cette thèse, dont le but est de comprendre la nature de l'émission au sein de différents objets et d'en contraindre les paramètres physiques sous-jacents, tels que l'énergie totale injectée dans les particules accélérées, leurs énergies maximales ou encore le champ magnétique moyen.

La première partie de ce manuscrit présente nos connaissances actuelles sur les rayons cosmiques : leur spectre, la théorie de leur mécanisme d'accélération et les processus de rayonnements non-thermiques. L'astronomie  $\gamma$  est aussi présentée : son histoire, les méthodes de détection utilisées, ainsi que le ciel en  $\gamma$  tel que nous le connaissons aujourd'hui. Cette partie introductive contient également la présentation des SNRs et des PWNe, ainsi que les contraintes observationnelles quant à l'accélération de rayons cosmiques dans ces objets. La deuxième partie présente les instruments dont les données ont été utilisées : le *Fermi*-LAT aux hautes énergies et le réseau de télescopes Tcherenkov au sol H.E.S.S. aux très hautes énergies. La contribution technique de cette thèse se trouve également au sein de cette partie et concerne l'impact de l'atmosphère sur la réponse instrumentale des télescopes H.E.S.S. Cette étude utilise une chaîne d'analyse de simulations, encore largement

en développement et très peu utilisée, et représente ainsi un travail pour le moins exploratoire. Les résultats scientifiques de cette thèse sont ensuite divisés en deux parties. La première partie concerne des analyses spectro-morphologiques d'un SNR et d'une PWN en son sein (G326.3–1.8) avec les données du *Fermi*-LAT, ainsi que celles du SNR le plus brillant au TeV (RX J1713.7–3946) avec les données H.E.S.S. Cette seconde étude utilise également un nouvel outil (les *Ctools*) permettant d'effectuer des analyses spectro-morphologiques des données au TeV. La dernière partie présente le développement d'un code générique visant à contraindre la nature des sources non-identifiées au TeV et révélées par les télescopes H.E.S.S. Par le biais d'une approche multi-longueurs d'onde, nous étudions en détail cinq sources présentant des caractéristiques observationnelles différentes. Enfin, la conclusion de cette thèse et les nouveaux éléments de réponse qu'elle aura apportés clôtureront ce manuscrit.

## Première partie

# Sonder l'accélération des rayons cosmiques dans les vestiges de supernova





# Rayonnement cosmique et astronomie $\gamma$

## Sommaire

---

<b>1.1 Les rayons cosmiques</b> . . . . .	<b>5</b>
1.1.1 Spectre du rayonnement cosmique . . . . .	5
1.1.2 Mécanismes d'accélération des rayons cosmiques . . . . .	7
<b>1.2 Traceurs des rayons cosmiques</b> . . . . .	<b>11</b>
1.2.1 Processus d'émission non-thermiques . . . . .	11
1.2.2 Sources de rayons cosmiques . . . . .	14
1.2.3 Des rayons cosmiques à l'astronomie $\gamma$ . . . . .	19
<b>1.3 L'astronomie <math>\gamma</math></b> . . . . .	<b>20</b>
1.3.1 Le développement d'une nouvelle discipline . . . . .	20
1.3.2 Méthodes de détection . . . . .	22
1.3.3 Le ciel en $\gamma$ aujourd'hui . . . . .	23

---

## 1.1 Les rayons cosmiques

### 1.1.1 Spectre du rayonnement cosmique

Depuis maintenant plus d'un siècle, nous savons que la Terre reçoit continuellement un flux de particules relativistes que nous appelons des rayons cosmiques (CRs, *Cosmic Rays*). Leur existence a été prouvée en 1912, lorsque Victor Hess mesura un taux d'ionisation croissant dans l'atmosphère en fonction de l'altitude. C'est donc qu'il existe un flux de particules ionisantes dont l'origine ne peut être terrestre. Composés de protons (90%), d'électrons (1%) et de noyaux plus lourds (9%, majoritairement de l'hélium mais aussi du carbone, de l'azote ou de l'oxygène), le terme de "rayons" est de surcroît mal approprié mais il est ancré dans l'histoire. D'une densité d'énergie  $\epsilon_{CR} \sim 1 \text{ eV cm}^{-3}$ , les CRs arrivent sur Terre avec des énergies atteignant  $10^{20}$  eV, soit environ 3 ordres de grandeur de plus que l'énergie atteinte au LHC (*Large Hadron Collider*), le plus puissant accélérateur de particules construit sur Terre. Ainsi, les rayons cosmiques ont depuis toujours soulevé le problème de leur origine, par le simple fait qu'ils prouvent que la nature est capable d'accélérer des particules à des énergies extrêmement élevées et avec une facilité inattendue.

S'étendant sur plus de 9 et 12 ordres de grandeur respectivement en flux et en énergie, le spectre des CRs, tel qu'il est mesuré sur Terre, est donné en Figure 1.1. Leur distribution en énergie est

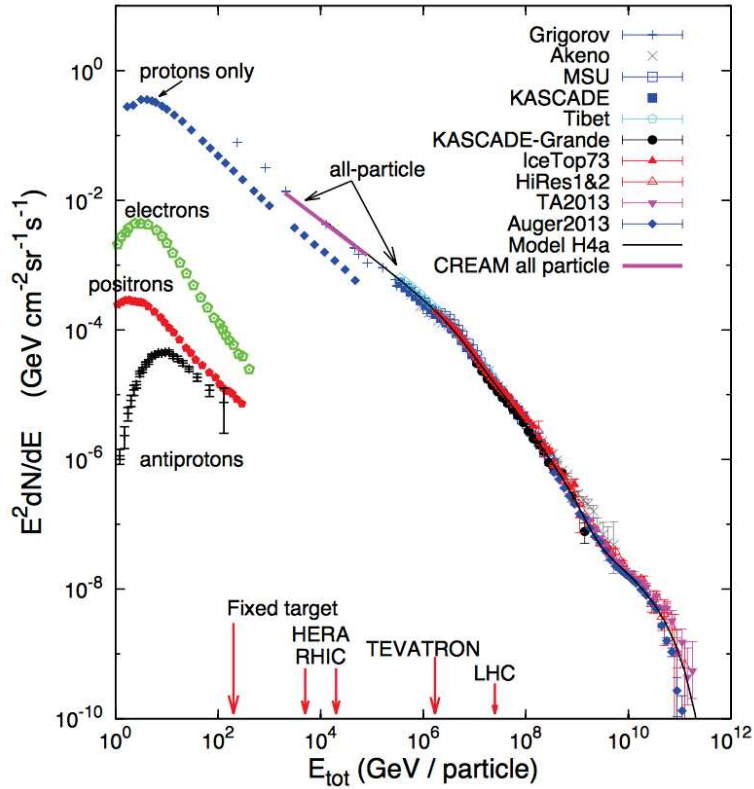


FIGURE 1.1 – Spectre des rayons cosmiques mesuré sur Terre par plusieurs expériences. Figure extraire de Gaisser (2017).

décrite par une loi de puissance  $dN/dE \propto E^{-p}$ ,  $p$  étant l'indice spectral, et se divise en trois parties. Aux plus basses énergies ( $E < 4 \times 10^{15}$  eV), l'indice spectral mesuré est  $p \sim 2.7$ . La courbure observée en dessous de  $\sim 10$  GeV est due au vent solaire qui empêche les particules de se propager librement jusqu'à la Terre. Entre  $\sim 3 \times 10^{15}$  eV (point d'infléchissement appelé le *genou*) et  $\sim 3 \times 10^{18}$  eV (appelé la *cheville*), le spectre se modifie avec  $p \sim 3.1$  puis se redresse aux plus hautes énergies pour lesquelles  $p \sim 2.4$ . Un deuxième *genou* a été observé aux alentours de  $4 \times 10^{17}$  eV impliquant un changement d'indice spectral de 3.1 à 3.4 (Bergman & Belz, 2007). Une prédominance de noyaux plus lourds a été révélée entre  $\sim 10^{15}$  et  $\sim 10^{17}$  eV, avec une chute du nombre de protons et de noyaux d'hélium (Hörandel, 2004, 2013). Les CRs, dit "primaires", interagissent avec le milieu interstellaire et créent, par des réactions de spallation, les particules "secondaires" du rayonnement cosmique telles que le béryllium, le lithium et le bore. L'anisotropie des CRs de basses énergies ( $E < 10^{15}$  eV) est très faible, et peut être due à des turbulences locales du champ magnétique ou à des sources proches, tandis qu'elle devient plus significative pour les CRs de très hautes énergies.

Au delà de la *cheville*, les CRs ne sont plus confinés dans la Galaxie et leur origine est donc présumée être extragalactique. Pour une énergie de  $10^{19}$  eV, un proton ou un électron se propageant dans un champ magnétique de  $3 \mu\text{G}$  a un rayon de Larmor<sup>1</sup>  $r_L \sim 3$  kpc, ce qui est bien plus grand que l'épaisseur du disque Galactique. À ces énergies, la distribution spatiale des CRs serait directement corrélée à leur source d'origine s'ils étaient produits au sein de notre Galaxie. La *cheville* marque donc la transition Galactique - extragalactique. Notons tout de même que la fréquence des

1.  $r_L = \frac{E}{ZeB}$  est le rayon de Larmor d'une particule d'énergie  $E$  se propageant dans un champ magnétique  $B$  (unités CGS).  $Z$  et  $e$  sont respectivement le numéro atomique et la charge de l'électron.

événements les plus énergétiques est de 1 par siècle par kilomètre carré<sup>1</sup>! La coupure observée proche de  $10^{20}$  eV (appelée coupure *GZK*<sup>2</sup>) est due à l’interaction des CRs avec les photons du fond diffus cosmologique (CMB, *Cosmic Microwave Background*), produisant des pions neutres ou chargés, qui entraîne une perte d’énergie des particules jusqu’à  $\sim 3 \times 10^{19}$  eV. Ce phénomène n’empêche pas de détecter des protons d’énergie  $\sim 10^{20}$  eV sur Terre, mais limite leur distance d’origine à  $\sim 50\text{--}100$  Mpc (Allard, 2012). L’Univers à grande échelle devient en ce sens opaque aux CRs d’énergie  $E > 10^{20}$  eV. En dessous de la *cheville*, les CRs trouvent leur origine dans la Galaxie, le changement d’indice spectral au *genou* étant probablement dû à une superposition des différents composants du rayonnement cosmique ou à un effet local par la présence de sources proches.

Bien que l’origine Galactique - extragalactique des CRs se comprenne aisément, la transition entre ces deux régimes et les différents types d’accélérateurs mis en jeu sont encore débattus. Il est naturel de penser que si l’origine des CRs jusqu’à la *cheville* est Galactique, leur accélération doit se produire dans les phénomènes les plus violents et fréquents de la Galaxie, comme les supernovae et leurs vestiges ainsi que les pulsars et leurs nébuleuses. L’énergie maximale à laquelle ces objets peuvent accélérer les CRs n’est pas encore connue, notamment dû aux limitations instrumentales actuelles. En particulier, la question de savoir si ces objets peuvent accélérer des particules jusqu’au PeV ( $10^{15}$  eV), et expliquer ainsi l’origine du rayonnement cosmique jusqu’au *genou*, est encore débattue.

Pour pouvoir comprendre l’origine des CRs, il nous faut remonter à leurs sites premiers d’accélération, d’où ils finissent par s’échapper avant de nous parvenir, après avoir voyagé longtemps dans la Galaxie. Mais avant tout, il s’agit d’établir un mécanisme d’accélération cohérent, capable de leur fournir de telles énergies colossales.

### 1.1.2 Mécanismes d’accélération des rayons cosmiques

#### Accélération de Fermi du second ordre

En 1949, Enrico Fermi s’intéresse à la problématique des rayons cosmiques et suggère un modèle afin d’expliquer leur accélération (Fermi, 1949). Fermi propose l’idée que des particules énergétiques se propageant dans le milieu interstellaire peuvent interagir avec des “nuages magnétiques” (ou magnétisés) en mouvement et échanger de l’énergie avec ces derniers. Par le biais de changements de référentiels, il déduit que les particules gagnent de l’énergie si elles entrent en collision frontale avec le nuage, et à l’inverse, qu’elles en perdent si la collision est “fuyante” (lorsque la particule rattrape le nuage magnétisé). Les inhomogénéités au sein du nuage, agissant comme des miroirs magnétiques, diffusent les particules dans le milieu interstellaire qui sont réfléchies dans le sens opposé lorsque l’angle d’incidence est de  $90^\circ$ . Les collisions frontales étant plus fréquentes que les autres (la distance relative entre les particules et les nuages étant ainsi plus petite), les particules sont amenées en moyenne à gagner plus d’énergie qu’elles n’en perdent. Le gain moyen d’énergie par collision s’écrit :

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4}{3} \beta^2 \quad (1.1)$$

où  $\beta = \frac{V}{c}$ ,  $V$  et  $c$  étant la vitesse des nuages et de la lumière respectivement. En notant  $L$ , la distance entre deux nuages le long d’une ligne de champ, le temps d’accélération vaut :

$$\tau_{\text{acc}} \equiv \frac{3}{2} \frac{L}{c} \beta^{-2} \quad (1.2)$$

1. La fréquence des événements autour du *genou* est de 1 par an par mètre carré.

2. Pour Greisen, Zatsépine et Kouzmine, les trois physiciens ayant calculé cette limite théorique en 1966.

Ce mécanisme d'accélération, dénommé stochastique (car l'accroissement d'énergie n'est que moyen), de Fermi du deuxième ordre (dépendance en  $\beta^2$ ) dispose des caractéristiques suivantes :

- le gain d'énergie est proportionnel à l'énergie  $E$  de la particule
- le temps d'accélération est indépendant de  $E$
- le spectre différentiel des particules accélérées s'écrit sous la forme :

$$N(E) = \frac{\dot{N}_0 \tau_{\text{acc}}}{E_0} \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-x} \quad \text{avec} \quad x = 1 + \frac{\tau_{\text{acc}}}{\tau_{\text{esc}}} \quad (1.3)$$

où  $\dot{N}_0$  est le taux d'injection des particules à l'énergie  $E_0$ , et  $\tau_{\text{acc}}$ ,  $\tau_{\text{esc}}$  correspondent à leurs temps d'accélération et d'échappement.

Par sa capacité à dériver un spectre de particules accélérées en loi de puissance, similaire à celui des CRs, cette théorie est de surcroît très séduisante mais ne répond pas de manière satisfaisante à l'origine du rayonnement cosmique pour plusieurs raisons. Tout d'abord, le temps d'accélération est beaucoup trop long. La vitesse des nuages interstellaires est de  $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$  (donc  $\beta \sim 10^{-4}$ ) fournissant un gain relatif d'énergie par collision de l'ordre de  $10^{-8}$ . En prenant une distance typique de 1 parsec (pc) entre les nuages, les particules auraient besoin de plusieurs centaines de milliers d'années pour doubler leur énergie, ce qui est incohérent avec l'âge estimé des rayons cosmiques  $\sim 3 \times 10^6$  ans (Binns et al., 2016). De plus, ce mécanisme d'accélération pose le problème de l'injection. Si la fréquence des collisions avec les nuages est trop faible, les particules de basses énergies ne peuvent pas compenser leurs pertes d'énergie par interactions Coulombiennes. Dès lors, il faudrait injecter des protons avec des énergies supérieures à 200 MeV, et bien plus pour les noyaux plus lourds. En dernier point, le spectre des particules accélérées dépend du temps d'accélération et d'échappement et ne peut être prédit avec précision et de manière universelle. Ces temps dépendent de la distance entre les nuages, de leur vitesse ou encore de la taille de la région d'accélération. Il serait donc difficile d'imaginer que des particules accélérées dans différents endroits de la Galaxie puissent produire le même spectre. Bien que le modèle proposé par Fermi ne puisse à lui seul expliquer l'origine des CRs, il n'en constituera pas moins la base de modèles ultérieurs et en particulier, celui de l'accélération diffusive par onde de choc, qui demeure à aujourd'hui l'explication largement admise en ce qui concerne l'accélération des CRs.

### Accélération diffusive par onde de choc

Quelques années plus tard, plusieurs auteurs se sont appuyés sur les travaux de Fermi pour prédire qu'une accélération efficace devait se produire dans les ondes de choc se propageant dans le milieu interstellaire (Axford et al., 1977; Bell, 1978). Par analogie avec les nuages magnétiques, les inhomogénéités du champ magnétique de part et d'autre du choc devraient mener à une accélération efficace. La grandeur qui caractérise une onde de choc, appelée nombre de Mach, s'écrit :

$$\mathcal{M} = \frac{v_s}{c_s} \quad (1.4)$$

où  $v_s$  et  $c_s$  sont respectivement la vitesse de l'onde de choc et celle du son dans le milieu interstellaire. Un écoulement supersonique – définissant une onde de choc – se produit donc lorsque  $\mathcal{M} > 1$  et se caractérise par une discontinuité des paramètres physiques du milieu : de part et d'autre du choc, la température, la pression et la densité varient brusquement. La Figure 1.2 (gauche) illustre le schéma d'une onde de choc, où les indices 1 et 2 correspondent respectivement au milieu en amont et en aval du choc.

Les relations reliant les paramètres physiques en amont et en aval du choc s'appuient sur la conservation de la masse, de l'impulsion et de l'énergie. En notant  $(v_1, p_1, \rho_1)$  et  $(v_2, p_2, \rho_2)$ , les vitesses, pressions et densités en amont et en aval du choc respectivement, nous avons :

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 \quad (1.5)$$

$$p_1 + \rho_1 v_1^2 = p_2 + \rho_2 v_2^2 \quad (1.6)$$

$$\rho_1 v_1 \left( \frac{v_1^2}{2} + \frac{p_1}{\rho_1} + e_1 \right) = \rho_2 v_2 \left( \frac{v_2^2}{2} + \frac{p_2}{\rho_2} + e_2 \right) \quad (1.7)$$

avec  $e_i$ , la densité d'énergie valant  $\frac{1}{\gamma-1} \frac{p_i}{\rho_i}$ , où  $\gamma$  est le coefficient adiabatique. Le saut de densité, aussi appelé rapport de compression, s'écrit :

$$r = \frac{v_1}{v_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma+1)\mathcal{M}^2}{(\gamma-1)\mathcal{M}^2+2} \quad (1.8)$$

Ici, nous considérons des particules dont l'énergie est supérieure à celle des protons thermiques, de telle sorte à ce que les particules voient le choc comme une discontinuité, leur rayon de Larmor étant bien plus grand que l'épaisseur du choc lui-même. Le principe de l'accélération diffusive par onde de choc (DSA, *Diffusive Shock Acceleration*) repose sur les instabilités magnétiques de part et d'autre du choc, capables de défléchir les particules et d'isotropiser leur distribution aussi bien en aval qu'en amont. Bien que le milieu en aval soit nettement plus turbulent que celui en amont (non choqué), les particules interagissent avec le champ magnétique et induisent elle-mêmes des ondes magnétohydrodynamiques (ondes d'Alfvén) – aussi bien en aval qu'en amont – sur lesquelles elles vont pouvoir diffuser, ce qui permet de maintenir efficacement le processus. En plus des ondes d'Alfvén créées par les particules, Bell (2004) a montré que des instabilités non-résonantes (dues au courant provoqué par les CRs) avaient lieu en amont du choc, amplifiant rapidement le champ magnétique et donc l'efficacité de l'accélération. Chaque passage d'une particule d'aval en amont (et inversement) va donc créer de nouvelles turbulences, qui vont agir efficacement sur les particules suivantes et ainsi de suite. À chaque traversée du choc, la particule entre dans un milieu de vitesse différente (de par la discontinuité) qui se comporte comme les nuages magnétiques de Fermi présentés précédemment. L'avantage de la DSA est que les chocs sont désormais tous frontaux, impliquant donc toujours un gain d'énergie pour les particules. En notant  $\beta_{\text{choc}} = \frac{\Delta v}{c}$ , avec  $\Delta v$  la vitesse d'ensemble, le gain d'énergie relatif moyen pour un cycle amont–aval–amont s'écrit :

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4}{3} \frac{v_1 - v_2}{c} = \frac{4}{3} \frac{r-1}{r} \beta_{\text{choc}} \quad (1.9)$$

d'où l'appellation de la DSA comme processus de Fermi du premier ordre. La probabilité d'échappement des particules (advectionnées en aval du choc) ne dépend pas de leur énergie et s'écrit :

$$\mathcal{P}_{\text{esc}} = \frac{4}{r} \beta_{\text{choc}} \quad (1.10)$$

La majorité des particules sont advectionnées en aval du choc et celles qui s'échappent en amont seront d'autant plus nombreuses lorsque le choc entrera dans le régime des instabilités à petite échelle. L'échappement des particules en amont se produit donc majoritairement lorsque la vitesse du choc diminue considérablement de sorte que les particules n'y soient plus confinées. Dans le cas des vestiges de supernova, les particules advectionnées pourront s'échapper lorsque le vestige s'estompera dans le milieu interstellaire. Dans le cadre de cette théorie, les temps d'accélération et d'échappement dépendent tous deux de l'énergie de la particule : plus une particule est énergétique, plus les temps

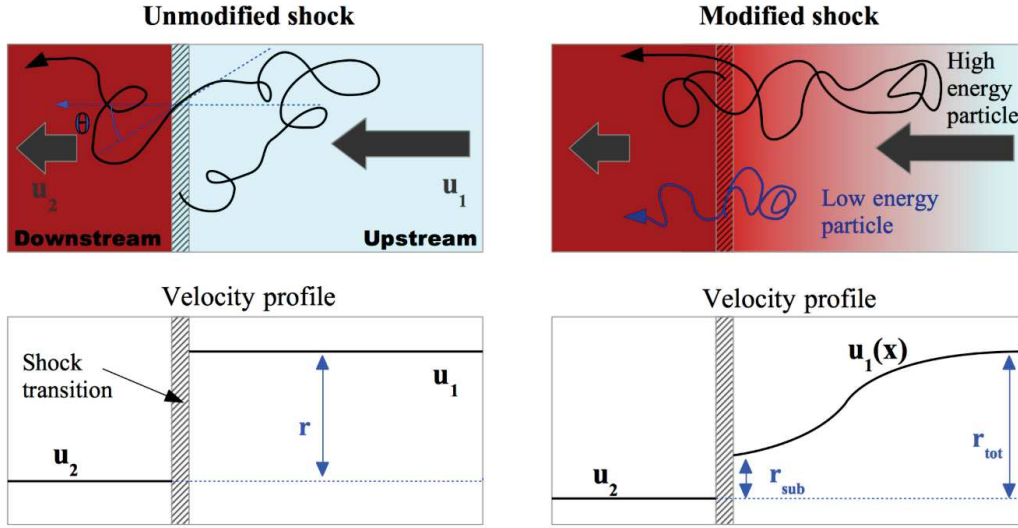


FIGURE 1.2 – (*Gauche*) Structure d’une onde de choc non modifiée par les CRs.  $u_1$  et  $u_2$  sont les vitesses respectivement en amont et en aval dans le référentiel du choc. Les particules de basses et hautes énergies sont soumises au même facteur de compression  $r$ . (*Droite*) Structure du choc modifiée par la pression qu’exercent les CRs en amont. Les particules de hautes énergies, diffusant plus loin du choc, subissent un facteur de compression  $r$  plus grand que les particules de basses énergies. Figure extraite de [Morlino \(2016\)](#).

d’accélération et d’échappement sont importants. Grâce à cette dépendance, le rapport  $\tau_{acc}/\tau_{esc}$  est désormais constant, ce qui résout un des problèmes de l’accélération de Fermi du second ordre. La DSA amène donc aussi naturellement à un spectre différentiel des particules accélérées en loi de puissance :

$$N(E) = (x - 1) \frac{N_0}{E_0} \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-x} \quad \text{avec} \quad x = \frac{r + 2}{r - 1} \quad (1.11)$$

L’aspect remarquable de cette théorie est que, non seulement elle offre un spectre en loi de puissance, mais que sa pente ne dépend que du rapport de compression  $r$ . De l’équation 1.8, avec  $\mathcal{M} \gg 1$  et dans le cas d’un gaz monoatomique pour lequel  $\gamma = 5/3$ , nous obtenons  $r \approx 4$ . Cela mène donc à un spectre de particules accélérées en  $E^{-2}$ , proche de celui mesuré des CRs. La différence s’explique par la propagation des CRs dans la Galaxie, dont le coefficient de diffusion dépend de  $E$  tel que  $\mathcal{D}(E) \propto E^\delta$ , fournissant un spectre de CRs  $\propto E^{-x-\delta}$ .

Par la suite, plusieurs études ont montré que la pression qu’exercent les CRs en amont du choc était suffisante pour en modifier sa dynamique, donnant lieu à une zone de “précurseur”, comme illustré en Figure 1.2 (droite). La prise en compte de ce phénomène amène à une description non-linéaire de la DSA, dont l’impact sur les particules est différent en fonction de leur énergie. Bien que des travaux ont montré que le rapport de compression total reste proche de  $r = 4$ <sup>1</sup>, cette zone de précurseur modifie le spectre des particules qui devient concave, avec un indice spectral dépendant de l’énergie<sup>2</sup>.

La DSA fournit donc un spectre de particules accélérées universel au sein d’ondes de choc, qui

1. Par exemple, pour le vestige de supernova Tycho, le rapport de compression a été estimé à  $r \simeq 6$  ([Cassam-Chenaï et al., 2007](#)).

2. Pour plus de détails, voir par exemple [Caprioli et al. \(2009\)](#) ou [Amato \(2014\)](#).

semblent être un site idéal d'accélération des CRs. Pour en être sûrs, il faut pouvoir détecter les CRs au sein d'accélérateurs comme les vestiges de supernova ou les nébuleuses de pulsars. Mais lorsqu'ils s'échappent de leur site d'accélération, les CRs, étant des particules chargées, subissent d'innombrables déviations de leur trajectoire par les irrégularités du champ magnétique qu'ils rencontrent. Leur détection sur Terre ne permet donc pas de remonter à la source qui les a accélérés. Fort heureusement, les CRs interagissent avec le champ magnétique, les champs de photons et la matière interstellaire produisant des rayonnements, qui eux, ne sont pas déviés et nous offrent la possibilité de sonder leurs sites d'accélération.

## 1.2 Traceurs des rayons cosmiques

Nous allons décrire les différents processus radiatifs non-thermiques émis par les CRs, avant de nous intéresser aux sources dans lesquelles ils sont produits, et qui sont au nombre de quatre : le rayonnement synchrotron, la diffusion Compton inverse, le rayonnement de freinage et les interactions proton-proton. Pour les trois premiers processus (rayonnement synchrotron, diffusion Compton inverse et rayonnement de freinage), nous négligeons le rayonnement des protons, leur masse étant  $\sim 2000$  fois supérieure à celle des électrons, ainsi que celui des noyaux plus lourds. Plus de détails sur les processus radiatifs évoqués ci-dessous peuvent se trouver dans [Baring et al. \(1999\)](#), décrits notamment dans le cadre des vestiges de supernova.

### 1.2.1 Processus d'émission non-thermiques

#### Rayonnement synchrotron

Le rayonnement synchrotron est émis lorsqu'une particule chargée en mouvement subit une accélération perpendiculaire à sa vitesse sous l'effet d'un champ magnétique. Pour la première fois découvert en 1947 dans un accélérateur circulaire ([Elder et al., 1947](#)), il est aujourd'hui largement observé au sein de sources astrophysiques, telles que les vestiges de supernova, les nébuleuses de pulsar ou encore les noyaux actifs de galaxie. Sous l'effet de la force de Lorentz, les particules adoptent une trajectoire hélicoïdale et émettent un rayonnement dans un cône tangentiel à la trajectoire, dont l'angle d'ouverture est inversement proportionnel au facteur de Lorentz  $\gamma_e$  de l'électron. La fréquence de giration caractéristique de ce rayonnement s'écrit :

$$\omega_s = \frac{eB}{\gamma_e m_e c} \quad (1.12)$$

avec  $e$  et  $m_e$ , la charge et la masse de l'électron se propageant dans le champ magnétique  $B$ . Le rayonnement est également polarisé (longitudinalement ou elliptiquement) et n'a rien de thermique : le spectre observé est décrit par des lois de puissance. Pour ce qui nous intéresse ici, retenons simplement que la puissance synchrotron est proportionnelle au champ magnétique et au facteur de Lorentz de l'électron au carré :

$$P_{\text{sync}} \propto \gamma_e^2 B^2 \quad (1.13)$$

En particulier, un électron d'énergie  $E_e$  rayonne sa puissance maximale à la fréquence  $\nu$  tel que :

$$E_e = 14.7 \times \left( \frac{\nu_{\text{GHz}}}{B_{\mu\text{G}}} \right)^{1/2} \text{ GeV} \quad (1.14)$$

Pour un champ magnétique  $B = 20 \mu\text{G}$ , un photon de 1 keV ( $\nu \sim 2.42 \times 10^8 \text{ GHz}$ ) aura donc été émis par un électron d'énergie  $E_e \sim 51 \text{ TeV}$ . Le développement de l'astronomie X et la détection



du rayonnement synchrotron au delà du keV au sein de sources astrophysiques a donc permis de prouver l'existence d'électrons accélérés jusqu'à quelques centaines de TeV. La première preuve observationnelle d'électrons accélérés jusqu'à  $\sim 100$  TeV a été faite par *Koyama et al. (1995)*, en étudiant le vestige de supernova SN 1006 avec les données en rayons X du satellite *ASCA*. L'indice spectral des photons observés  $\alpha$  est directement relié à celui des électrons  $p$  par la relation :  $\alpha = -\frac{(p+1)}{2}$ . Le rayonnement synchrotron est visible des ondes radio jusqu'aux rayons X. Son étude n'est cependant pas exploitée en optique et en infrarouge, principalement dû à l'émission dominante des étoiles en optique et à l'absorption interstellaire par les poussières dont souffrent ces fréquences.

Les pertes d'énergie par rayonnement synchrotron constituent une limitation importante en ce qui concerne l'accélération des particules à haute énergie. Les pertes radiatives sont d'autant plus importantes que le champ magnétique  $B$  et l'énergie  $E$  de la particule le sont :

$$\frac{dE_e}{dt} = -4.05 \times \left( \frac{E_e}{100 \text{ TeV}} \right)^2 \left( \frac{B}{100 \mu\text{G}} \right) \text{ erg s}^{-1} \quad (1.15)$$

Le temps caractéristique associé au refroidissement par pertes synchrotron s'écrit :

$$\tau_{\text{sync}} = 1.25 \times 10^3 \left( \frac{E_e}{1 \text{ TeV}} \right)^{-1} \left( \frac{B}{100 \mu\text{G}} \right)^{-2} \text{ ans} \quad (1.16)$$

où  $B$  est le champ magnétique comprimé en aval du choc. Ce même électron de 51 TeV, toujours dans un champ magnétique de  $20 \mu\text{G}$ , aura donc un temps de refroidissement de  $\tau_{\text{sync}} \sim 613$  ans.

### Diffusion Compton inverse

La diffusion Compton inverse (IC, *Inverse Compton*) se produit lorsqu'un électron de haute énergie entre en collision avec un photon de basse énergie. Cette diffusion élastique s'accompagne d'un transfert d'énergie de l'électron incident au photon. Deux régimes distincts existent selon la quantité d'énergie transférée au photon : soit elle ne représente qu'une petite fraction de l'énergie de l'électron (régime de Thomson) ou presque sa totalité (régime de Klein-Nishina). Les champs de photons cibles peuvent provenir du rayonnement de fond diffus cosmologique (CMB, *Cosmic Microwave Background*), du rayonnement optique stellaire ou encore du rayonnement infrarouge émis par les poussières. La diffusion Compton inverse d'un électron d'énergie  $E_e$  sur un photon du CMB (assimilable à un rayonnement de corps noir à  $T = 2.71$  K avec  $\epsilon_{\text{CMB}} = 0.26 \text{ eV cm}^{-3}$ ) produira un photon d'énergie  $E_\gamma$  tel que :

$$E_e = 18 \times \left( \frac{E_\gamma}{1 \text{ TeV}} \right)^{1/2} \text{ TeV} \quad (1.17)$$

Un électron de 10 TeV produira un photon de  $\sim 309$  GeV, tandis que le photon résultant de la diffusion Compton inverse d'un électron de 100 TeV aura une énergie de  $\sim 31$  TeV. Le temps de refroidissement associé s'écrit :

$$\tau_{\text{IC}} = 3.1 \times 10^5 \left( \frac{E_e}{1 \text{ TeV}} \right)^{-1} \left( \frac{w_0}{1 \text{ eV cm}^{-3}} \right)^{-1} \text{ ans.} \quad (1.18)$$

où  $w_0$  correspond à la densité d'énergie des champs de photons et du champ magnétique environnant.

L'IC est le rayonnement le plus fréquemment observé en  $\gamma$  puisqu'il ne nécessite pas de matière dense à proximité mais seulement, au minimum, du champ de photons ambiants qu'est le CMB. Si l'indice spectral des particules accélérées est noté  $p$ , celui des photons résultants vaut  $\alpha = -\frac{(p+1)}{2}$  dans le régime de Thomson et  $\alpha = -(p+1)$  dans celui de Klein-Nishina. Le régime de Klein-Nishina est caractérisé par une diminution importante de la surface efficace d'interaction, empêchant la détection de photons  $\gamma$  d'énergie supérieure à quelques centaines de TeV.

### Rayonnement de freinage

Le rayonnement de freinage, aussi appelé *Bremsstrahlung*, se produit lorsque des particules chargées de haute énergie entrent en interaction avec le champ Coulombien des atomes ou des électrons du milieu interstellaire. La trajectoire de la particule incidente est déviée (donc freinée) et l'énergie correspondante est transmise sous forme de photons  $\gamma$ . Le rayonnement Bremsstrahlung nécessite donc que l'électron rencontre de la matière interstellaire et atteigne son maximum dans un gaz partiellement ionisé. Pour une énergie du photon  $E_\gamma$  donnée, ce rayonnement de freinage provient essentiellement des électrons dont l'énergie moyenne est  $E_e \sim 3E_\gamma$ . L'indice spectral observé des photons est le même que celui des électrons. Plus le milieu est dense, plus le rayonnement Bremsstrahlung augmentera et le temps caractéristique de refroidissement s'écrit :

$$\tau_{\text{brem}} \simeq (3.3 \times 10^7) \left( \frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \text{ ans} \quad (1.19)$$

où  $n_0$  est la densité du milieu environnant. Pour des densités supérieures à  $10 \text{ cm}^{-3}$ , le temps de refroidissement devient proche du temps de vie d'un SNR ( $\sim 10^6$  ans) et peut devenir non négligeable. Ce rayonnement est visible des rayons X durs ( $\sim 10 \text{ keV}$ ) aux rayons  $\gamma$  de hautes énergies ( $\sim$  quelques centaines de GeV), bien qu'aucun instrument à ce jour ne permette d'étudier l'émission aux plus basses énergies. Le satellite e-ASTROGAM, encore au stade de projet proposé par l'ESA, pourrait permettre l'étude des photons de  $0.3 \text{ MeV}$  à  $3 \text{ GeV}$  (De Angelis et al., 2017) et ainsi de poser des contraintes sur le rapport d'électrons sur protons accélérés au choc (noté  $K_{e-p}$  et estimé à 1%) et sur la densité du milieu environnant. En fonction de la densité environnante, le Bremsstrahlung peut devenir (ou non) négligeable devant la diffusion Compton inverse.

### Interactions proton-proton

La collision inélastique d'un proton énergétique sur un proton ou un atome du milieu interstellaire produit des pions, neutres et chargés, selon trois réactions distinctes :

$$\left\{ \begin{array}{l} p + p \rightarrow p + p + \pi^0 \\ p + p \rightarrow p + n + \pi^+ \\ p + p \rightarrow p + p + \pi^- + \pi^+ \end{array} \right. \quad (1.20)$$

Les pions chargés et neutres ont respectivement une durée de vie de l'ordre de  $10^{-7}$ – $10^{-8}$  et  $8.4 \times 10^{-17}$  seconde et se désintègrent rapidement selon les canaux suivants :

$$\left\{ \begin{array}{l} \pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \\ \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e + \bar{\nu}_\mu \\ \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e + \nu_\mu \end{array} \right. \quad (1.21)$$

Pour les pions chargés, la désintégration des muons est également représentée, correspondant le plus souvent à la production d'électrons, de positrons, de neutrinos et d'anti-neutrinos (muoniques et électroniques). Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons à la désintégration du pion neutre  $\pi^0$ , résultant en deux photons  $\gamma$  que nous pouvons observer. Dans le référentiel du laboratoire, l'énergie de chacun des photons  $\gamma$  est  $\sim 67.5 \text{ MeV}/c^2$ . Le spectre des photons résultants montre une "bosse" aux alentours de  $100 \text{ MeV}$  (apparition drastique de l'émission à  $\sim 70 \text{ MeV}$ ), appelée *pion bump*, et un indice spectral égal à celui des protons qui les ont engendrés. La détection de cette bosse dans le spectre des photons  $\gamma$  est une preuve irréfutable de la présence de protons accélérés

au sein d'un objet. Elle nécessite cependant un milieu environnant assez dense pour pouvoir les détecter. Le temps de refroidissement associé s'écrit :

$$\tau_{\text{pp}} = 1.4 \times 10^8 \left( \frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \text{ ans} \quad (1.22)$$

Pour une densité environnante de  $n_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$ , le temps de refroidissement ( $\tau_{\text{pp}} = 1.4 \times 10^8 \text{ ans}$ ) est supérieur à la durée de vie des vestiges de supernova ( $\sim 10^6 \text{ ans}$ ). Les pertes par refroidissement des protons sont donc négligeables.

Les muons chargés se désintègrent en électrons et positrons, dits secondaires, qui produisent du rayonnement synchrotron. Toutefois, ce rayonnement reste assez faible, à la limite des capacités instrumentales actuelles dans le domaine des rayons X (Huang et al., 2018).

Les principaux processus radiatifs non-thermiques des CRs sont au nombre de quatre : le rayonnement synchrotron, la diffusion Compton inverse, le Bremsstrahlung et les interactions proton-proton. Les trois premiers phénomènes révèlent la population d'électrons accélérés (nommés processus leptoniques) tandis que le dernier concerne l'émission résultante des protons accélérés en interaction avec le milieu interstellaire (processus hadronique). Les CRs étant majoritairement constitués de protons, la détection de ces particules au sein de sources astrophysiques est donc d'une importance majeure. Elle nécessite néanmoins un milieu environnant relativement dense, ce qui limite les preuves observationnelles.

### 1.2.2 Sources de rayons cosmiques

L'accélération des CRs peut se produire au sein de différents types d'objets, pourvu qu'il y ait une onde de choc capable de leur fournir des énergies colossales. Si tel est le cas, les processus radiatifs non-thermiques évoqués précédemment doivent naturellement avoir lieu au sein de ces accélérateurs. Dans notre Galaxie, les phénomènes les plus violents, avec une fréquence relativement élevée pour maintenir le flux de CRs, sont les vestiges de supernova ainsi que les pulsars et leurs nébuleuses, qui peuvent accélérer des particules durant plusieurs milliers d'années<sup>1</sup>. Étant donné leur énergétique et leur fréquence, les vestiges de supernova sont ainsi pressentis depuis longtemps comme sources principales de CRs Galactiques (Fields et al., 2001; Strong et al., 2010). Les CRs extragalactiques proviennent d'autres types de sources, dont nous parlerons brièvement à la fin de cette section. Puisque les nébuleuses de pulsar et les vestiges de supernova trouvent leur origine dans les supernovae, il convient d'introduire le phénomène explosif leur donnant naissance.

#### Des supernovae aux vestiges de supernova

Durant la séquence principale d'une étoile, la pression radiative qu'exercent les réactions thermonucléaires (principalement par la conversion de l'hydrogène en hélium) est en équilibre avec la force gravitationnelle de l'étoile, ce qui permet de maintenir l'objet céleste dans un état stable. À la fin de la vie d'une étoile, lorsque les réactions thermonucléaires ne peuvent plus compenser la gravité, l'étoile s'effondre sur elle-même sous l'effet de sa propre masse. Si la masse initiale de l'étoile est supérieure à  $6 - 8M_{\odot}$ <sup>2</sup>, l'astre finit sa vie par une explosion appelée supernova (SN)

---

1. Le trou noir au centre de notre Galaxie, Sagittarius A\*, a été récemment proposé comme source de rayons cosmiques Galactiques (H.E.S.S. Collaboration et al., 2016) – à une époque antérieure où le trou noir était actif – mais nous nous intéressons ici à des phénomènes plus fréquents.

2. La valeur exacte de la masse est encore débattue.

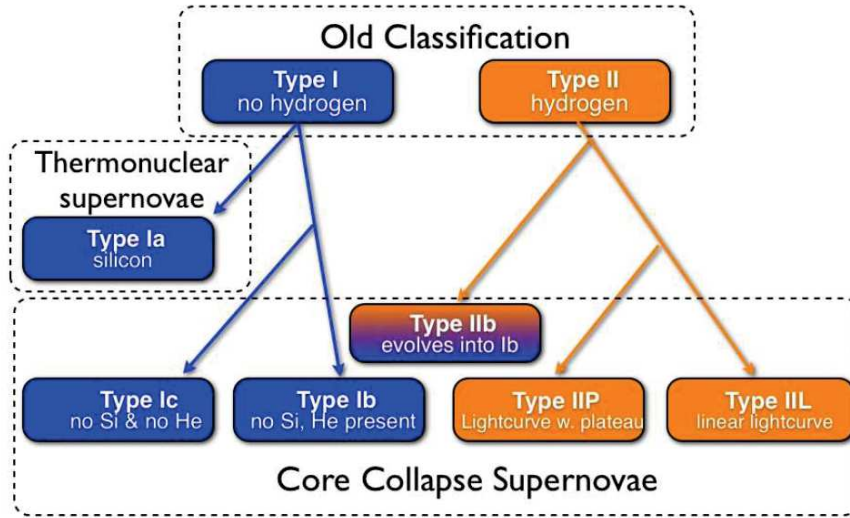


FIGURE 1.3 – Classification historique des SNe. La séparation entre les SNe thermonucléaires et les SNe à effondrement de cœur est également illustrée. Figure extraite de [Vink \(2012\)](#).

et laisse un rémanent derrière elle : une étoile à neutrons ou, dans les cas les plus extrêmes, un trou noir. Ces phénomènes sont appelés supernovae à effondrement de cœur (CC, *Core Collapse*) ou gravitationnelles. Si la masse initiale de l'étoile est plus petite, aucune explosion n'a lieu et les restes de l'étoile se condensent pour former une naine blanche, un objet très compact principalement composé d'oxygène et de carbone. Cet objet peut ensuite accréter de la matière à une étoile de masse solaire se trouvant à proximité et déclencher à son tour une supernova, lorsque sa masse atteint la valeur limite de stabilité (appelée masse de Chandrasekhar  $\sim 1.4M_{\odot}$ ). Si une autre naine blanche se trouve à proximité et non une étoile dans la séquence principale, un système binaire se forme donnant également lieu à une supernova lors de sa coalescence. Ce type de supernova est qualifié de thermonucléaire.

La classification traditionnelle des SNe remonte à [Minkowski \(1941\)](#) et se divise en deux catégories (type I et II). La différence provient de la présence (type II) ou non (type I) de raies d'hydrogène dans le spectre des éjectas. Les SNe de type I se divisent en trois catégories (Ia, Ib, Ic). La séparation entre ces différents sous-types provient de la présence d'une forte raie d'absorption du silicium ( $[Si\ II] \equiv 6150 \text{ \AA}$ ) dans les SNe de type Ia. Les SNe de type Ib sont connues pour être quatre fois moins lumineuses (au maximum de luminosité) et émettre fortement en radio comparées à celles de type Ia. Les types Ib/Ic ne montrent pas de présence de silicium et se différencient par la présence d'une raie d'hélium ( $[He\ I] \equiv 5876 \text{ \AA}$ ) pour les SNe de type Ib. Le type II se divise en quatre catégories (II-L, II-P, IIb, IIc). Les SNe ayant une courbe de lumière linéaire appartiennent au type II-L, tandis que celles classées dans le type II-P montrent la présence d'un plateau. Quelques objets (type IIb) exhibent également un changement dans leur spectre, au sein duquel des raies d'hydrogène sont observées à une époque antérieure et s'apparente ensuite au spectre des événements de type Ib/Ic. Enfin, si le spectre de la SN montre la présence de raies très fines (comme par exemple les raies  $H\alpha$  ou  $H\beta$ ), provenant de son interaction avec le milieu environnant ionisé, celle-ci est classée dans le type IIc. Les différents types de SNe sont résumés en [Figure 1.3](#), à l'exception du type IIc.

Les SNe de type Ia correspondent aux supernovae thermonucléaires et montrent des caractéristiques très similaires (leur luminosité étant toujours la même), ce qui en fait des chandelles standard pour tester les modèles cosmologiques. Les SNe à effondrement de cœur sont réparties au sein de toutes les autres classes et montrent donc une diversité beaucoup plus grande que les SNe de type Ia.

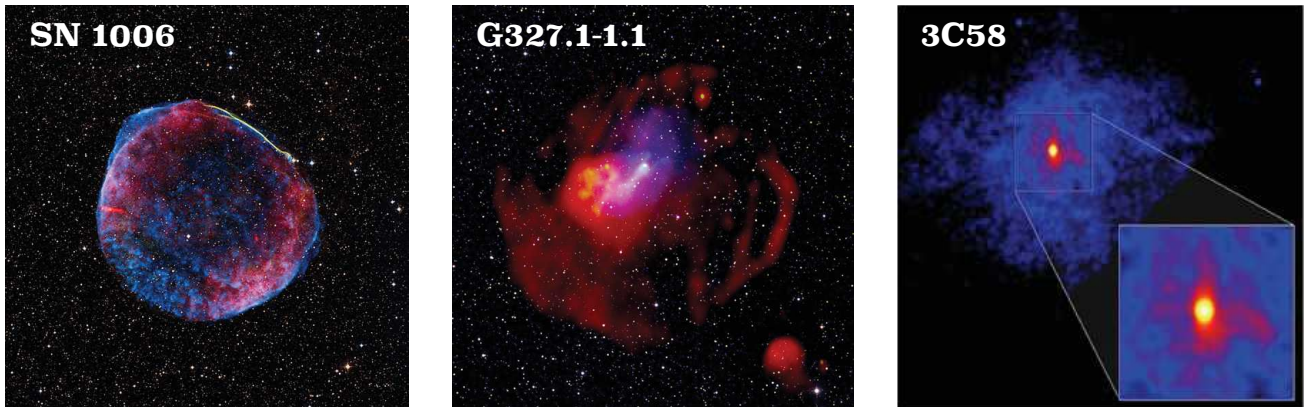


FIGURE 1.4 – Illustrations de différents types de vestiges de supernova. (*Gauche*) SNR en coquille historique (SN 1006) émettant en rayons X (bleu) et en radio (rouge). (*Centre*) SNR composite (G327.1–1.1) montrant l’émission de la coquille et de la PWN : radio (rouge et jaune) et rayons X (bleu). (*Droite*) Objet de type plérion (PWN 3C58) vu en rayons X et montrant une structure en forme de tore et de jets (crédits : NASA/SAO/CXC/P.Slane et al.). Images tirées de <http://chandra.harvard.edu>.

Toutefois, ces phénomènes différents donnent tous deux naissance à un vestige de supernova (SNR, *Supernova Remnant*). Se propageant à des vitesses de l’ordre de  $\sim 5 \times 10^3 \text{ km s}^{-1}$  à  $1 \times 10^4 \text{ km s}^{-1}$ , les SNRs résultent d’explosions, balayant le milieu interstellaire et accélérant des particules, dont le rayonnement est visible sur l’intégralité du spectre électromagnétique. Dans le cas des CC-SNRs, l’étoile à neutrons pourra également produire un vent de particules relativistes, nommé nébuleuse de pulsar (PWN, *Pulsar Wind Nebula*) capable d’accélérer des particules grâce à un champ magnétique très élevé. Pour ce type d’objet, qualifié de composite, deux accélérateurs peuvent être alors imbriqués : une PWN accélérant efficacement des particules à l’intérieur d’un SNR.

D’un point de vue observationnel, les SNRs se divisent en plusieurs catégories :

- les SNRs en coquille, n’abritant pas de nébuleuse de pulsar et dont les bords du chocs sont très brillants
- les SNRs composites, montrant une coquille bien distincte (en radio et/ou en rayons X) ainsi qu’une nébuleuse de pulsar en son sein. Ces SNRs se divisent en deux catégories :
  - les *thermal composites* pour lesquels la coquille n’est visible qu’en radio (rayonnement synchrotron). Ces SNRs exhibent des raies spectrales en rayons X, indiquant la présence de gaz chaud mais ne montrent pas la présence de rayonnement synchrotron à ces énergies, contrairement à celui de la PWN en son sein qui est bien visible
  - les *plerionic composites* pour lesquels la coquille n’est ni vue en radio, ni en rayons X. Ces objets, dont nous ne voyons que le rayonnement synchrotron de la PWN, fournissent cependant des indices quant à la présence d’une coquille, comme par exemple des raies thermiques proches du choc dues aux éjectas choqués
- les plérions, qui sont des PWNe dont le rayonnement synchrotron est visible tandis que la présence d’un SNR n’est pas détectée

La Figure 1.4 illustre ces trois types de SNRs : en coquille (gauche), composite (centre) et de type plérion (droite).

### Les pulsars et leurs nébuleuses

Dans le cas des CC-SNRs, la conservation du moment angulaire et du flux magnétique donne naissance à une étoile à neutrons en rotation très rapide, dont le champ magnétique intense a une structure de dipôle. La masse de l'étoile à neutrons est comprise entre  $0.5$  et  $2.5M_{\odot}$  et le rayon avoisine les  $\sim 10$  km. Une représentation simplifiée de la magnétosphère d'une étoile à neutrons est donnée en Figure 1.5 (gauche). Formée initialement par capture électronique (des protons), l'étoile à neutrons est un astre très dense dont le champ magnétique intense en rotation créé un courant qui arrache des particules à sa surface (majoritairement des électrons). Ces électrons vont alors produire des rayons  $\gamma$  par rayonnement de courbure qui, en interagissant avec le champ magnétique, vont créer des paires électrons/positrons. Ces particules sont alors accélérées suivant les lignes de champ magnétiques dans ce que nous appelons un *cylindre de lumière*. Lorsque la vitesse tangentielle devient supérieure à celle de la lumière, les particules s'échappent de la zone d'accélération du pulsar et suivent les lignes de champs ouvertes, comme illustré en Figure 1.5 (gauche). Ce phénomène engendre un vent de particules accélérées s'étendant le plus souvent au sein des éjectas de la supernova qui lui a donné naissance. Les électrons et positrons sont ensuite ré-accélérés jusqu'à des énergies ultra-relativistes au niveau d'un choc terminal<sup>1</sup>.

Un faisceau radio se propage le long de l'axe magnétique qui peut être différent de l'axe de rotation. Si l'axe magnétique est dirigé vers la Terre, une émission pulsée pourra donc être détectée, permettant de remonter à la période de rotation  $P$  de l'astre. Dans ce cas, l'étoile à neutrons prend le nom de pulsar. La distance des pulsars est généralement estimée grâce aux mesures de parallaxe ou de dispersion du faisceau traduisant le décalage en temps d'arrivée du signal en fonction de la fréquence. La mesure de dispersion s'écrit  $DM = \int_0^d n_e dl$ , où  $n_e$  est la densité d'électrons sur la ligne de visée et  $d$  la distance du pulsar, et est donc dépendante du modèle adopté pour la densité d'électrons libres dans la Galaxie (par exemple selon Yao et al., 2017 ou Cordes & Lazio, 2002).

Des émissions pulsées en rayons X et en  $\gamma$  sont également détectées au sein de plusieurs systèmes mais leur corrélation avec l'émission radio n'est pas encore très claire. En particulier, il est généralement admis que l'émission  $\gamma$  collimatée provient de régions plus externes de la magnétosphère du pulsar que l'émission radio (modèles du "slot gap" et du "outer gap"<sup>2</sup>). Plusieurs mesures consécutives de l'émission pulsée permettent de déduire la variation de la période  $\dot{P}$ , fournissant dès lors le taux d'énergie rotationnelle dissipée par le pulsar :

$$\dot{E} = 4\pi^2 I \frac{\dot{P}}{P^3} \quad (1.23)$$

où  $I$  est le moment d'inertie du pulsar (estimé à  $10^{45}$  g cm<sup>2</sup> pour une sphère de masse  $1.4M_{\odot}$  et de rayon égal à 10 km). Cette dissipation provient du transfert de l'énergie rotationnelle du pulsar aux particules, produisant ainsi la nébuleuse. Le taux d'énergie rotationnelle dissipée par le pulsar (appelé par la suite "énergie rotationnelle" du pulsar) peut varier entre  $\sim 10^{28}$  et  $10^{38}$  erg s<sup>-1</sup> (Manchester et al., 2005) mais seuls les pulsars avec  $\dot{E} \gtrsim 4 \times 10^{36}$  erg s<sup>-1</sup> produisent une PWN proéminente en rayons X (Gotthelf, 2004). Quant aux plus hautes énergies, les observations montrent que la PWN peut être détectée au TeV si  $\dot{E}/d^2 > 10^{34}$  erg s<sup>-1</sup> kpc<sup>-2</sup>, avec  $d$  la distance en kpc (Carrigan et al., 2008).

En notant  $P_0$  la période initiale du pulsar, l'âge caractéristique du pulsar s'écrit :

$$\tau_c = \frac{P}{(n-1)\dot{P}} \left( 1 - \left( \frac{P_0}{P} \right)^{n-1} \right) \quad (1.24)$$

1. Une revue générale sur les PWNe se trouve dans Gaensler & Slane (2006).

2. Des détails sur ces deux modèles peuvent se trouver dans Hirotani (2008).

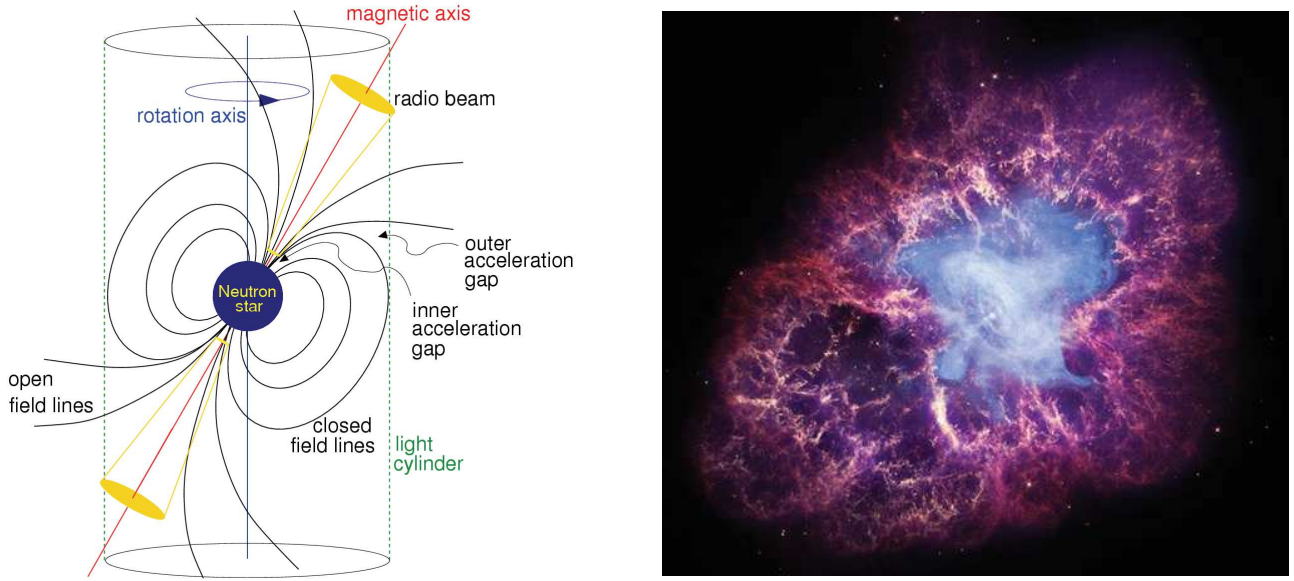


FIGURE 1.5 – (Gauche) Représentation schématique d’un pulsar et de sa magnétosphère. (Droite) Le pulsar du Crabe et sa nébuleuse montrant l’émission de la PWN en rayons X (bleu) au sein des éjectas choqués rayonnant dans le visible et l’infrarouge (violet) (crédits : NASA/CXC/SAO/F.Seward). Ce système est qualifié de plérion composite.

avec  $n$  l’indice de freinage défini tel que  $\dot{\Omega} \propto \Omega^n$ , où  $\Omega = 2\pi/P$ . Dans le cas où  $n = 3$ , valable pour un dipôle magnétique, et  $P_0 \ll P$ , nous avons :

$$\tau_c = \frac{P}{2\dot{P}} \quad (1.25)$$

Sous l’hypothèse d’un indice de freinage constant, l’évolution en fonction du temps de l’énergie rotationnelle du pulsar s’écrit :

$$\dot{E}(t) = \dot{E}_0 \left(1 + \frac{t}{\tau_0}\right)^{-\frac{(n+1)}{(n-1)}} \quad (1.26)$$

avec  $\dot{E}_0$  l’énergie rotationnelle initiale du pulsar et  $\tau_0$ , l’âge caractéristique initial du pulsar vérifiant  $\tau_c(t) = \frac{n-1}{2} (t + \tau_0)$ .

Les pulsars sont considérés comme d’efficaces accélérateurs de particules, et leur spectre d’émission  $\gamma$  a la caractéristique de montrer une coupure aux alentours de quelques GeV (Abdo et al., 2013). À ce jour, environ 2600 pulsars radio sont répertoriés dans le ATNF<sup>1</sup> (version 1.58 de l’*Australia Telescope National Facility pulsar catalogue*, Manchester et al., 2005) contre plus de 200 détectés par le *Fermi-LAT*<sup>2</sup> (117 sont répertoriés dans le deuxième catalogue des pulsars, Abdo et al., 2013). Le pulsar du Crabe et sa nébuleuse, présenté en Figure 1.5 (droite), reste un des systèmes les plus connus et étudiés. Devenu une chandelle standard en astrophysique des hautes énergies<sup>3</sup>, le pulsar du Crabe est toutefois loin d’être similaire à d’autres systèmes, puisqu’aucun modèle à ce jour n’explique de manière satisfaisante la non-détection de la coquille du SNR, au vu de l’âge relativement jeune du système. Assimilé à la supernova historique de 1054, des auteurs ont avancé l’idée que le

1. <http://www.atnf.csiro.au/people/pulsar/psrcat/>

2. <https://confluence.slac.stanford.edu/display/GLAMCOG/Public+List+of+LAT-Detected+Gamma-Ray+Pulsars>

3. Son flux est souvent utilisé comme unité.

système pourrait s'étendre dans un milieu de faible densité, empêchant la mise en évidence d'une onde de choc (Hester, 2008).

Les PWNe sont assez nombreuses au TeV : 38 sur un total de 89 sources Galactiques (d'après le "TeVcat", catalogue des sources au TeV disponible en ligne<sup>1</sup>, Wakely & Horan, 2008), tandis que leur nombre chute considérablement dans la gamme d'énergie du *Fermi*-LAT : 7 sources étant clairement identifiées et 11 classées comme candidates PWN (Acero et al., 2013). Cette différence provient probablement de leur caractère leptonique dont le spectre dur des photons ( $\Gamma < 2$ ), et piqué aux alentours de la centaine de GeV, limite leur détection par le *Fermi*-LAT.

### Les sources extragalactiques

Les sources extragalactiques soupçonnées d'être les plus probables accélérateurs de CRs aux plus hautes énergies sont les noyaux actifs de galaxie (AGN, *Active Galactic Nuclei*) ou les sursauts  $\gamma$  (GRB, *Gamma-Ray Bursts*). Chaque galaxie abrite en son coeur un trou noir hypermassif (de masse  $M \sim 10^5 - 10^7 M_\odot$ ) accrétant le milieu environnant et qui, de temps à autre, éjecte de la matière sous la forme de deux jets collimatés, dans un plan perpendiculaire à celui de la galaxie hôte. De nombreux travaux en cours portent sur le couplage accrétion / éjection des AGN et l'origine de ce phénomène est encore incertaine. Toutefois, ces jets peuvent se propager jusqu'à quelques centaines de kpc et accélérer efficacement des particules. Lorsque les jets sont dirigés vers la Terre, les AGN portent le nom de blazars<sup>2</sup>. Les sursauts  $\gamma$  comptent également parmi les phénomènes les plus violents de l'Univers. Avec un flux de particules de l'ordre de  $10^{-8} - 10^{-4} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , les GRBs libèrent une énergie de  $\sim 10^{53} \text{ erg}$ . Deux types de GRBs existent : les courts, d'une durée de  $\sim 2$  secondes, provenant de la coalescence de deux étoiles à neutrons et les longs, produits lors de l'effondrement d'une étoile massive (donnant lieu à un trou noir ou à un magnétar) et pouvant durer jusqu'à  $10^3$  secondes. Le facteur de Lorentz des particules peut varier entre 100 et 1000. Cette émission, qualifiée de prompte, est suivie d'une émission rémanente, issue de l'interaction avec le milieu extérieur, visible pendant plusieurs jours ou mois (en rayons X) voire des années (en radio)<sup>3</sup>. La détection récente d'ondes gravitationnelles dues à la coalescence de deux étoiles à neutrons a renforcé l'intérêt de l'étude de ces objets en rayons  $\gamma$ , en offrant un nouveau visage à l'astronomie multi-messagers (Abbott et al., 2017).

### 1.2.3 Des rayons cosmiques à l'astronomie $\gamma$

Bien que l'exploitation de toutes les longueurs d'onde reste primordiale pour la compréhension de l'accélération des CRs, l'astronomie  $\gamma$  apporte quelques avantages par rapport aux autres fréquences. Tout d'abord, l'absorption interstellaire en  $\gamma$  par les champs de photons ambiants est négligeable au sein de notre Galaxie (pour  $E \lesssim 20 \text{ TeV}$ , Popescu et al., 2017), contrairement aux rayons X qui sont fortement absorbés par le gaz, notamment aux basses énergies. La détection des objets Galactiques rayonnant en  $\gamma$  n'est donc pas pénalisée par leur distance, bien qu'elle soit surtout limitée par la confusion de sources notamment proche du plan Galactique. En effet, les instruments en rayons  $\gamma$  ont l'inconvénient de souffrir d'une moins bonne résolution angulaire (typiquement 5–10 minutes d'arc au mieux), comparée à celles des instruments en radio et en rayons X (de l'ordre de la seconde d'arc), ce qui limite leur capacité à révéler la morphologie des sources observées.

1. <http://tevcats2.uchicago.edu>

2. Pour une revue détaillée sur les AGN, voir par exemple Kembhavi & Narlikar (1999).

3. Plus d'informations sur l'accélération des rayons cosmiques dans les GRBs peuvent se trouver dans Bustamante et al. (2015).



D'autre part, et cela est sûrement un des aspects les plus importants, les rayons  $\gamma$  sont les seuls qui permettent de prouver la présence de protons accélérés par la désintégration du  $\pi_0$ , tandis que la radio et les rayons X ne peuvent sonder que les populations d'électrons accélérés. Les neutrinos muoniques ou électroniques peuvent aussi marquer la présence de protons accélérés mais leur détection étant très difficile, les rayons  $\gamma$  restent dès lors les seuls à pouvoir sonder le caractère hadronique d'un objet. Cependant, c'est la combinaison de toutes ces longueurs d'onde qui apporte une véritable vue d'ensemble et une meilleure compréhension de l'objet. Comme nous le verrons plus tard, l'utilisation des données multi-longueurs d'onde permet de contraindre les modèles utilisés en  $\gamma$  et apporte des éléments supplémentaires quant à la discrimination des populations leptoniques et hadroniques.

Ce sont donc les photons  $\gamma$  que nous allons étudier pour pouvoir tracer les CRs dans la Galaxie et remonter à leurs sources d'origine. De ce fait, une présentation sur le développement de l'astronomie  $\gamma$ , les techniques de détection utilisées et notre connaissance du ciel en  $\gamma$  aujourd'hui s'impose.

## 1.3 L'astronomie $\gamma$

### 1.3.1 Le développement d'une nouvelle discipline

Les rayons  $\gamma$  constituent la partie la plus énergétique du spectre électromagnétique. Bien que la séparation avec les rayons X ne soit pas très bien définie, on estime que le domaine  $\gamma$  commence aux alentours de  $\sim 100$  keV. À ces énergies là, l'aspect ondulatoire de la lumière est négligé et les rayons  $\gamma$  se comportent comme des particules. De par leur pouvoir pénétrant, les photons  $\gamma$  ne peuvent être déviés ou réfléchis contrairement aux rayons X, et leur détection repose essentiellement sur des techniques héritées de la physique des particules. Pour les photons de hautes énergies (HE, *High Energy* : 100 MeV–100 GeV), des satellites sont utilisés, tandis que ce sont des détecteurs au sol qui captent les photons de très hautes énergies (VHE, *Very High Energy* : 100 GeV–100 TeV). La première technique repose sur la matérialisation du photon par interaction avec la matière (création de paire électron-positron) composant le détecteur, tandis que la seconde s'appuie sur la reconstruction de la gerbe électromagnétique initiée par le photon en interaction avec la matière lors de son entrée dans l'atmosphère.

La première détection de rayons  $\gamma$ , dans les basses énergies et provenant d'un sursaut solaire, remonte en 1958 lors d'un vol en ballon (Peterson & Winckler, 1959). L'exploration du ciel en  $\gamma$  commence avec le satellite *Explorer 11* de la NASA, lancé en 1961 et destiné à la détection des photons de plus de 50 MeV. Kraushaar & Clark (1962) annoncent alors la détection de 22 événements  $\gamma$  et marquent ainsi le début d'une nouvelle discipline. Le satellite *OSO-3 (Orbiting Solar Observatory)*, lancé en 1968, détecte ensuite 621 photons  $\gamma$  au-delà de 70 MeV (Clark et al., 1968). Au cours de la décennie qui suivit, le satellite *SAS-2 (Small Astronomy Satellite)*, lancé en 1972, fut conçu pour détecter des photons de 20 MeV à 1 GeV. Bien que sa durée de fonctionnement fut très brève (moins de sept mois) et doté d'une résolution angulaire modérée, cet instrument a néanmoins permis de cartographier pour la première fois une partie du ciel en rayons  $\gamma$ . Le premier satellite en rayons  $\gamma$  de l'ESA fut *COS-B* (lancé en 1975), sondant des énergies de 30 MeV à 5 GeV et dont la durée de vie s'étala sur plus de six ans. Cet instrument permit l'obtention de la première carte complète de la Galaxie, révélant l'émission diffuse Galactique due à l'interaction des CRs avec la matière interstellaire et les champs de photons ambiants. *COS-B* répertoria 25 sources  $\gamma$  dont les pulsars du Crabe, de Vela et de Geminga (Hermesen, 1983). Le satellite a aussi fourni une observation de la binaire X Cygnus X-3 (grâce à son détecteur de rayons X allant de 2 à 12 keV), ainsi que le premier AGN en rayons  $\gamma$  : 3C 273. En 1991, le satellite *CGRO (Compton Gamma-Ray Observatory)* de

la NASA est lancé, abritant à son bord le télescope EGRET (*Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope*) destiné à l'étude des rayons  $\gamma$  de 30 MeV à 30 GeV (Hartman et al., 1992). Une des découvertes majeures de EGRET fut d'identifier les blazars comme d'importantes sources de rayons  $\gamma$  et de mettre en évidence leur forte variabilité en flux (appelée *flare*), s'étalant sur une durée de plusieurs heures à plusieurs jours. Le troisième catalogue de EGRET ( $E > 100$  MeV) répertoria 271 sources dont le Grand Nuage de Magellan, 5 pulsars et 66 blazars clairement identifiés (Hartman et al., 1999). Toutefois, environ 170 sources restèrent non-identifiées, principalement dû à la modeste résolution angulaire de EGRET ( $5.8^\circ$  à 100 MeV), qui ne permit pas de les localiser avec précision et de les associer à des objets connus. Succédant à EGRET (dont la mission s'étala de 1991 à 2000), le satellite GLAST (*Gamma-ray Large Area Space Telescope*) fut lancé en Juin 2008, disposant d'une meilleure résolution angulaire ( $< 3.5^\circ$  à 100 MeV et  $< 0.15^\circ$  à 10 GeV). Renommé le *Fermi-LAT* (*Large Area Telescope*) après son lancement, il est à ce jour le télescope le plus performant en ce qui concerne l'étude des sources de  $\sim 100$  MeV à  $\sim 100$  GeV et a fourni la carte la plus détaillée du ciel en  $\gamma$ . Nous célébrons d'ailleurs cette année les 10 ans de cette mission spatiale. Le télescope AGILE (*Astro-rivelatore Gamma a Immagini LEggero*), lancé en 2007, permet également l'observation des sources  $\gamma$  de 30 MeV à 50 GeV.

L'astronomie  $\gamma$  au sol démarre en 1968, avec le télescope Whipple (Arizona, Etats-Unis) qui fournit la première détection au TeV du pulsar du Crabe (Weekes et al., 1989) et du noyau actif de galaxie Markarian 421 (Schubnell et al., 1993). Plusieurs expériences suivirent alors : HEGRA en 1989 (*High-Energy-Gamma-Ray Astronomy*, îles Canaries), CANGAROO en 1992<sup>1</sup> (Australie) et CAT en 1996 (*Cherenkov Array at Themis*, France). Alors que Whipple disposait d'un large miroir pour l'observation des sources  $\gamma$ , HEGRA favorisa un réseau de plusieurs petits télescopes permettant une reconstruction stéréoscopique de la gerbe électromagnétique. L'expérience CAT fut la première à imagerie Tcherenkov, dotée d'une caméra finement pixellisée. Grâce à ses 560 photo-multiplicateurs, cette expérience fut la première à utiliser l'image de la gerbe sur les caméras de manière analytique afin de réduire notablement le niveau de fond (dont les événements sont  $\sim 10^3$  à  $10^5$  fois plus nombreux). Toutes ces expériences ont permis de concevoir celles de la génération actuelle en améliorant les instruments et les méthodes de reconstruction des gerbes électromagnétiques. Les principaux télescopes actuels, reposant sur le développement de la gerbe atmosphérique initiée par un photon  $\gamma$ , sont au nombre de trois : MAGIC (*Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov Telescope*, îles Canaries), VERITAS (*Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System*, États-Unis – Arizona) et H.E.S.S. (*High Energy Stereoscopic Systems*, Namibie). Les télescopes HAWC (*High-Altitude Water Cherenkov*, Mexique) succédant à Milagro (Mexique), sont également des détecteurs utilisant la lumière Tcherenkov (non atmosphérique) et sondent des énergies allant de 100 GeV à 100 TeV. Une revue détaillée concernant l'astronomie au TeV se trouve dans Hinton & Hofmann (2009).

La combinaison des données des instruments de HE (*Fermi-LAT*, AGILE) et de VHE (H.E.S.S., MAGIC, VERITAS ou HAWC) est d'une importance majeure, puisqu'elle permet de couvrir l'ensemble du domaine d'émission de la diffusion Compton inverse, du Bremsstrahlung et des interactions proton-proton. La combinaison de ces données peut apporter d'importantes contraintes sur la population des particules accélérées au sein des sources. La prochaine génération de télescopes Tcherenkov CTA (*Cherenkov Telescope Array*), dont l'exploitation des données est prévue pour la décennie 2020, disposera d'une sensibilité dix fois meilleure que celle des télescopes au sol actuels. Ce progrès majeur dans l'astronomie  $\gamma$  des VHE permettra la détection de centaines de sources et apportera également un nouveau regard sur les sources connues à aujourd'hui. Pour plus de détails,

1. *Collaboration of Australia and Nippon (Japan) for a Gamma Ray Observatory in the Outback.*

un résumé des perspectives de CTA peut se trouver dans Hofmann (2017). La Figure 1.6 illustre les courbes de sensibilité des différents instruments aux VHE en fonction de l'énergie.

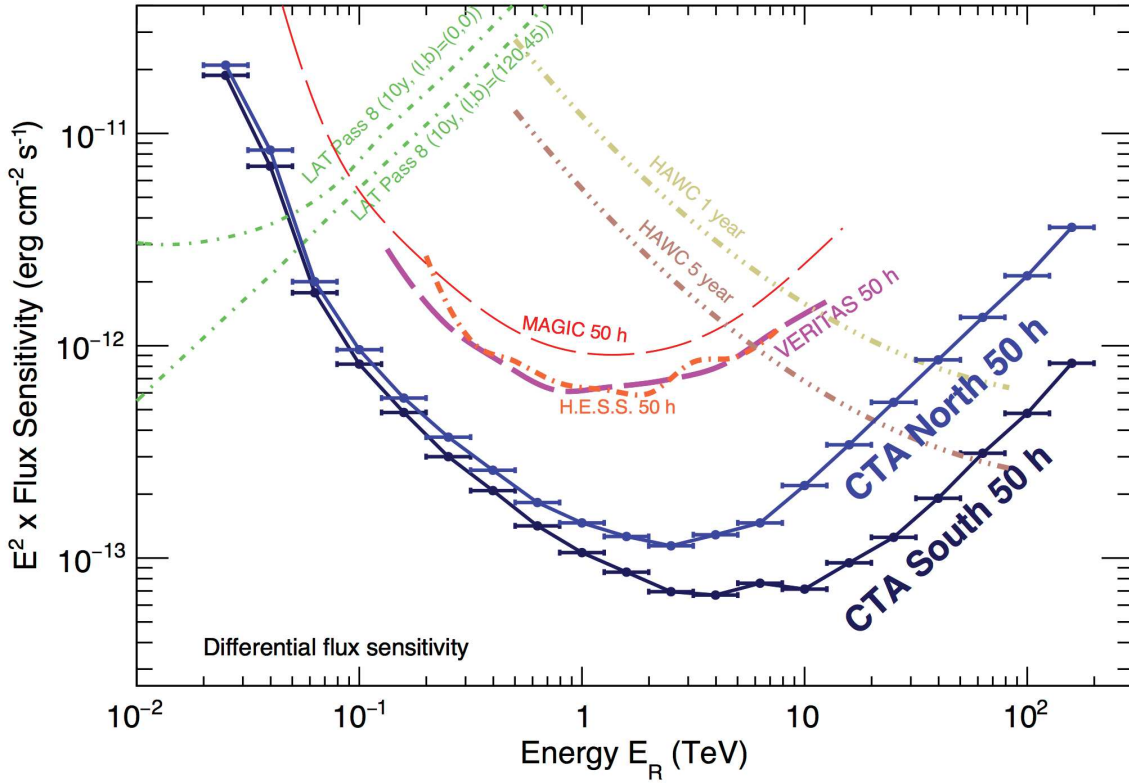


FIGURE 1.6 – Sensibilités en fonction de l'énergie des instruments actuels de VHE, ainsi que celle de la future génération de télescopes CTA pour le site dans l'hémisphère Nord (îles Canaries) et celui dans l'hémisphère Sud (Chili). Figure extraite de <https://www.cta-observatory.org>.

### 1.3.2 Méthodes de détection

Aux HE, la détection des rayons  $\gamma$  repose sur la conversion en paire électrons/positrons (notées  $e^-/e^+$ ) par l'interaction avec les couches de matériau constituant l'instrument. La paire résultante va à son tour créer une gerbe de particules électromagnétiques dont la trajectoire sera enregistrée par les différentes couches successives qui composent le détecteur. Un calorimètre permet de remonter à l'énergie du photon  $\gamma$  incident et un détecteur d'anti-coïncidence rejette les événements dus au rayonnement cosmique. Ces instruments disposent en général d'un grand champ de vue (20% du ciel pour le *Fermi*-LAT), ce qui est un énorme avantage. Toutefois, la charge utile limitée du satellite impose une surface efficace réduite.

Les télescopes comme H.E.S.S., MAGIC ou encore VERITAS (IACTs, *Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes*) utilisent le rayonnement Tcherenkov déclenché par la cascade de particules chargées initiée par le photon  $\gamma$  incident lors de sa traversée dans l'atmosphère. Les particules secondaires chargées, issues de la gerbe électromagnétique, se propagent à une vitesse plus grande que celle de la lumière dans l'atmosphère. Ces particules, perturbant le champ électromagnétique local, polarisent les atomes de l'atmosphère qui, en se dépolarisant, produisent des interférences donnant lieu à un front d'onde. Ce phénomène s'appelle le rayonnement Tcherenkov et produit une émission de l'UV à l'optique qui dure entre 2 et 5 ns. La Figure 1.7 (gauche) illustre le développement de la lumière

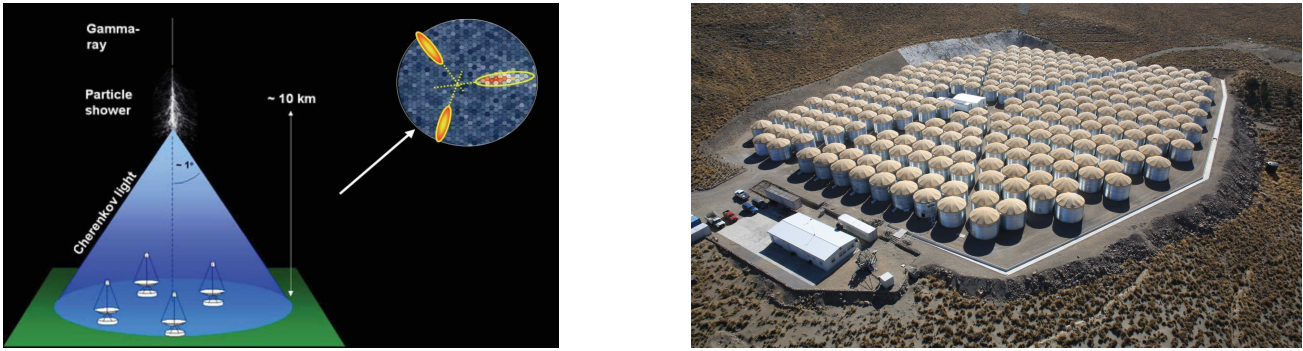


FIGURE 1.7 – (Gauche) Principe de détection au sol de la lumière Tcherenkov se propageant dans l’atmosphère. La détection par plusieurs télescopes espacés permet une reconstruction stéréoscopique de la cascade électromagnétique. (Droite) Réseau de détecteurs HAWC utilisant des cuves remplies d’eau pour détecter la lumière Tcherenkov.

Tcherenkov sur un réseau de quatre télescopes permettant une reconstruction stéréoscopique. L’atmosphère étant opaque à la majorité du rayonnement UV, les IACTs observent donc la lumière visible ( $\lambda > 400$  nm). La reconstruction stéréoscopique permet de remonter à la direction et à l’énergie du photon incident. L’espace au sol disponible permet d’augmenter grandement la surface efficace de détection. Ces télescopes ont cependant l’inconvénient d’avoir de petits champs de vue ( $\leq 5^\circ$ ) et d’être soumis aux conditions atmosphériques. L’atmosphère faisant partie du détecteur, une mauvaise connaissance du milieu dans lequel se propage la cascade électromagnétique amène à une reconstruction spectrale erronée. C’est pourquoi, les réseaux MAGIC et H.E.S.S. disposent d’un lidar sur leur site capable de sonder l’atmosphère et en particulier, d’estimer la quantité d’aérosols présents et responsables de l’extinction de la lumière Tcherenkov.

Enfin, les télescopes HAWC utilisent également la lumière Tcherenkov produite dans l’eau grâce à des cuves disposées côte-à-côte et détectent des énergies allant de 100 GeV à 100 TeV. La Figure 1.7 (droite) illustre ce réseau de télescopes, installé à une altitude de 4100 mètres. Ce type de détection a l’avantage de pouvoir observer le ciel à tout moment et de disposer d’un grand champ de vue ( $\sim 15\%$  du ciel).

Les techniques de détection sur lesquelles reposent le *Fermi*-LAT et les télescopes H.E.S.S. (création de paires et imagerie Tcherenkov atmosphérique) seront détaillées en Section 3. La contribution technique de cette thèse y sera également présentée, et concerne l’étude de l’impact des conditions atmosphériques sur les données H.E.S.S., grâce à l’utilisation des profils lidar mesurés.

### 1.3.3 Le ciel en $\gamma$ aujourd’hui

Alors que son prédécesseur EGRET ne comptabilisait que 271 sources, le troisième catalogue des sources du *Fermi*-LAT, basé sur quatre ans de données, en répertorie 3034 (3FGL, Acero et al., 2015a). La Figure 1.8 illustre la position des sources du 3FGL sur l’ensemble du ciel, la plus grande majorité étant associée à des noyaux actifs de galaxie ( $> 1100$ ). Parmi les sources Galactiques, on dénombre 143 pulsars, 19 PWNe, 12 SNRs et 4 systèmes binaires. Beaucoup de sources répertoriées dans le 3FGL ne sont pas associées à d’autres objets et sont donc de nature inconnue ou incertaine. Le dernier catalogue de la collaboration, dont une version préliminaire a été récemment rendue publique (4FGL<sup>1</sup>), se base sur huit ans de données et comptabilise plus de 5500 sources. Environ 1500 sources sont détectées au delà de  $E > 10$  GeV (3FHL, Ajello et al., 2017) par le *Fermi*-LAT qui

1. [https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/fl8y/FL8Y\\_description\\_v8.pdf](https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/fl8y/FL8Y_description_v8.pdf)

a aussi révélé, avec 6 ans de données, 46 sources étendues aux latitudes  $|b| < 7^\circ$  du plan Galactique (FGES<sup>1</sup>, Ackermann et al., 2017).

Le relevé du plan Galactique de H.E.S.S. répertorie 78 sources, dont 16 nouvellement détectées aux VHE (H. E. S. S. Collaboration et al., 2018d). Parmi les 78 sources, 12 sont des PWNe, 8 des SNRs, 8 des SNRs composites et 3 des systèmes binaires. Les 47 sources restantes ne sont pas clairement identifiées et parmi elles, 11 ne sont associées à aucune source connue sur la base de corrélations spatiales. Une étude détaillée de la population des PWNe observées avec les télescopes H.E.S.S. a révélé 10 candidates PWNe (H. E. S. S. Collaboration et al., 2018b). Le catalogue des sources de HAWC répertorie 39 sources, parmi lesquelles 16 sont nouvellement révélées au TeV et 23 sont de nature inconnue ou incertaine (Abeysekara et al., 2017). Au total, 232 sources ont été détectées aux VHE (d’après le “TeVcat”, catalogue des sources au TeV<sup>2</sup>) la majorité étant d’origine extragalactique. La Figure 1.9 présente le ciel en  $\gamma$  aux VHE.

---

1. *Fermi Galactic Extended Sources*

2. <http://tevcat2.uchicago.edu>

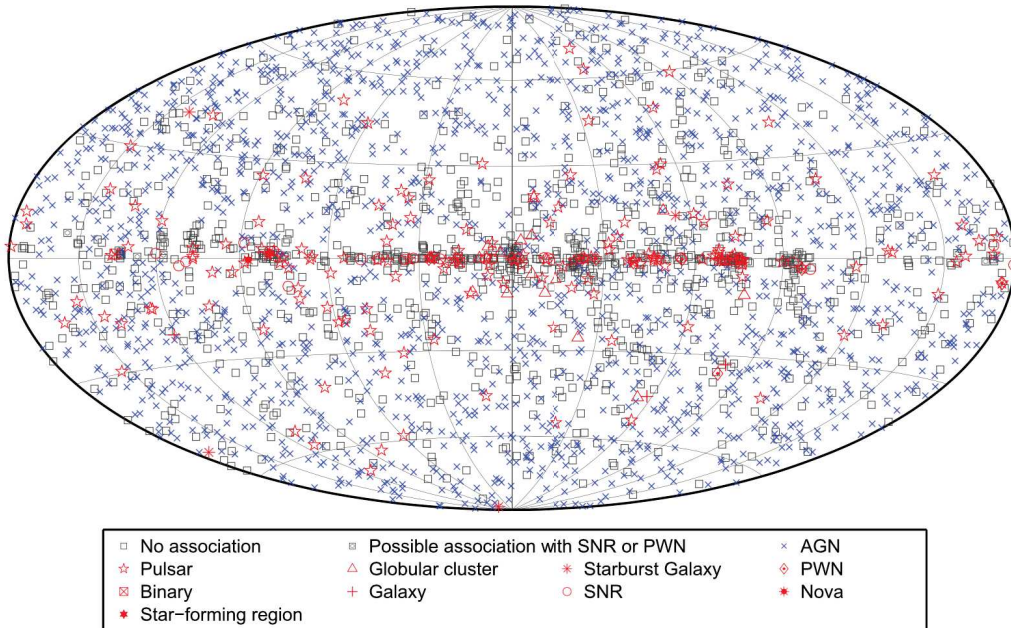


FIGURE 1.8 – Localisation et nature des sources répertoriées dans le 3FGL sur l'ensemble du ciel, dont la majorité est d'origine extragalactique (AGN). De nombreuses sources ne sont à ce jour pas encore identifiées. Figure extraite de [Acero et al. \(2015a\)](#).

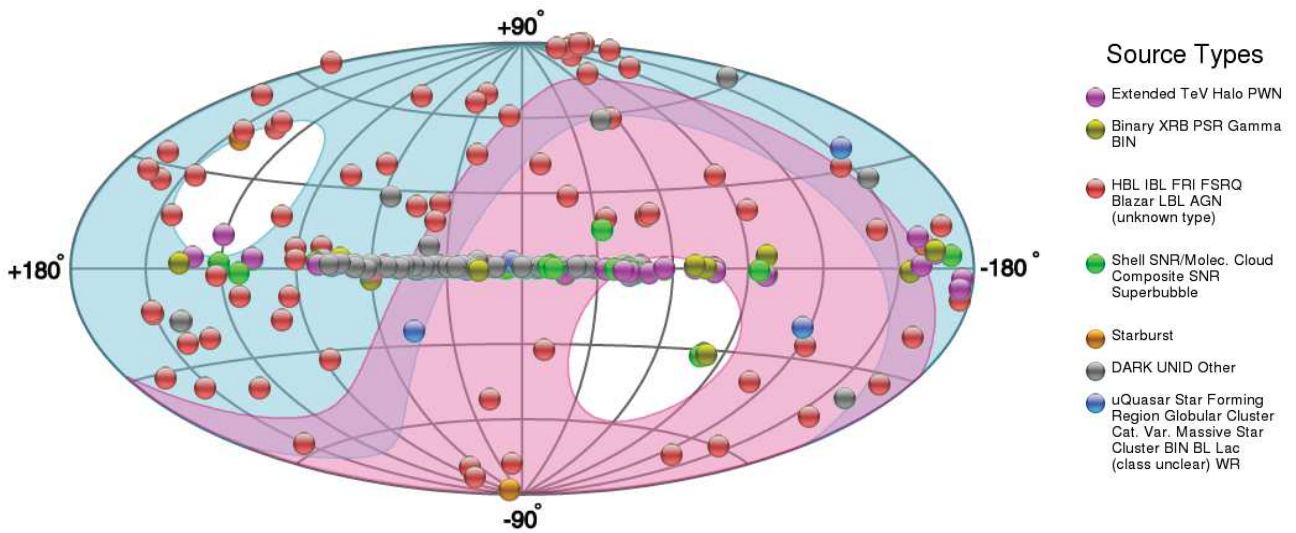


FIGURE 1.9 – Carte du ciel en  $\gamma$  aux VHE incluant les sources Galactiques (SNRs, PWNs, etc.), les sources extragalactiques (binaires, AGN, etc.) et les sources de nature inconnue, principalement localisées dans le plan Galactique. Les couvertures du ciel de MAGIC et de VERITAS sont représentées en bleu et celle de H.E.S.S. en rose. Figure extraite de <http://tevcat.uchicago.edu>.



# Les vestiges de supernova

## Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Evolution dynamique</b>	<b>28</b>
2.1.1	Phase d'expansion libre	28
2.1.2	Phase de Sedov-Taylor	29
2.1.3	Phase radiative	30
<b>2.2</b>	<b>Vestiges de supernova composites</b>	<b>30</b>
<b>2.3</b>	<b>Spectres des particules accélérées dans les SNRs</b>	<b>31</b>
<b>2.4</b>	<b>Contraintes observationnelles</b>	<b>34</b>
2.4.1	Radio	34
2.4.2	Infrarouge	35
2.4.3	Optique	35
2.4.4	Rayons X	36
2.4.5	Rayons $\gamma$	37
<b>2.5</b>	<b>Questions ouvertes sur les SNRs</b>	<b>38</b>

---

Comme décrit dans la Section 1.2.2, les vestiges de supernova sont délimités par des ondes de choc se propageant dans le milieu interstellaire et sont le résultat de l'explosion d'une supernova. Puisque la vitesse du son dans le milieu interstellaire est de l'ordre de 1 à 10 km s<sup>-1</sup>, nous obtenons  $\mathcal{M} \gg 1$  pour les SNRs. Bien qu'il soit clair que les SNRs puissent accélérer des particules, la question est plutôt de savoir si (et comment) les SNRs – et à quel stade de leur évolution – sont capables d'expliquer le rayonnement cosmique Galactique jusqu'à  $\sim 10^{17}$  eV.

Pour les CC-SNe, la vitesse du choc est de l'ordre de  $\sim 10^4$  km s<sup>-1</sup> et l'énergie totale libérée lors de l'explosion avoisine  $10^{53}$  erg. La majorité de celle-ci est rayonnée sous la forme de neutrinos (99%) et le 1% restant, correspondant à  $10^{51}$  erg, est libéré sous forme d'énergie cinétique. Les CC-SNe sont supposées évoluer dans un milieu dont le profil de densité s'écrit  $\rho \propto r^{-s}$  avec  $s = 2$ . Un tel milieu environnant provient principalement des pertes de masse du progéniteur, créant un vent rapide durant la séquence principale de l'étoile suivi d'un vent lent et dense durant la phase de super géante rouge. Le milieu environnant modifié par le progéniteur se nomme milieu circumstellaire (CSM, *Circumstellar Medium*).

Les SNe de type Ia ont également des vitesses de l'ordre de  $\sim 10^4$  km s<sup>-1</sup> et libèrent une énergie totale de  $10^{51}$  erg, dont 99% est transformé en énergie cinétique et 1% en lumière. Ce type de vestige est supposé évoluer dans un milieu de densité homogène ( $s = 0$ ). Par abus de langage, nous



dénoterons par la suite le milieu interstellaire ISM (*Interstellar Medium*) en gardant à l'esprit que ce dernier peut être modifié par le progéniteur, comme pour le SNR RCW 86 qui évolue dans une cavité de faible densité (Williams et al., 2011).

Bien que les vestiges de supernova soient le résultat de deux phénomènes différents, l'énergie cinétique libérée est toujours transmise aux éjectas puis à l'ISM sous forme de chaleur, de rayonnement X ou UV, et également en rayons cosmiques.

## 2.1 Evolution dynamique

L'évolution dynamique d'un SNR se divise en trois phases principales : la phase d'expansion libre, la phase de Sedov-Taylor et la phase radiative (Chevalier, 1977). L'évolution d'un SNR est principalement dictée par son milieu environnant : un SNR jeune s'étendant dans un milieu dense pourra se trouver dans une phase plus avancée qu'un SNR bien plus âgé mais évoluant dans un milieu moins dense.

### 2.1.1 Phase d'expansion libre

La phase d'expansion libre se produit durant les premières centaines d'années d'un SNR. La pression qu'exerce le milieu environnant sur le SNR étant très négligeable par rapport à la pression dynamique du SNR, les éjectas s'étendent librement dans l'ISM. Pour un système à symétrie sphérique, le profil de densité des éjectas peut être adéquatement reproduit par une loi de puissance telle que  $\rho \propto r^{-n}$ , avec  $n \sim 10-12$  pour les CC-SNRs (Matzner & McKee, 1999) et  $n \sim 7$  pour les SNRs de type Ia (Colgate & McKee, 1969).

Durant cette première phase, la transmission d'énergie du choc à l'ISM s'effectue de manière adiabatique, car les pertes par rayonnement sont négligeables. Le rayon du choc évolue linéairement avec le temps ( $R_s \propto t$ ) et la vitesse du choc  $v_s$  s'écrit :

$$v_s = \sqrt{\frac{2E_{\text{SN}}}{M_{\text{ej}}}} \quad (2.1)$$

où  $E_{\text{SN}}$  est l'énergie cinétique libérée par la supernova et  $M_{\text{ej}}$  la masse des éjectas. Ensuite, la phase dite dominée par les éjectas (*ejecta-dominated phase*) commence : la vitesse du choc diminue ( $v_s \neq$  constante) et la dynamique est entièrement dictée par les éjectas. Lorsque la masse des éjectas devient équivalente à celle de l'ISM balayée, le choc commence à ralentir et le SNR entre en phase de Sedov-Taylor. Cette transition se produit au temps  $t_{\text{ST}} = R_{\text{ST}}/v_s$  tel que la vitesse du choc vérifie :

$$\frac{1}{2}M_{\text{ej}}\left(\frac{v_s}{4}\right)^2 = E_{\text{SN}} \quad \Leftrightarrow \quad v_s \propto \left(\frac{E_{\text{SN}}}{M_{\text{ej}}}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.2)$$

tandis que le rayon  $R_{\text{ST}}$  s'obtient avec :

$$\frac{4\pi}{3}n_0R_{\text{ST}}^3 = M_{\text{ej}} \quad \Leftrightarrow \quad R_{\text{ST}} \propto \left(\frac{M_{\text{ej}}}{n_0}\right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.3)$$

où  $n_0$  est la densité environnante. Le temps d'entrée en phase de Sedov-Taylor peut alors s'exprimer sous la forme suivante :

$$t_{\text{ST}} \approx 50 \left(\frac{M_{\text{ej}}}{M_{\odot}}\right)^{\frac{5}{6}} \left(\frac{E_{\text{SN}}}{10^{51} \text{ erg}}\right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{n_0}{\text{cm}^{-3}}\right)^{-\frac{1}{3}} \text{ ans} \quad (2.4)$$

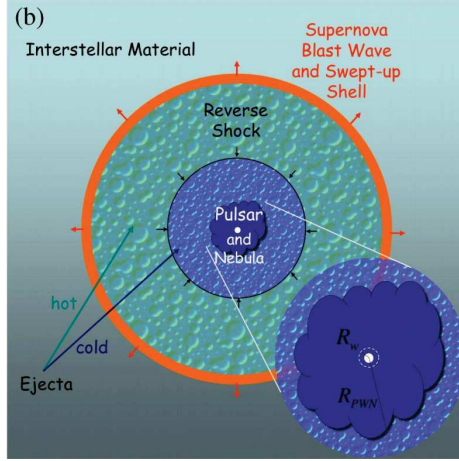


FIGURE 2.1 – Représentation schématique d'un CC-SNR en phase de Sedov-Taylor s'étendant dans l'ISM, avec en son sein un pulsar et sa nébuleuse. Figure extraite de [Gaensler & Slane \(2006\)](#).

Pour des valeurs typiques de  $M_{ej}$ ,  $E_{SN}$  et  $n_0$ , la phase de Sedov-Taylor commence quelques centaines d'années après l'explosion.

### 2.1.2 Phase de Sedov-Taylor

Lorsque la masse des éjectas devient inférieure à la masse de l'ISM balayée, la pression qu'exerce le milieu environnant n'est plus négligeable par rapport à la pression dynamique du SNR et la vitesse du choc diminue. Un choc en retour apparaît et traverse d'abord les couches externes des éjectas avec une vitesse faible. Le passage de ce choc chauffe les éjectas (jusqu'ici non choqués) jusqu'à  $\sim 10^7$  K, entraînant l'apparition d'émission X thermique. Cette phase, dite de Sedov-Taylor, se produit également de manière adiabatique, les pertes par rayonnement n'influent pas sur la dynamique du SNR. La Figure 2.1 illustre un schéma d'un CC-SNR en phase de Sedov-Taylor s'étendant dans l'ISM, dans l'approximation d'un système symétrique. La symétrie du système est directement liée à l'homogénéité de la densité du milieu environnant : la vitesse du choc principal (et l'apparition du choc en retour) sera plus lente (respectivement plus rapide) dans les parties du SNR évoluant dans un milieu de densité plus importante.

L'évolution dynamique d'un SNR peut être décrite par un modèle similaire à celui d'une bombe atomique, formulé pour la première fois par [Sedov \(1959\)](#). Le calcul analytique détaillé des paramètres physiques d'un SNR en phase de Sedov-Taylor peut également se trouver dans [Cox & Franco \(1981\)](#). Au début de cette phase, le rayon du SNR s'écrit  $R_s \propto t^m$ , avec  $m \sim 4/7-4/5$  pour les SNRs de type Ia et  $m \sim 8/9$  pour les CC-SNRs. L'arrivée du choc en retour dans les régions internes du SNR représente le stade avancé de la phase de Sedov-Taylor pour lequel  $m \sim 2/5$ . Le rayon du SNR ( $R_s$ ), son âge ( $t$ ) et l'énergie de l'explosion de la supernova ( $E_{SN}$ ) sont directement reliés par la relation :

$$R_s = \xi \left( \frac{E_{SN}}{n_0} \right)^{\frac{1}{5}} \times t^{\frac{2}{5}} \quad \text{avec} \quad \xi = 1.15 \quad (2.5)$$

et la vitesse du choc principal s'écrit :

$$v_s \propto t^{-\frac{3}{5}} \quad (2.6)$$

Entre le choc principal et le choc en retour existe un choc terminal où se produisent des instabilités, dites de Rayleigh-Taylor, traçant le degré de turbulences magnétiques. Ces instabilités sont d'ailleurs

visibles dans la Figure 1.5, entourant la nébuleuse du Crabe. Alors que la vitesse du choc principal décélère, la température en aval du choc diminue progressivement  $T \propto t^{-6/5}$ .

C'est durant la phase de Sedov-Taylor, qui s'étend sur quelques dizaines de milliers d'années, que les SNRs rayonnent le plus sur l'intégralité du spectre électromagnétique et c'est donc durant cette phase qu'ils sont les plus faciles à étudier.

### 2.1.3 Phase radiative

Lorsque la vitesse du choc a décéléré jusqu'à  $\sim 200 \text{ km s}^{-1}$ , les pertes d'énergie par rayonnement ne sont plus négligeables et le SNR entre en phase radiative. La température en aval du choc est de  $T \sim 10^6 \text{ K}$  et diminue progressivement jusqu'à  $\sim 10^4 \text{ K}$ . À cette température, le gaz ionisé par le passage de l'onde de choc se recombine avec les électrons libres pour former une coquille dense et froide. Ce refroidissement donne lieu à des raies de recombinaison, visibles en optique (principalement  $H\alpha$ ) et en UV, et favorise également la transition de raies interdites ([O III], [O I], [N II] ou encore [S II]). L'énergie cinétique restante du SNR est principalement transformée en rayonnement et la vitesse du choc principal diminue considérablement. Lorsque la pression en aval du choc devient similaire à celle du milieu interstellaire, le SNR finit par s'estomper jusqu'à disparaître totalement dans l'ISM. Le temps caractéristique d'entrée en phase radiative est donné par la relation :

$$t_{\text{tr}} \approx 2.9 \times 10^4 E_{\text{SN}}^{4/17} n_0^{-9/17} \text{ ans} \quad (2.7)$$

L'entrée en phase radiative peut se produire de manière anticipée si le milieu dans lequel s'étend le SNR est très dense. Au sein d'un même SNR, des régions peuvent être en phase radiative alors que d'autres ne le sont pas, si le milieu environnant est très inhomogène et constitué de nuages denses. Dans ce cas, la pression magnétique exercée par les nuages ( $\propto \frac{B^2}{8\pi}$ ) sur le SNR augmente considérablement le rayonnement synchrotron. C'est pourquoi, les SNRs en phase radiative ou interagissant avec des nuages moléculaires denses émettent fortement en radio, comme les SNRs IC 443 et W44. Une étude détaillée des SNRs en phase radiative peut se trouver dans Cioffi et al. (1988).

## 2.2 Vestiges de supernova composites

Les vestiges de supernova composites concernent les CC-SNRs, dans lesquels une PWN évolue à l'intérieur d'un SNR. Durant la première phase de la vie du SNR, la PWN s'étend au sein des éjectas non choqués et froids (dû à l'expansion adiabatique) du SNR. Les éjectas froids se trouvent dans les régions internes du SNR et n'ont pas encore été atteints par le choc en retour. Un choc terminal se crée, où la pression dynamique de la PWN ( $P_{\text{PWN}}$ ) est égale à la pression interne du SNR, et ré-accélère les particules jusqu'à des énergies ultra-relativistes. Le rayon de ce choc terminal (TS, *Termination Shock*) s'écrit (Gaensler & Slane, 2006) :

$$R_{\text{TS}} = \left( \frac{\dot{E}}{4\pi c P_{\text{PWN}}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.8)$$

Les régions externes de la PWN sont confinées dans les éjectas du SNR qui, à ce stade, s'étendent librement dans l'ISM. Puisque la vitesse du son dans les éjectas est plus faible que celle de la PWN, la PWN s'étend de manière supersonique au sein des éjectas. Le rayon de la PWN ( $R_{\text{PWN}}$ ) varie avec celui du SNR ( $R_{\text{SNR}}$ ) tel que :

$$R_{\text{PWN}}(t) = C \left( \frac{\dot{E}_0 t}{E_0} \right)^{\frac{1}{5}} R_{\text{SNR}}(t) \propto t^{\frac{6}{5}} \quad (2.9)$$

où  $C$  est une constante dont la valeur est proche de 1, tandis que  $R_{\text{PWN}}(t) \propto t^{\frac{11}{15}}$  durant la phase de Sedov-Taylor (van der Swaluw et al., 2004). L’arrivée du choc en retour sur la PWN va compresser cette dernière, amenant à une augmentation du champ magnétique et du rayonnement synchrotron sous-jacent. Dans le cas idéal où le pulsar est situé au centre du SNR, le choc en retour entrera en collision plus rapidement avec la PWN du côté où la densité de l’ISM est plus élevée. Toutefois, l’asymétrie de l’explosion fournit généralement au pulsar une vitesse initiale de  $\sim 400\text{--}500 \text{ km s}^{-1}$  (Lyne & Lorimer, 1995), le déplaçant du centre géométrique du SNR et rendant la morphologie de la PWN plus complexe. La PWN se décompose alors en deux parties : une partie principale, proche du pulsar où les particules sont encore fraîchement injectées, et une partie dite “relique”, contenant les électrons les plus âgés et les moins énergétiques du système qui se sont déjà refroidis. Ces deux effets combinés (interaction asymétrique avec le choc en retour et mouvement propre du pulsar) résultent en des PWNe dont les morphologies peuvent être très complexes et variées. Des simulations hydrodynamiques du vestige de supernova composite G327.1–1.1 (dont l’image en radio et en rayons X a été montrée en Figure 1.4) sont présentées en Figure 2.2 (gauche), à différents temps donnés. Ces simulations illustrent la complexité de l’interaction entre la PWN avec le choc en retour, résultant en une morphologie déformée, d’autant plus altérée par le mouvement propre du pulsar. La distribution spatiale des électrons en fonction de leur âge au sein de la PWN est également présentée en Figure 2.2 (droite), illustrant le cas des PWNe reliques. Ces deux simulations sont extraites de Temim et al. (2015).

Cette première interaction entre la PWN et le choc en retour marque la fin de l’expansion rapide de la PWN. Lors de l’interaction, la PWN subit une compression adiabatique, qui augmente le champ magnétique et donc le rayonnement synchrotron sous-jacent. Des réverbérations multiples compressent puis décompressent la PWN (lorsque la pression de la PWN devient supérieure à celle des parties internes du SNR), toujours de manière adiabatique. Gelfand et al. (2009) ont montré, par des simulations hydrodynamiques, que cette série de contractions/ré-expansions de la PWN se produit jusqu’à ce que le SNR entre en phase radiative. L’évolution en fonction du temps des rayons de chaque sous-système est donnée en Figure 2.3. Durant la phase d’expansion rapide, le rayon de la PWN augmente, tout comme celui du SNR, avant de diminuer subitement (première interaction avec le choc en retour). Cela entraîne une augmentation importante de la pression dans la PWN qui amène le système à se dilater (ré-expansion) et ainsi de suite, jusqu’à supprimer le mouvement supersonique de la PWN au sein des éjectas. Lors de ces phases de compression, le pulsar pourra également se trouver en dehors de la nébuleuse s’il est animé d’un mouvement propre et s’il se situe proche des bords de la PWN.

Puisque la vitesse d’expansion de la PWN diminue progressivement au gré des réverbérations, la nébuleuse finit par s’étendre de manière subsonique dans les éjectas choqués (et chauds) du SNR et un équilibre de pression s’installe entre les deux systèmes.

## 2.3 Spectres des particules accélérées dans les SNRs

Nos connaissances actuelles sur les SNRs ne permettent pas de répondre précisément à certaines questions en ce qui concerne le mécanisme d’accélération. En particulier, l’énergie maximale atteinte par les particules et la manière dont elles s’échappent de leur site d’accélération ne sont pas encore connues. Les ingrédients essentiels en ce qui concerne le spectre des particules accélérées dans les SNRs sont donnés ci-dessous.

Le spectre des protons est généralement décrit par une loi de puissance (c.f. Section 1.1.2 sur la DSA) avec une coupure exponentielle, définissant l’énergie maximale à laquelle ces particules sont

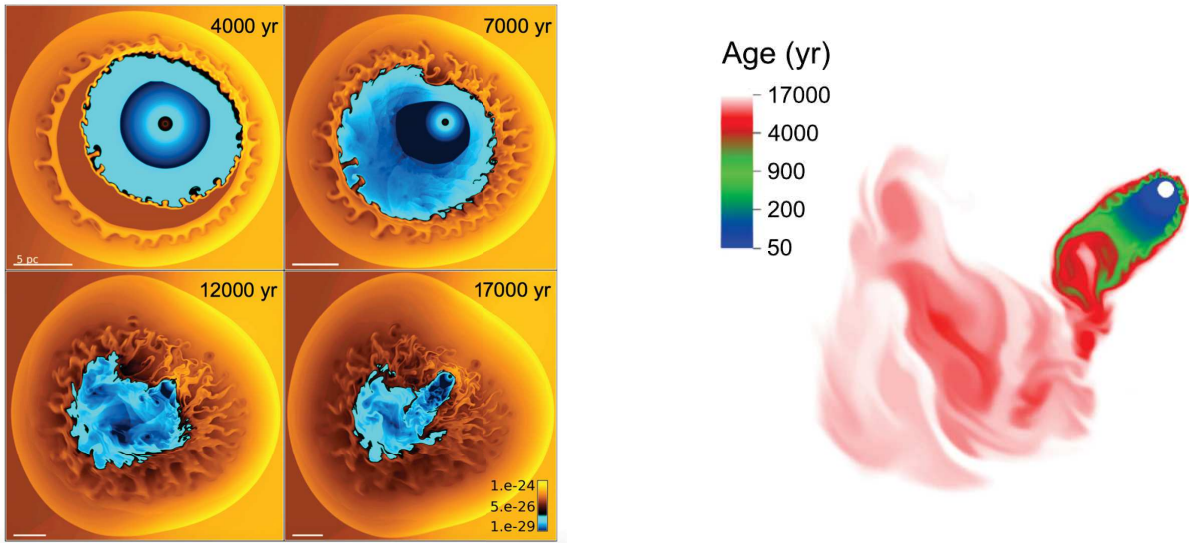


FIGURE 2.2 – (*Gauche*) Simulations hydrodynamiques du vestige de supernova composite G327.1–1.1 illustrant l’interaction du choc en retour et de la PWN en fonction du temps. Les cartes sont en densité et le pulsar se déplace vers le Nord Ouest du SNR. Après 12000 ans, l’interaction entre la PWN et le choc en retour a complètement déformé la morphologie symétrique de cette dernière et la partie relique de la PWN apparaît. (*Droite*) Répartition spatiale des particules en fonction de leur âge. Le pulsar est représenté par un cercle blanc et se dirige vers le Nord Ouest. La partie relique de la PWN contient les électrons les plus âgés, tandis que ceux proches du pulsar ont été récemment injectés. Figures extraites de [Temim et al. \(2015\)](#).

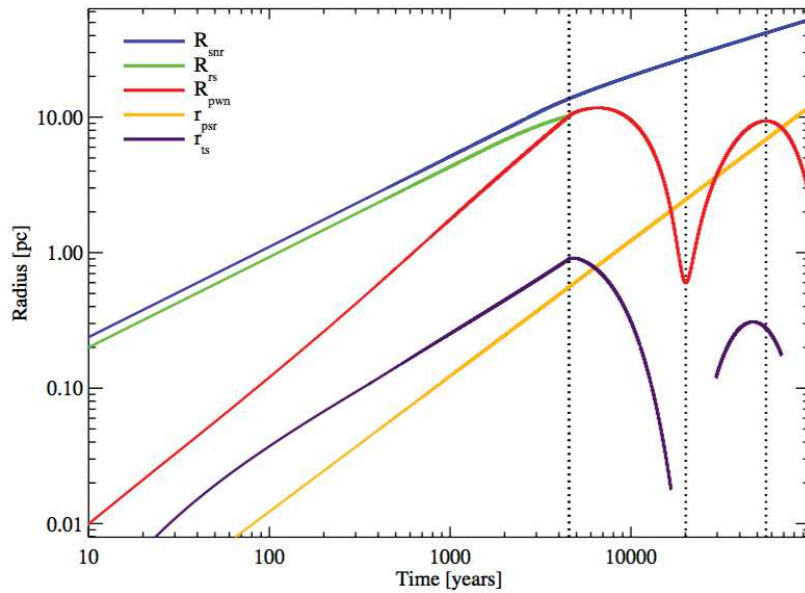


FIGURE 2.3 – Évolution en fonction du temps du rayon du SNR (bleu), du choc en retour (vert), de la PWN (rouge), du choc terminal dans la PWN (violet) et du pulsar (orange). Les deux premières lignes pointillées délimitent la première phase de compression par le choc en retour ( $R_{\text{pwn}}$  et  $r_{\text{ts}}$  diminuent), les deuxième et troisième lignes pointillées correspondent respectivement à la période de ré-expansion et à celle d’une nouvelle phase de compression. Lors de la compression, le pulsar peut se retrouver à l’extérieur de la PWN (courbe orange à  $t \sim 20000$  ans), auquel cas le choc terminal n’existe plus (courbe violette). Figure extraite de [Gelfand et al. \(2009\)](#)

accélérées :

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma_p} \exp \left( - \frac{E}{E_{\max}} \right) \quad (2.10)$$

L'accélération des protons n'étant pas limitée par les pertes radiatives (puisqu'elles sont négligeables), l'énergie maximale est limitée par l'âge, la taille du SNR ou le temps d'échappement et nous avons :

$$E_{\max}(t) = \min(E_{\text{age}}, E_{\text{size}}, E_{\text{escape}}) \quad (2.11)$$

Le temps d'accélération s'écrit (Parizot et al., 2006) :

$$\tau_{\text{acc}} \approx 30.6 \frac{3r^2}{16(r-1)} \times k_0(E) \times \left( \frac{E}{1 \text{ TeV}} \right) \left( \frac{B}{100 \mu\text{G}} \right)^{-1} \left( \frac{v_{\text{sh}}}{10^3 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-2} \text{ ans} \quad (2.12)$$

où  $k_0$  correspond au rapport entre la densité d'énergie du champ magnétique total et celle du champ magnétique turbulent ( $B_0^2/B_{\text{turb}}^2$ ). Pour de jeunes SNRs,  $k_0 \sim 1$  tandis que pour des systèmes plus âgés,  $k_0 \gg 1$ . L'énergie maximale des protons, limitée par l'âge, s'obtient en égalisant  $t_{\text{age}} = \tau_{\text{acc}}$  :

$$E_{\max(\text{age})} = \frac{t_{\text{age}}}{30.6 \times k_0(E)} \left( \frac{B}{100 \mu\text{G}} \right) \left( \frac{v_{\text{sh}}}{10^3 \text{ km s}^{-1}} \right)^2 \text{ TeV} \quad (2.13)$$

avec  $r = 4$ . Pour des noyaux de numéro atomique  $Z$ , l'énergie maximale vaut  $ZE_{\max}$ .

Le spectre des électrons est représenté par une loi de puissance brisée dont la cassure, définissant un changement d'indice spectral, est due au refroidissement synchrotron et se situe à l'énergie  $E_b$ . Si l'indice spectral avant la coupure est  $\Gamma_e$ , celui après l'énergie de coupure  $E_b$  est  $\Gamma_e + 1$  dans le cas d'un champ magnétique constant. Lorsque le temps de refroidissement synchrotron est égal à l'âge du système ( $t_{\text{age}} = \tau_{\text{sync}}$ ), les électrons souffrent de pertes par rayonnement au-delà de l'énergie  $E_b$  telle que :

$$E_b = 1.25 \times 10^3 \left( \frac{1 \text{ an}}{t_{\text{age}}} \right) \left( \frac{B_d}{100 \mu\text{G}} \right)^{-2} \text{ TeV} \quad (2.14)$$

où  $B_d$  est le champ magnétique en aval du choc. Sous l'hypothèse d'un champ magnétique isotrope en amont du choc ( $B_u$ ), nous avons :  $B_d = \sqrt{1 + 2r^2/3} B_u \approx 0.83r B_u$ . Pour  $r = 4$ , le champ magnétique en aval vaut donc  $B_d \approx 3.32 B_u$ . L'énergie maximale des électrons peut être soit limitée par l'âge du SNR soit par les pertes synchrotron et se calcule en égalisant  $\tau_{\text{acc}} = \min(t_{\text{age}}, \tau_{\text{sync}})$ . Si l'accélération est limitée par le refroidissement, l'énergie maximale que peuvent atteindre les électrons s'écrit :

$$E_{\max(\text{sync})} \approx \sqrt{\frac{41}{k_0(E)} \left( \frac{B}{100 \mu\text{G}} \right) \times \left( \frac{v_s}{10^3 \text{ km s}^{-1}} \right)} \text{ TeV} \quad (2.15)$$

Pour les électrons nous avons donc  $E_{\max(\text{sync})} \leq E_{\max(\text{age})}$  et l'énergie maximale des protons sera toujours supérieure ou égale à celle des électrons, puisqu'ils ne souffrent pas de pertes synchrotron.

L'énergie totale injectée dans les protons est  $W_p = \iint E \frac{dN}{dE} dE dt = \xi_{\text{CR}} E_{\text{SN}}$ ,  $\xi_{\text{CR}}$  étant la fraction d'énergie cinétique transmise de la supernova aux particules. L'énergie totale injectée dans les électrons est  $W_e = K_{e-p} W_p$ , où  $K_{e-p}$  est le rapport d'électrons sur protons vérifiant, pour des particules de même spectre :

$$K_{e-p} = \frac{N_{0,e}}{N_{0,p}} \left( \frac{E_{0,p}}{E_{0,e}} \right)^{-\Gamma} \quad (2.16)$$

À titre d'illustration, la Figure 2.4 montre un spectre typique de particules accélérées (électrons et protons) dans les SNRs, ainsi que l'émission résultante sur toute la bande en énergie (de la radio aux rayons  $\gamma$ ).

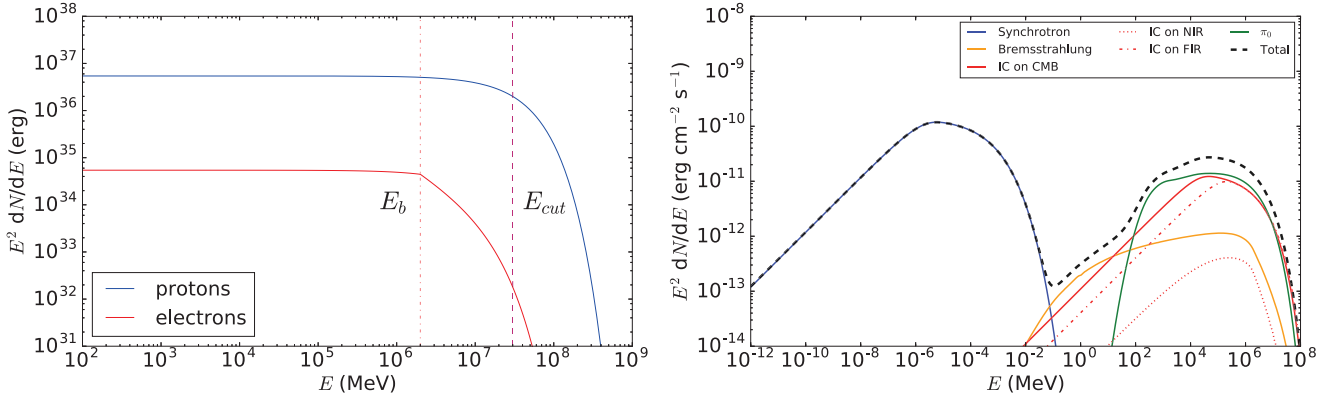


FIGURE 2.4 – (*Gauche*) Spectres des électrons et des protons accélérés dans les SNRs pour  $W_p(E > 1 \text{ MeV}) = 1 \times 10^{50} \text{ erg}$  (10% de  $E_{\text{SN}}$ ),  $K_{e-p} = 0.01$  et une distance de 1 kpc. L'énergie de coupure définit l'énergie maximale que peuvent atteindre les particules ( $E_{\text{max,e}} = E_{\text{max,p}} = 30 \text{ TeV}$ ) et l'énergie de cassure, dans le spectre des électrons, est due au refroidissement synchrotron ( $E_b = 2 \text{ TeV}$ ). (*Droite*) Spectre résultant des photons sur toute la bande en énergie. Les champs de photons cibles pour la diffusion Compton inverse sont le CMB ( $T = 2.71 \text{ K}$ ,  $\epsilon = 0.26 \text{ eV cm}^{-3}$ ), et ceux de l'infrarouge proche et lointain ( $T_{\text{NIR}} = 3000 \text{ K}$  et  $T_{\text{FIR}} = 20 \text{ K}$ , avec la même densité d'énergie que le CMB). La courbe noire pointillée représente la somme de toutes les contributions. Les processus d'émission ont été modélisés avec l'outil *naima* (Zabalza, 2015) et les valeurs des paramètres physiques sont arbitraires.

## 2.4 Contraintes observationnelles

### 2.4.1 Radio

La radio trace le rayonnement synchrotron et permet donc de sonder l'émission non-thermique directement liée à la distribution du champ magnétique et à la population d'électrons accélérés jusqu'à quelques dizaines de GeV<sup>1</sup>. Grâce à la très bonne résolution angulaire dont jouissent les instruments en radio, ce domaine a surtout permis la découverte et la classification de nombreux SNRs (comme coquille ou composite). Avec plus de 350 SNRs catalogués dans la Galaxie et presque 1200 d'origine extragalactique, leur nombre n'a cessé de croître grâce au développement de cette discipline. À titre d'exemple, 53 SNRs sont répertoriés dans le Grand nuage de Magellan (situé à 50 kpc), 156 dans la galaxie M31 (0.79 Mpc) et 217 dans M33 (0.84 Mpc). Un aperçu de nos connaissances actuelles sur les SNRs Galactiques et extragalactiques est donné dans Long (2017). Les SNRs Galactiques sont répertoriés dans le catalogue de Green (Green, 2017) qui reporte leur flux à 1 GHz ainsi que leur indice spectral, lorsqu'ils ont été estimés. Il est important de garder à l'esprit que les SNRs connus à ce jour ne représentent qu'un tiers du nombre théorique attendu. Cette différence provient probablement de la sensibilité des instruments actuels et de la confusion très forte dans le plan Galactique entre les SNRs et les régions H II.

La distribution spectrale en énergie du rayonnement synchrotron s'écrit  $S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ , où  $\nu$  est la fréquence et  $\alpha$  l'indice spectral des photons, directement relié à celui des électrons  $p$  par la relation  $\alpha = \frac{(p-1)}{2}$ . La moyenne des indices spectraux en radio mesurés pour les SNRs est de  $\sim 0.5$ , impliquant un indice spectral pour les électrons proche de 2. Pour les PWNe, l'indice spectral moyen observé est plus petit  $\alpha \sim 0-0.3$ , impliquant un spectre plus dur pour les électrons accélérés  $p \sim 1-1.5$  (Green, 2017).

Les régions H II représentent une source majeure de confusion entre l'ISM ionisé et de véritables

1. L'émission radio dispose aussi d'une composante thermique due au Bremsstrahlung des électrons.

sources astrophysiques. Leur spectre radio est thermique et implique donc un indice spectral  $\alpha$  positif ou proche de 0, et peut parfois être compatible avec ceux mesurés des PWNe. Leur morphologie est cependant différente et très similaire à celle des SNRs, sous forme d’une coquille, tandis que la morphologie des PWNe est plus piquée avec une émission plus dense au coeur de la nébuleuse.

La brillance de surface en radio ( $\Sigma$ ) permet également d’estimer la distance de la source, élément essentiel pour en déterminer l’âge et donc le stade d’évolution dans lequel elle se trouve. Cette estimation se base sur une relation empirique ( $\Sigma - D$ ,  $D$  étant le diamètre de la source en pc) et est à considérer avec précaution au vu de la dispersion relativement importante (Case & Bhattacharya, 1998). La distance peut également être estimée grâce à l’étude des spectres en émission et en absorption du CO et du HI (Leahy & Tian, 2010).

### 2.4.2 Infrarouge

Les grains de poussière du milieu interstellaire, chauffés par collisions avec le gaz chaud choqué par les SNRs, émettent du rayonnement infrarouge en se désexcitant. Ce rayonnement est donc révélateur de l’environnement dans lequel le SNR a évolué. Puisque les CC-SNRs produisent de grandes quantités de carbone et d’autres éléments condensables, des auteurs ont avancé l’idée que ces objets pourraient également produire de la poussière. Cependant, cette supposition dépend de nombreuses incertitudes, telles que les conditions environnementales (température du gaz, densité, etc.), et surtout du degré auquel les chocs produits par les SNRs détruisent les poussières. Rho et al. (2009) ont rapporté la présence de poussières dans plusieurs SNRs, spatialement corrélées avec les éjectas, mais la quantité estimée reste bien inférieure aux prédictions théoriques. Des observations du vestige de supernova SN 1987A, situé dans le Grand Nuage de Magellan, mettent en évidence la présence de poussière froide ( $T \sim 17-23$  K et de masse  $M \sim 0.4-0.7 M_{\odot}$ ), et suggèrent qu’elle a été créée dans les éjectas du SNR (Matsuura et al., 2011). De plus récents travaux cherchent à comprendre si les SNRs sont plus à même de créer ou de détruire les poussières (Williams & Temim, 2017; Micelotta et al., 2018). De ce fait, la question de savoir si (et en quelle quantité) les SNRs peuvent former des poussières, et à quel degré le choc en retour peut les détruire, est encore débattue.

Les données infrarouge permettent également de séparer les régions HII des sources qui pourraient être des candidats SNRs. La détection d’une émission à  $\sim 20 \mu\text{m}$ , entourée d’une émission à  $\sim 10 \mu\text{m}$ , est une signature directe de la présence d’hydrogène ionisé. Les instruments WISE et *Spitzer* ont détecté de l’émission des régions HII dans l’infrarouge moyen, dont l’intensité est nettement supérieure (jusqu’à deux ordres de grandeur) à celle de l’émission continue en radio à 20 cm, ce qui les rend clairement identifiables. Anderson et al. (2017) ont combiné les données de WISE, *Spitzer* (GLIMPSE à  $8 \mu\text{m}$  et MIPS GAL à  $24 \mu\text{m}$ ) ainsi que les données du THOR (de 1 à 1.8 GHz) et du VGPS (1.4 GHz) afin d’identifier de nouveaux candidats SNRs Galactiques. Ainsi, 76 SNRs ont été trouvés, parmi lesquels 52 sont répertoriés dans le catalogue de Green.

### 2.4.3 Optique

Bien que le rayonnement synchrotron ait une composante optique, cette partie du spectre n’est pas exploitée. En revanche, la détection de raies optiques provenant de l’interaction entre le SNR et son milieu environnant apporte des informations cruciales.

La raie H $\alpha$  provient de la désexcitation de l’électron d’un atome d’hydrogène passant du niveau  $n = 3$  à  $n = 2$  (série de Balmer) et se situe à  $\lambda = 656.3$  nm. L’émission comporte deux composantes : une raie mince et une raie large. La raie mince provient de l’excitation des neutres en amont du choc par le rayonnement UV qui émettent du H $\alpha$  en se désexcitant. Lorsque le choc arrive sur le milieu



partiellement ionisé, un échange de charge se produit entre les protons rapides et les neutres froids en aval, créant ainsi des neutres rapides qui se désexcitent à leur tour également. L'élargissement de la raie dû à l'effet Doppler produit une composante large, qui est directement reliée à la température des protons accélérés et donc à la vitesse du choc. Ces raies sont observées dans certaines régions, appelées *Balmer-dominated*, en interaction avec un nuage neutre dense telles que dans les SNRs Tycho, RCW 86 ou encore dans Cygnus Loop (Ghavamian et al., 2001). Deux mesures successives séparées de quelques années permettent également de remonter à la vitesse propre du choc. Une revue précise sur les chocs dominés par les raies de Balmer peut se trouver dans Heng (2010).

En plus d'être révélateur de l'environnement dans lequel le SNR évolue grâce à l'observation de la raie  $H\alpha$ , le domaine optique permet de confirmer l'entrée en phase radiative par la présence d'autres composantes. Tout SNR en phase radiative rayonnera du  $H\alpha$  mais un SNR émettant du  $H\alpha$  ne sera pas forcément radiatif. En revanche, le refroidissement de la coquille en phase radiative favorise l'apparition de raies interdites comme celle de  $[S II]$  à 671.6 nm ou encore de  $[N II]$  à 654.8 nm. Le rapport de l'émission de ces composantes sur l'émission  $H\alpha$  permet de savoir si le SNR est en phase radiative. De plus, le soufre est un facteur discriminant en ce qui concerne la séparation des candidats SNRs et des régions H II. D'une manière générale, les SNRs sont caractérisés par un rapport  $[S II]/H\alpha > 0.4$  tandis que celui des régions d'hydrogène ionisé est de  $[S II]/H\alpha \sim 0.1$  (Mathewson & Clarke, 1973).

#### 2.4.4 Rayons X

Les rayons X tracent l'émission non-thermique des électrons (rayonnement synchrotron) et également l'émission thermique du gaz (éjecta, ISM) choqué qui permet de contraindre les propriétés physiques d'un SNR et parfois même le type de progéniteur ayant engendré le vestige.

Les SNRs de type Ia montrent la présence de raies de fer, de nickel, de chrome ou encore de manganèse alors que les CC-SNRs contiennent des éléments dits intermédiaires comme l'oxygène, le néon, le magnésium ou le silicium. Grâce à la spectroscopie en rayons X, il est devenu possible de remonter au progéniteur du SNR. La Figure 2.5 présente le spectre thermique obtenu dans le SNR Tycho (type Ia) avec les données *XMM-Newton*.

La nature des progéniteurs des SNRs de type Ia (naine blanche—étoile ou naine blanche—naine blanche) peut également être connue en fonction des abondances de nickel ou de manganèse, comme dans le SNR 3C 397 pour lequel un scénario naine blanche—étoile est favorisé par l'émission significative de ces raies (Yamaguchi et al., 2015). De plus, les SNRs de type Ia semblent dotés d'une morphologie plus circulaire que les CC-SNRs (Lopez et al., 2011).

L'étude de l'émission X thermique permet également de dériver certaines propriétés physiques d'un SNR. Dans le cas d'un équilibre de température entre les électrons et les protons ( $T_e \sim T_p$ ), la mesure de la température des électrons permet de remonter directement à la vitesse du choc grâce à la relation :

$$T_p = \frac{3}{16} \frac{\mu m_p}{k} v_s^2 \simeq 1.2 \left( \frac{v_s}{1000 \text{ km s}^{-1}} \right)^2 \text{ keV} \quad (2.17)$$

où  $k$  est la constante de Boltzmann,  $\mu$  la masse moyenne par particule du gaz et  $m_p$  la masse du proton. Les raies X thermiques fournissent également une indication sur la densité environnante du SNR. Puisque la plupart des instruments en rayons X souffrent d'un champ de vue limité, l'estimation de la densité de l'ISM est de surcroît souvent dérivée dans une petite partie du SNR et peut ne pas être représentative de la totalité du milieu environnant. Si le SNR est de plus en phase de Sedov-Taylor (comme la plupart des objets connus à ce jour), la connaissance de la vitesse

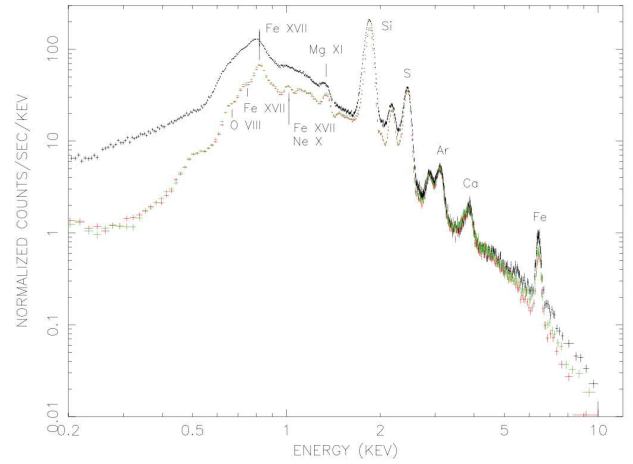
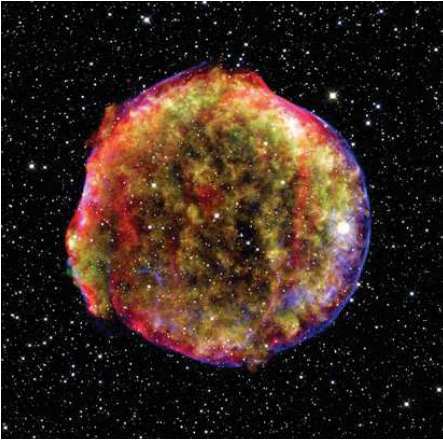


FIGURE 2.5 – (Gauche) Image combinée en rayons X (*Chandra*), infrarouge (*Spitzer*) et optique du SNR historique Tycho (1572). L'émission X thermique apparaît en vert et jaune, tandis que l'émission X non-thermique est représentée en bleu, définissant le choc du SNR. L'émission infrarouge ( $24 \mu\text{m}$ ) apparaît en rouge (crédits : NASA/CXC/SAO, NASA/JPL-Caltech, O.Krause et al.). (Droite) Raies d'émission thermique en rayons X observées dans le SNR Tycho avec les données *XMM-Newton* (détecteurs MOS1/MOS2 en vert/rouge et PN en noir). Figure extraite de [Decourchelle et al. \(2001\)](#)

et de la distance de l'objet permet de remonter à son âge et ainsi de pouvoir en déduire l'énergie cinétique libérée par la supernova grâce à l'équation 2.5.

Des filaments non-thermiques X ont également été détectés dans certains SNRs et apportent des informations cruciales sur les conditions de turbulence et sur l'amplification du champ magnétique. Les champs magnétiques en aval du choc ont été estimés à plus de  $200 \mu\text{G}$  dans les SNRs Tycho, Kepler ou encore Cassiopeia A ([Parizot et al., 2006](#)). La détection de ces filaments a donc confirmé l'aspect non-linéaire de la DSA, où l'amplification du champ magnétique est bien plus élevée que celle prédite par la théorie linéaire. [Acero et al. \(2017c\)](#) ont calculé la vitesse propre du SNR RXJ 1713.7–3946 à partir des filaments détectés dans la région Sud Est du SNR et observés à des temps différents. Cette mesure de vitesse a permis d'estimer l'âge du vestige entre  $\sim 2300$  et  $1800$  ans, selon que le SNR s'étend respectivement dans un profil de vent stellaire ou dans un milieu uniforme.

### 2.4.5 Rayons $\gamma$

Les observations  $\gamma$  permettent d'inférer la population de particules accélérées au sein d'un SNR puisqu'à ces énergies, l'indice spectral des photons observé est plus dur ( $\Gamma < 2$ ) pour des processus leptoniques alors qu'il est généralement plus mou ( $\Gamma > 2$ ) pour des processus hadroniques. L'observation directe de la bosse du  $\pi_0$  ( $\sim 70 \text{ MeV}$ ) fournit une preuve irrévocable de la présence de protons accélérés au choc mais est difficilement accessible avec les données du *Fermi-LAT*, souffrant d'une médiocre résolution angulaire à cette énergie là. Cependant, cette apparition drastique de l'émission a des caractéristiques reconnaissables aux alentours de la centaine de MeV, et a été mise en évidence pour deux SNRs en interaction avec des nuages moléculaires : IC 443 et W44 ([Ackermann et al., 2013](#)), comme illustré en Figure 2.6. L'étude de plusieurs SNRs en interaction avec des nuages moléculaires a également permis de révéler la présence d'une cassure dans le spectre des protons, aux alentours du GeV et de la centaine de GeV, pouvant provenir des collisions ions–neutres qui amortissent les ondes d'Alfvén ([Malkov et al., 2011](#); [Tang & Chevalier, 2014](#)).

La grande question des SNRs à ce jour non résolue reste celle de l'accélération des CRs jusqu'à

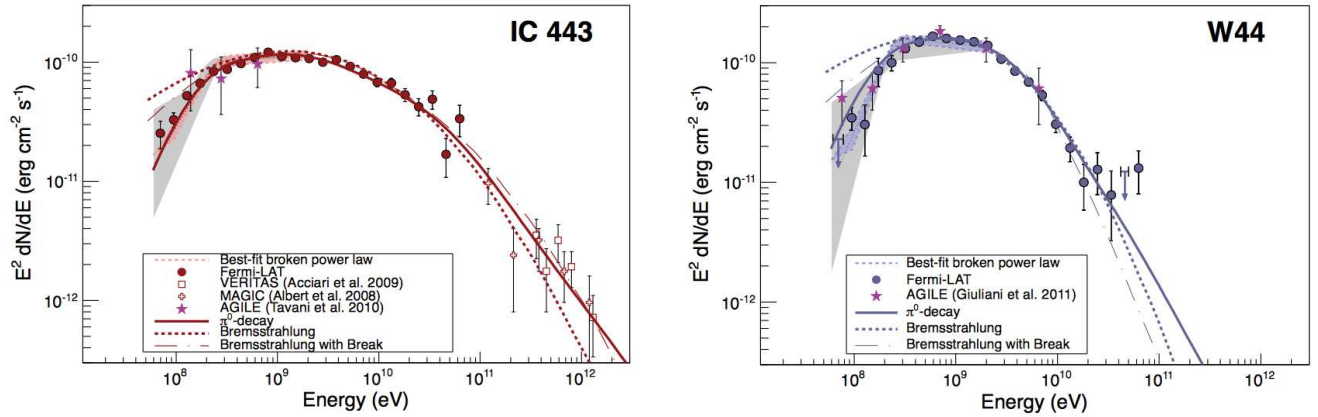


FIGURE 2.6 – Spectres mesurés par le *Fermi*-LAT pour deux SNRs en interaction avec des nuages moléculaires : IC 443 et W44. La chute de l’émission à  $\sim 100$  MeV indique la présence de la bosse du  $\pi_0$ , caractéristique de protons accélérés. Figures extraites de [Ackermann et al. \(2013\)](#).

$10^{17}$  eV, ou tout du moins, jusqu’au *genou* ( $10^{15}$  eV). Ce type d’accélérateur porte le nom de “PeVatron” pour sa capacité à accélérer des particules au-delà du PeV. Aucune étude à ce jour n’a permis de caractériser les SNRs comme des PeVatrons. Néanmoins, quelques objets restent de potentiels candidats, qui ne montrent pas de coupure dans leur spectre mais pour lesquels des limites supérieures sur le flux ont été dérivées à quelques dizaines de TeV (comme pour HESS J1641–463, [Abramowski et al., 2014](#)). Détecter des photons à des énergies de l’ordre de la centaine de TeV serait une preuve de l’accélération de protons jusqu’au genou puisqu’à ces énergies là, les électrons – dans le régime de Klein-Nishina – ne peuvent produire des photons de si hautes énergies. Dans le scénario le plus optimiste, [Cristofari et al. \(2018\)](#) ont estimé entre 0 et 10 le nombre de détections possibles de PeVatrons avec les instruments actuels, en fonction du spectre des particules accélérées, de l’énergie maximale et de la localisation dans la Galaxie. Cette estimation est réduite d’un facteur 2 en ne considérant que la couverture du ciel observée par les télescopes H.E.S.S. La réponse sur l’origine des CRs Galactiques représente le grand défi de CTA, la prochaine génération de télescopes Tcherenkov, qui disposera d’une sensibilité dix fois meilleure que celle des instruments actuels. Lorsque les réseaux de télescopes seront entièrement opérationnels, le nombre de nouveaux SNRs Galactiques détectables par CTA est estimé à  $\sim 20\text{--}70$  pour des objets similaires à RX J1713.7–3946, Vela Junior et RCW 86 ([Renaud & CTA Consortium, 2011](#)). L’augmentation du nombre de SNRs connus au TeV permettra une étude de population plus approfondie et apportera des éléments de réponse essentiels en ce qui concerne l’accélération de particules dans les SNRs.

## 2.5 Questions ouvertes sur les SNRs

Plusieurs questions restent encore à élucider en ce qui concerne l’accélération de particules dans les SNRs et concernent surtout :

- l’énergie maximale que peuvent atteindre les particules. Pour savoir si les SNRs peuvent expliquer l’intégralité, ou la majeure partie, du spectre des CRs Galactiques, il faudrait pouvoir détecter des flux en  $\gamma$  un ordre de grandeur en dessous de la limite instrumentale actuelle ([Cristofari et al., 2018](#))
- le mécanisme d’échappement des particules au choc durant les premières phases de la vie d’un SNR, encore à ce jour mal compris ([Bell et al., 2013](#))

- les preuves observationnelles de protons accélérés. Si le rayonnement cosmique est constitué à 90% de protons, les preuves observationnelles sont loin d'être satisfaisantes puisque la plupart des observations sur les SNRs favorisent la présence d'électrons, qui ne représentent que 1% des CRs
- la fraction d'énergie cinétique de la supernova  $E_{\text{SN}}$  transmise aux CRs. Il est généralement admis que 10% de  $E_{\text{SN}}$  suffirait à maintenir la densité d'énergie des CRs (Strong et al., 2010). Cependant, plusieurs spectres nécessitent une fraction bien plus élevée pour être expliqués par des processus hadroniques (Renaud, 2009). La question de savoir si cette fraction (tout comme le  $K_{e-p}$ , estimé à 1%) peut être augmentée ou si nous manquons d'ingrédients observationnels majeurs pour pouvoir expliquer certaines observations n'est pas encore résolue.

Ces questionnements trouveront la majeure partie de leurs réponses dans le prochain réseau de télescopes Tcherenkov CTA (Acharya et al., 2013), qui permettra de sonder l'énergie maximale des particules accélérées et d'étudier finement différentes régions d'un même SNR, où des processus leptoniques et hadroniques peuvent se mélanger ou prédominer. L'amélioration des instruments en radio représenterait aussi une avancée majeure dans notre connaissance des SNRs, puisqu'elle permettrait potentiellement de combler le déficit du nombre d'objets connus dans la Galaxie face aux prédictions théoriques. La nouvelle génération de radio télescopes SKA (*Square Kilometre Array*), actuellement en construction, représentera le plus grand réseau de télescopes radio avec une résolution angulaire, une sensibilité et une vitesse de couverture sans précédent (Acero et al., 2017a).



**Deuxième partie**  
**Instruments et outils d'analyse**



# Le *Fermi Large Area Telescope*

## Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Presentation</b>	<b>43</b>
<b>3.2</b>	<b>Structure du télescope</b>	<b>44</b>
3.2.1	Le trajectographe	44
3.2.2	Le calorimètre	46
3.2.3	Le détecteur d'anti-coïncidence	46
<b>3.3</b>	<b>Traitement des données</b>	<b>47</b>
3.3.1	Systèmes embarqués	47
3.3.2	Reconstruction des événements	47
3.3.3	Améliorations avec Pass 8	48
<b>3.4</b>	<b>Fonctions de réponse de l'instrument</b>	<b>49</b>
3.4.1	Généralités	49
3.4.2	Les types d'événements dans Pass 8	49
<b>3.5</b>	<b>Analyse des données</b>	<b>51</b>
3.5.1	Sélection et préparation des données	51
3.5.2	Construction d'un modèle	52
3.5.3	Méthode du maximum de vraisemblance	53
3.5.4	Comparaison de modèles	54
3.5.5	Distribution spectrale en énergie	54
3.5.6	Précision des résultats	55

---

## 3.1 Presentation

Le satellite *Fermi*, succédant au satellite CGRO a été lancé le 11 Juin 2008 et est dédié à l'étude des photons  $\gamma$  de hautes énergies. Le satellite dispose de deux instruments, le *Gamma-ray Burst Monitor* (GBM), dédié à l'étude des sources transitoires entre 8 keV à 40 MeV, et le *Large Area Telescope* (LAT) conçu pour l'étude des sources Galactiques et extragalactiques d'énergie  $\sim 20$  MeV à plus de 300 GeV. Placé sur une orbite basse, située à  $\sim 565$  km au dessus de la Terre et inclinée de  $26.6^\circ$  par rapport au plan équatorial, le satellite voit  $\sim 20\%$  du ciel à tout moment. Une période de révolution dure 96 minutes au bout de laquelle le satellite bascule d'un angle de  $-50^\circ$  ou  $+50^\circ$  par rapport à son angle zénithal, ce qui lui permet d'observer la moitié du ciel durant chaque période



de révolution. Ce mode d’observation, appelé “mode balayage”, couvre donc l’intégralité du ciel en seulement 3 heures et est celui qui est le plus souvent utilisé. Le satellite peut également observer en mode “pointé” des sources transitoires, comme des sursauts  $\gamma$ , nécessitant un positionnement rapide sur la source, dont la position est transmise par l’alerte reçue de divers instruments (GBM, RXTE, INTEGRAL, etc.) au travers d’un réseau coordonné.

D’une manière générale, le satellite est dédié à l’observation des sources Galactiques (SNRs, PWNe, pulsars, etc.), extragalactiques (AGN), à l’étude de la répartition des poussières et du gaz dans la Galaxie et également, à la recherche des particules de matière noire qui, selon certains modèles théoriques, s’annihileraient en donnant naissance à des photons  $\gamma$  (WIMPs, *Weakly Interacting Massive Particule*).

Puisque les photons  $\gamma$  ne peuvent être déviés ou réfléchis, la technique de détection du LAT repose sur la détection des paires électron/positron créés par l’interaction du photon avec la matière. Nous nous concentrons ici sur la description du LAT, utilisé dans le cadre des travaux de cette thèse. Une description détaillée du LAT et de ses performances est donnée dans [Atwood et al. \(2009\)](#) et celle du GBM dans [Meegan et al. \(2009\)](#).

## 3.2 Structure du télescope

Le principe de détection du LAT repose sur la conversion d’un photon  $\gamma$  en paires électron/positron (notées  $e^-/e^+$ ), créés par l’interaction du photon avec la matière. Lorsqu’un photon arrive dans le télescope, il se matérialise en une paire  $e^-/e^+$  dans le trajectographe entraînant une cascade de particules chargées au sein du détecteur, dont l’énergie est mesurée dans le calorimètre. L’enregistrement de la position des différentes interactions et de l’énergie des particules déposée dans le calorimètre permet de remonter à la direction d’arrivée et à l’énergie du photon incident grâce à des simulations, appelées algorithmes de reconstruction. Ces algorithmes ont été améliorés au fil du temps, grâce à une meilleure connaissance des performances de l’instrument et de l’environnement dans lequel il opère. La première version des données se nomme Pass 6 et la dernière Pass 8 dont nous parlerons plus amplement dans la section suivante. Le télescope est également soumis aux particules chargées du rayonnement cosmique et du vent solaire (qui ne nous intéressent pas ici) et dispose donc d’un détecteur d’anti-coïncidence, qui repère le passage d’une particule chargée afin de rejeter les événements induits par celle-ci. Un schéma global du télescope est donné en Figure 3.1. Les trois principaux composants du détecteur (trajectographe, calorimètre et détecteur d’anti-coïncidence) sont détaillés ci-dessous.

### 3.2.1 Le trajectographe

Le LAT est constitué d’un réseau de  $4 \times 4$  tours indépendantes au sein desquelles se trouvent un trajectographe et un calorimètre. Le trajectographe assure la conversion d’un photon  $\gamma$  en paires  $e^-/e^+$  et permet de reconstruire la trajectoire du photon incident. Chaque trajectographe est composé de 18 plateaux contenant chacun 2 couches de détecteurs à piste en silicium (SSD, *Silicon Strip Detector*). Les 16 premiers plateaux sont dotés de plusieurs feuilles de tungstène (de numéro atomique  $Z = 74$ ), séparant les différentes couches de SSD (dont l’efficacité de détection avoisine les 99%). Cet élément lourd favorise la conversion des photons  $\gamma$  grâce à une plus grande section efficace d’interaction. Les 2 derniers plateaux ne disposent pas de feuille de tungstène puisqu’il est nécessaire qu’au moins 3 plateaux aient enregistré le passage de la cascade de particules pour assurer une qualité minimale de reconstruction.

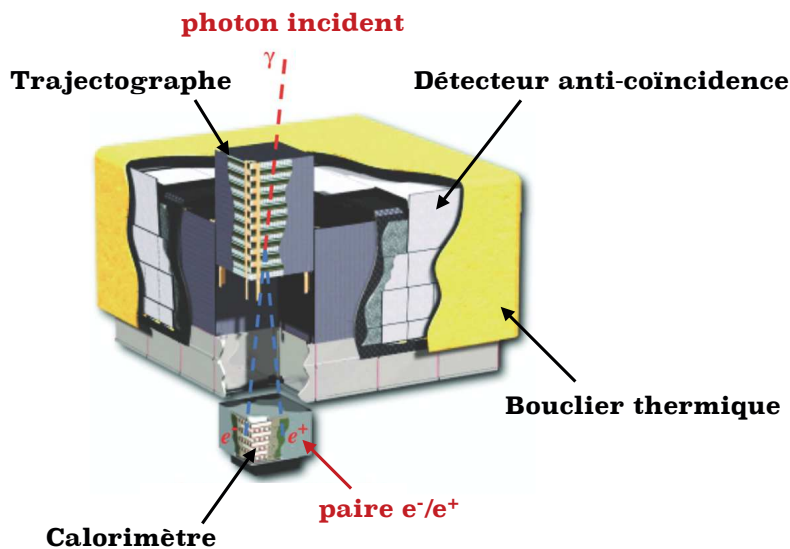


FIGURE 3.1 – Schéma du LAT illustrant ses trois composantes principales (trajectrographe, calorimètre et détecteur d’anti-coïncidence) ainsi que sa protection thermique. La matérialisation d’un photon  $\gamma$  incident en une paire  $e^-/e^+$  est également représentée.

Au sein des 16 premiers plateaux, les 12 premières couches de tungstène sont plus fines (0.01 cm par feuille) que les 4 suivantes (0.073 cm par feuille). Cette configuration permet d’augmenter la probabilité d’interaction dans les couches inférieures (feuilles plus épaisses) au détriment d’une moins bonne résolution angulaire, augmentant la probabilité d’interaction des particules secondaires avec le tungstène, modifiant ainsi leur trajectoire. La limitation de la résolution angulaire du détecteur (inversement proportionnelle à  $E$  à basse énergie) provient d’ailleurs en partie de la diffusion multiple des  $e^-/e^+$ . Ainsi, les événements sont séparés en deux catégories : ceux qui se sont convertis dans les 12 premières couches appartiennent à la classe **FRONT** (meilleure résolution angulaire, probabilité de conversion plus petite), tandis que ceux provenant des 4 dernières couches appartiennent à la classe **BACK** (résolution angulaire moins bonne, meilleur taux de conversion). Ce compromis entre résolution angulaire et taux de conversion permet de répondre à différents besoins : pour les régions du ciel où la confusion de sources est importante, une meilleure résolution angulaire sera préférée alors que pour l’étude de sources à statistique limitée, le plus grand taux de conversion sera favorisé. La combinaison de ces événements est également possible (**FRONT + BACK**) et est largement utilisée. Depuis la dernière version de l’algorithme de reconstruction Pass 8, il est également possible de sélectionner les événements en fonction de la qualité de leur reconstruction concernant leur direction et leur énergie (types d’événements **PSF** et **EDISP**). Ces types d’événements seront décrits dans la Section 3.4.

La configuration des plateaux, chacun étant placé perpendiculairement par rapport au précédent à une distance de 2 mm, fournit un plan en 2 dimensions ( $x, y$ ) et permet de remonter à la direction d’arrivée du photon grâce à la combinaison des couches successives ( $z$ ). Le photon se matérialise généralement en interagissant avec les couches de silicium ou de tungstène mais il arrive parfois que le photon interagisse avec la structure en aluminium, donnant lieu à une incertitude plus grande sur la direction d’arrivée du photon, comme illustré en Figure 3.2.

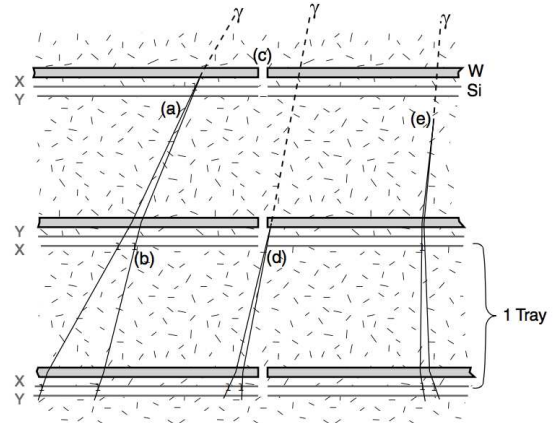
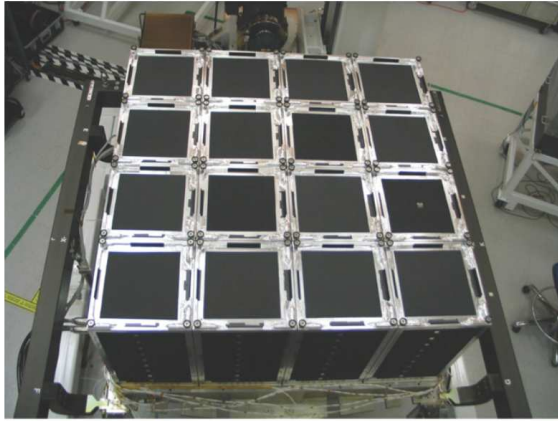


FIGURE 3.2 – (Gauche) Vue d’ensemble des 16 modules du trajectographe. (Droite) Schéma représentant la conversion de photons dans les couches de tungstène (a) et (d) ou au sein de la structure en aluminium (e). Les deux figures sont extraites de [Atwood et al. \(2009\)](#).

### 3.2.2 Le calorimètre

Le rôle du calorimètre est de mesurer l’énergie des particules issues de la gerbe électromagnétique qui s’est développée dans le trajectographe. Placé en dessous du trajectographe, les 16 modules du calorimètre (un par tour) sont constitués d’iodure de césium dopé au thallium, noté CsI(Tl). Pour chaque module, 96 barreaux de CsI(Tl) (de dimensions  $2.7\text{ cm} \times 2\text{ cm} \times 32.6\text{ cm}$ ) sont répartis en 8 couches de 12 barreaux chacune. La traversée du matériau par une particule chargée ionise le milieu qui, en se désexcitant, produit un flash lumineux (par scintillation) dont l’intensité est proportionnelle à l’énergie déposée par les particules. Cette lumière est enregistrée par des photodiodes placées à chaque extrémité du barreau. Tout comme pour les plateaux du trajectographe, les couches sont disposées perpendiculairement les unes par rapport aux autres afin de permettre la reconstruction spatiale des gerbes selon  $(x, y)$ , tandis que la troisième coordonnée spatiale est fournie par le numéro de la couche qui a enregistré le signal lumineux.

Les différences en intensités mesurées permettent d’évaluer la position du dépôt d’énergie dans le barreau, avec une précision de l’ordre du millimètre. De par sa grande profondeur verticale, le calorimètre permet une reconstruction correcte de l’énergie de la particule incidente.

### 3.2.3 Le détecteur d’anti-coïncidence

Le LAT reçoit de nombreuses particules chargées issues du rayonnement cosmique et du vent solaire qui interagissent avec le détecteur et déclenchent le système d’acquisition, de la même manière que les particules secondaires issues de la conversion d’un photon  $\gamma$ . Afin de rejeter ces événements, le trajectographe et le calorimètre du LAT sont recouverts d’un détecteur d’anti-coïncidence (ACD, *Anti-Coincidence Detector*), constitué de scintillateurs plastiques qui émettent un signal lumineux dû à l’ionisation du milieu par le passage d’une particule chargée. Ce signal est transmis à des photo-multiplicateurs (PM) qui le transforment en signal électrique. L’ACD enclenche donc l’arrêt de l’acquisition des données relatives à cet événement et fournit également une aide précieuse quant à l’analyse de la forme de la gerbe au sein du calorimètre afin de discriminer les gerbes induites par un  $\gamma$  de celles induites par un rayon cosmique.

Un phénomène dit de “*backsplash*” avait été constaté avec EGRET et a été pris en compte dans les algorithmes de reconstruction du LAT. La diffusion Compton de particules secondaires rétro-diffusées (majoritairement des photons de  $\sim 100\text{ keV}$  à  $1\text{ MeV}$ ), provenant des gerbes électromagnétiques

qui se développaient dans le calorimètre, déclenchait à tort l'ACD et produisait la mise en place de l'arrêt de l'acquisition. Ce phénomène, qui rejetait une grande partie des rayons  $\gamma$ , diminuait fortement l'efficacité de détection aux hautes énergies ( $E > 5$  GeV). L'ACD du LAT a donc été construit en plusieurs tuiles qui se chevauchent et seuls les modules les plus proches de la trajectoire ayant déclenché le trajectographe sont utilisés dans le rejet de l'événement. Dans la dernière version des données Pass 8, la trajectoire reconstruite dans le calorimètre est propagée jusqu'à la position de l'ACD afin de corrélérer l'événement avec un éventuel dépôt d'énergie dans le calorimètre. L'épaisseur des tuiles (10.0 mm) a été choisie de manière à réduire la quantité de matière cible pouvant provoquer la conversion du photon  $\gamma$  dans l'ACD, ce qui dégraderait la précision de la reconstruction de la direction incidente, ou provoquer la création de rayons  $\gamma$  par interaction avec les rayons cosmiques (désintégration du  $\pi_0$ ). L'efficacité de détection des tuiles de l'ACD avoisine les 99.97%, pour une efficacité de réjection totale de 99.999% en combinant l'ensemble des sous-systèmes du LAT.

## 3.3 Traitement des données

### 3.3.1 Systèmes embarqués

La quantité de données reçues par le LAT étant considérable (taux de déclenchement allant de 2 à 4 kHz), il est important de filtrer autant que possible les données avant de les envoyer sur Terre. Un algorithme embarqué permet donc un premier rejet des événements associés aux rayons cosmiques ainsi qu'aux photons  $\gamma$  provenant de l'albédo terrestre. Ce traitement rapide à bord du LAT est rendu possible grâce à l'installation de 2 modules d'analyse (EPU, *Event Processor Units*) qui combinent rapidement les informations des sous-systèmes du LAT. Le taux de déclenchement est alors abaissé à 400 Hz. L'algorithme embarqué dispose aussi d'une méthode rapide de détection et de localisation de GRBs afin de repositionner si besoin le LAT pour permettre son observation. La position de la source transitoire est alors transmise à la communauté GCN (*Gamma-ray burst Coordinate Network*) pour permettre son observation par divers instruments.

Le système de déclenchement du LAT (GEM, *Global-trigger Electronics Module*), repose sur un ensemble de critères propres à chaque sous-système : le trajectographe envoie une demande d'acquisition des données si au moins 3 couches des SSDs sont touchées tandis que le calorimètre déclenche si un des barreaux de CsI(Tl) détecte une énergie supérieure à une énergie de seuil prédéfinie. Enfin, l'ACD envoie un signal au GEM lorsqu'un des 89 scintillateurs a détecté le passage d'une particule chargée.

Le temps minimal séparant deux acquisitions, appelé temps mort, est d'environ 26.5  $\mu$ s et est majoritairement dû à la partie analogique de l'électronique d'acquisition.

### 3.3.2 Reconstruction des événements

Pour pouvoir utiliser des données exploitables, il faut avant tout reconstruire les événements détectés dans le LAT, qu'ils soient dus à un photon  $\gamma$  ou à une particule chargée, lorsque la totalité de l'information est transmise au sol.

Pour la reconstruction de la trajectoire, un algorithme recherche les dépôts d'énergie dans le trajectographe afin de remonter au point d'impact (position de la première interaction) et à l'axe selon lequel la gerbe électromagnétique s'est développée dans le détecteur. Puisque tous les dépôts d'énergie ne s'associent pas au même événement, l'algorithme teste différentes combinaisons et garde celles dont les événements ont la meilleure probabilité d'association entre eux. Si le calorimètre a enregistré un dépôt d'énergie, la position associée à ce dépôt sert de point de départ à

l’algorithme, qui cherche une corrélation avec un dépôt d’énergie dans la couche du trajectographe la plus éloignée du calorimètre. Les couches suivantes sont ensuite analysées afin de confirmer ou d’infirmier l’association entre ces deux dépôts d’énergie. Si le calorimètre n’enregistre pas de dépôt d’énergie, l’algorithme commence par chercher une corrélation entre deux dépôts d’énergie choisis arbitrairement sur la première et la dernière couche du trajectographe.

La profondeur verticale du calorimètre étant presque 6 fois plus grande que celle du trajectographe, l’énergie d’un événement est déposée majoritairement au sein du calorimètre. Les différentes énergies mesurées dans les cristaux et associées au même événement, fournissent une représentation en 3 dimensions des dépôts d’énergie au sein du calorimètre. La quantité d’énergie déposée dans le trajectographe est estimée grâce au nombre de diffusions subies par la paire  $e^-/e^+$ , calculé par des modèles théoriques de développement de gerbes électromagnétiques. Pour des photons de basses énergies ( $\sim 100$  MeV), l’énergie déposée dans le trajectographe peut avoisiner la moitié de l’énergie totale de l’événement. L’énergie totale de l’événement se reconstruit en sommant les énergies déposées dans le trajectographe avec celles enregistrées au sein du calorimètre.

### 3.3.3 Améliorations avec Pass 8

Les principes sur lesquels reposent les algorithmes pour reconstruire la direction d’arrivée et l’énergie du photon incident présentés ci-dessus ont été progressivement améliorés depuis le lancement de *Fermi*. La première version des données, nommée Pass 6 (Atwood et al., 2009), a été rendue disponible un an après le lancement du satellite. Grâce à une meilleure compréhension de la dispersion en énergie et des performances globales du télescope, une deuxième version nommée Pass 7 apparaît deux ans plus tard (Ackermann et al., 2012). Depuis 2015, Pass 8 est la dernière version des données du LAT et dispose d’une meilleure reconstruction des gerbes électromagnétiques ainsi que d’une nette amélioration des réponses de l’instrument (Atwood et al., 2013). Trois changements majeurs sont présentés ci-dessous.

Une des faiblesses liées aux versions précédentes concerne la présence “d’événements fantômes” (appelés *ghost events*). Des traces résiduelles de passage de particules au sein du trajectographe, encore présentes lors de l’arrivée d’un nouvel événement  $\gamma$ , rendaient difficile la reconstruction des événements et faisaient chuter drastiquement la surface efficace de 10% pour des énergies supérieures à 1 GeV et jusqu’à 20% à basse énergie.

Également, la reconstruction des événements dans les versions précédentes nécessitait une direction initiale et un point d’impact pour être enclenchée. Désormais, la version des données Pass 8 considère le développement de la gerbe électromagnétique dans son ensemble au sein du trajectographe, et non en se basant sur la première paire électron/positron créée. Semblable à un arbre de décision, la cascade de particules est définie dans son intégralité avec deux branches principales, ainsi que des sous-branches prenant en compte les diffusions multiples pour en faire un ensemble totalement cohérent. Lorsque l’arbre est reconstruit dans son entièreté, son axe principal est ensuite déterminé et associé à une trace enregistrée dans le calorimètre. Des simulations montrent un gain de 15 à 20% sur l’acceptance à haute énergie.

La reconstruction dans le calorimètre a également été améliorée. Alors que l’ensemble d’un signal enregistré par le calorimètre était auparavant associé à un seul événement, la version des données Pass 8 traite les informations par groupe de cristaux (*clustering*) afin d’identifier les dépôts d’énergie associés aux événements fantômes et de les séparer de l’ensemble de la gerbe électromagnétique. Ce traitement par groupe améliore la surface efficace de 5 à 10% pour des énergies supérieures à 1 GeV et nettement plus à basse énergie, là où les événements fantômes sont encore plus nombreux.

## 3.4 Fonctions de réponse de l'instrument

Les performances globales du détecteur dépendent de (1) la conception en elle-même du LAT, (2) l'algorithme de reconstruction des événements et (3) les coupures sur le fond ainsi que sur la qualité des données. L'analyse de ces trois caractéristiques permet d'estimer les fonctions de réponse de l'instrument (IRFs, *Instrument Response Functions*).

### 3.4.1 Généralités

Les IRFs d'un instrument décrivent la réponse réelle du détecteur à un événement et sont définies par trois grandeurs indépendantes : la surface efficace, la résolution angulaire et la résolution en énergie.

La surface efficace correspond à la capacité à détecter un photon  $\gamma$ . Elle est le produit de la surface effective (la fraction du détecteur exposée au rayonnement), de la probabilité de conversion du photon et de l'efficacité d'une coupure choisie sur un jeu de données. Les coupures peuvent servir à rejeter plus ou moins le fond avec, dans l'ordre croissant de restriction, les classes **TRANSIENT**, **SOURCE** et **DIFFUSE**. Les coupures peuvent également s'appliquer sur la qualité de la reconstruction des événements (par rapport à leur direction ou leur énergie). Cette surface efficace dépend de l'énergie (maximale entre 1 et 100 GeV) et de l'angle d'inclinaison d'arrivée du photon. La Figure 3.3 (gauche) illustre les surfaces efficaces obtenues avec les deux versions des données Pass 7 et Pass 8. Le nouvel algorithme de reconstruction Pass 8 a donc nettement amélioré la quantité de données exploitables.

La résolution angulaire (PSF, *Point Spread Function*), définit l'incertitude sur la direction reconstruite. Elle est égale à la différence entre la direction reconstruite et la direction réelle de la source, et est calculée grâce à des simulations. Contrairement aux instruments dédiés aux rayons  $\gamma$  de très hautes énergies (comme les télescopes H.E.S.S. dont nous parlerons au Chapitre 4), la PSF du LAT dépend fortement de l'énergie et se dégrade à cause des diffusions multiples dans le détecteur aux basses énergies. Aux hautes énergies, la PSF est limitée par la résolution angulaire du trajectographe. Comme le montre la Figure 3.3 (droite), la nouvelle version des données Pass 8 apporte là encore une nette amélioration sur la résolution angulaire.

Enfin, la dispersion en énergie est l'incertitude sur l'énergie reconstruite du photon. Elle est égale à la différence entre l'énergie reconstruite et l'énergie réelle, divisée par l'énergie réelle. Elle est minimale ( $< 10\%$ ) entre 1 GeV et 10 GeV.

Les performances de l'instrument évoquées ci-dessus se combinent pour fournir une sensibilité propre au détecteur, c'est-à-dire, l'estimation du flux minimal d'une source détectable par le *Fermi*-LAT. La Figure 3.4 montre la sensibilité en flux intégré ( $E > 100$  MeV) avec 10 ans de données Pass 8, pour des sources ponctuelles d'indice spectral égal à 2.

Comme indiqué précédemment, ces IRFs dépendent également de la coupure appliquée sur les événements. L'algorithme de reconstruction Pass 8 offre une exploitation maximale des données du LAT grâce à la possibilité de sélectionner les événements en fonction de leur résolution angulaire ou de leur dispersion en énergie.

### 3.4.2 Les types d'événements dans Pass 8

Avec la version des données Pass 7, il était déjà possible de choisir entre les événements **FRONT** et **BACK** pour privilégier la résolution angulaire ou la statistique. La dernière version des données Pass 8 offre désormais la possibilité de choisir les événements selon la qualité de la reconstruction de leur

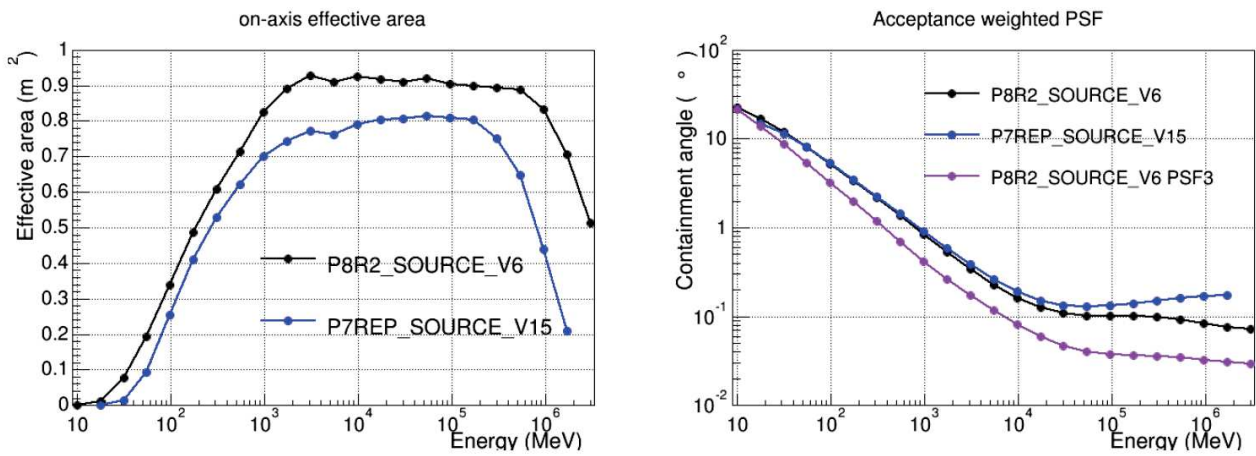


FIGURE 3.3 – Surface efficace (*gauche*) et résolution angulaire (*droite*) du détecteur pour la classe SOURCE pour les versions des données Pass 7 et Pass 8. Figures extraites de [http://www.slac.stanford.edu/exp/glast/groups/canda/lat\\_Performance.htm](http://www.slac.stanford.edu/exp/glast/groups/canda/lat_Performance.htm).

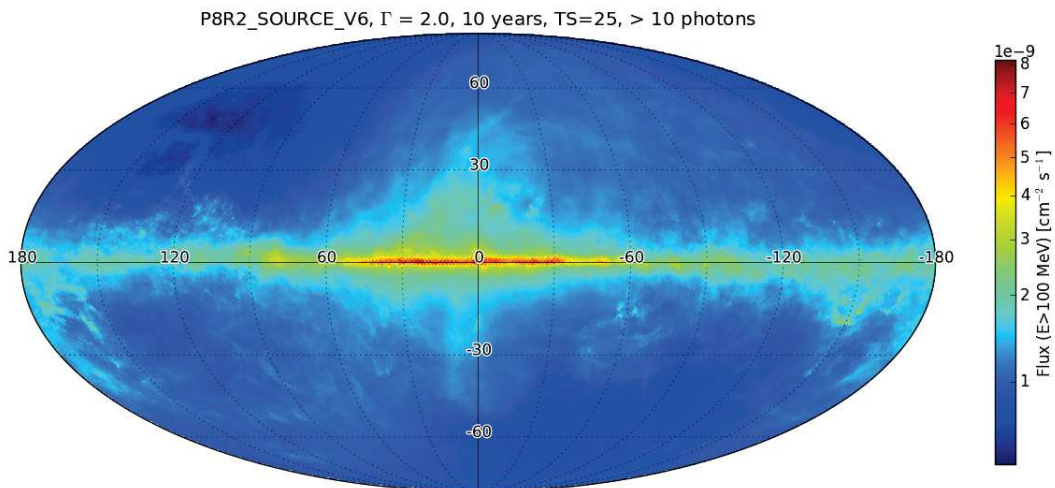


FIGURE 3.4 – Carte en sensibilité du *Fermi*-LAT ( $E > 100$  MeV) pour des sources ponctuelles d'indice spectral égal à 2, obtenue en considérant 10 ans de données et le dernier algorithme de reconstruction Pass 8. Figure extraite de [http://www.slac.stanford.edu/exp/glast/groups/canda/lat\\_Performance.htm](http://www.slac.stanford.edu/exp/glast/groups/canda/lat_Performance.htm).

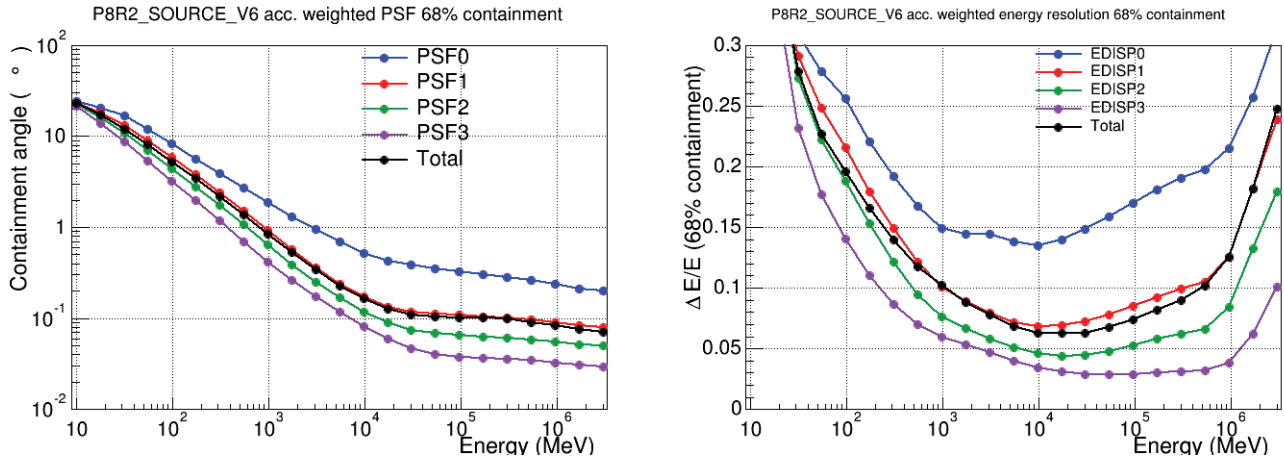


FIGURE 3.5 – Résolution angulaire (*gauche*) et dispersion en énergie (*droite*) en fonction des différents types d'événements pour la version des données Pass 8 et pour la classe SOURCE. Chaque type d'événement contient 25% des données.

direction ou de leur énergie. Les données sont ainsi divisées en quatre groupes pour la résolution angulaire (PSF0, PSF1, PSF2, PSF3) et la résolution en énergie (EDISP0, EDISP1, EDISP2, EDISP3). Le premier type d'événements, PSF0 (EDISP0), contient 25% des données ayant la moins bonne résolution angulaire (en énergie) tandis que le dernier type PSF3 (EDISP3) regroupe les événements les mieux reconstruits en ce qui concerne leur direction d'origine (leur énergie), comme illustré en Figure 3.5<sup>1</sup>. Il est également possible de faire des sommes au sein des types d'événements : PSF2 + PSF3 sélectionne 50% des données ayant la meilleure résolution angulaire. Lorsque la source est assez brillante pour pouvoir s'affranchir des 3/4 de la statistique, il est très utile d'utiliser le type PSF3 seul, pour lequel la PSF vaut 0.4° à 1 GeV (comparé à 0.8° en utilisant tous les événements ; Figure 3.5, gauche). Ce type d'événement sera utilisé dans la troisième partie de cette thèse (au Chapitre 6), afin d'étudier morphologiquement et spectralement un SNR abritant une PWN en son sein.

## 3.5 Analyse des données

### 3.5.1 Sélection et préparation des données

Le premier outil nécessaire à la préparation d'une analyse, nommé *gtselect*, permet de sélectionner les données selon plusieurs critères : l'énergie minimale et maximale des photons, l'intervalle de temps de la mission, exprimée au format MET (*Mission Ellapsed Time*, temps en secondes depuis le 1er Janvier 2001 à 0h00m00s) et la région du ciel à analyser (position du centre et rayon de la région d'intérêt). Il est également très recommandé d'appliquer une coupure sur l'angle zénithal d'arrivée des photons (généralement 100°) afin de réduire l'émission  $\gamma$  due à l'albédo terrestre. Le choix de la classe des événements (TRANSIENT, SOURCE, DIFFUSE) se fait également par le biais de cet outil et dépend de la source à étudier. Pour l'étude des GRBs par exemple, la classe TRANSIENT est la plus appropriée, étant moins restrictive mais souffrant d'une plus grande contamination du fond. La classe DIFFUSE, quant à elle, s'utilise pour des sources très brillantes, puisqu'elle dispose d'un meilleur rapport signal sur bruit au détriment d'une surface efficace plus réduite. La classe

1. Figures extraites de [http://www.slac.stanford.edu/exp/glast/groups/canda/lat\\_Performance.htm](http://www.slac.stanford.edu/exp/glast/groups/canda/lat_Performance.htm).



```

<source name="3FGL J1510.2-5754" type="PointSource">
  <spectrum type="PowerLaw">
    <parameter free="0" max="10000" min="0.0001" name="Prefactor" scale="1e-12" value="3.489012031" />
    <parameter free="0" max="10" min="0" name="Index" scale="-1" value="2.51926" />
    <parameter free="0" max="500000" min="30" name="Scale" scale="1" value="1095.514771" />
  </spectrum>
  <spatialModel type="SkyDirFunction">
    <parameter free="0" max="360" min="-360" name="RA" scale="1" value="227.57" />
    <parameter free="0" max="90" min="-90" name="DEC" scale="1" value="-57.9156" />
  </spatialModel>
</source>

```

FIGURE 3.6 – Exemple de définition des paramètres morphologiques et spectraux d’une source ponctuelle cataloguée dans le 3FGL.

**SOURCE** se retrouve donc être un bon compromis entre statistique et réjection suffisante du fond et est utilisée pour la plupart des études de sources Galactiques. Le choix du type d’événements (**FRONT**, **BACK**, **PSF** et **EDISP**) se fait également à cette étape.

La seconde étape, effectuée grâce à l’outil *gtmktime*, consiste à appliquer un filtre supplémentaire sur les données, qui exclut les intervalles de temps pendant lesquels le satellite passe dans l’Anomalie magnétique de l’Atlantique Sud. Dans cette région, le satellite est exposé à de fortes radiations, dû à sa plus grande proximité avec la partie interne de la ceinture de Van Allen. Afin de ne pas dégrader le matériel, les instruments du satellite sont désactivés à chaque passage dans cette zone et les intervalles de temps correspondants ne doivent donc pas être pris en compte dans l’analyse. Il peut également être nécessaire de rejeter les périodes pendant lesquelles le Soleil et la Lune, sources de rayons  $\gamma$ , apparaissent dans le champ de vue du satellite.

Après sélection des événements, l’analyse peut s’effectuer en mode dit *binné* ou *non binné*. La méthode binnée regroupe les événements dans des intervalles en direction d’origine et en énergie. Elle est donc utilisée lorsqu’il s’agit de traiter un lot de données important au détriment d’une perte d’information. La méthode non binnée, analysant les événements un par un, jouit d’une meilleure précision mais se retrouve assez coûteuse en temps. La méthode binnée reste donc la plus généralement utilisée et doit s’effectuer avec un nombre assez important d’intervalles (spatiaux et spectraux) afin d’atteindre une précision raisonnable.

### 3.5.2 Construction d’un modèle

La construction d’un modèle s’effectue par le biais d’un fichier au format XML (*eXtensible Markup Language*), qui définit chaque source par une description morphologique (position dans le ciel et extension, si la source est étendue) et spectrale (évolution du flux  $\gamma$  en fonction de l’énergie). La Figure 3.6 illustre un exemple de définition d’une source ponctuelle dont l’émission  $\gamma$  est décrite par une loi de puissance. Il est important de garder à l’esprit qu’une source définie comme ponctuelle ne signifie pas qu’elle l’est réellement, mais qu’elle n’est pas résolue par l’instrument. C’est le cas pour des objets dont la taille angulaire est plus petite que celle de la PSF, bien qu’une large statistique permette parfois de mesurer l’extension de la source, comme pour le vestige de supernova IC 443 (Abdo et al., 2010).

Grâce à l’attribut **free** (Figure 3.6), les différentes composantes du modèle (spatiales et spectrales) peuvent être ajustées afin de reproduire au mieux les données. Il est également possible de définir des sources étendues (disque, Gaussienne, anneau) dont les composantes spatiales peuvent s’ajuster avec l’outil **pointlike** (Kerr, 2010). Le modèle spatial peut aussi correspondre à une image extraite d’autres observations comme en radio, où la morphologie des SNRs et des PWNe est souvent

bien définie, ou encore en utilisant le meilleur modèle spatial trouvé avec les télescopes H.E.S.S. afin de relier morphologiquement les hautes énergies aux très hautes énergies. Le spectre de la source  $\gamma$ , bien que généralement décrit par une loi de puissance simple, peut également être représenté par une loi de puissance brisée (deux indices spectraux différents séparés par une énergie de cassure), une parabole logarithmique (établissant une dépendance entre l'indice spectral et l'énergie, principalement utilisée pour modéliser le spectre des blazars) ou encore une loi de puissance avec une coupure exponentielle, utile pour décrire l'émission des pulsars dont l'énergie de coupure se trouve aux alentours de quelques GeV<sup>1</sup>.

Le modèle initial de la région d'intérêt (ROI, *Region Of Interest*) doit contenir les sources répertoriées dans le dernier catalogue des sources du LAT (le 3FGL, Acero et al., 2015a)<sup>2</sup>. Ce catalogue ayant été construit avec quatre ans et demi de données et par un ajustement global sur de larges régions du ciel est un bon point de départ à toute analyse dédiée mais les paramètres des sources doivent être réajustés sur la ROI choisie. Le catalogue contient également un modèle d'émission du plan Galactique (Acero et al., 2016a), provenant de l'interaction des rayons cosmiques avec le gaz et les poussières de la Galaxie, ainsi qu'une émission isotrope et extragalactique<sup>3</sup>. Avant de commencer l'étude d'une source en particulier, les paramètres spectraux des sources cataloguées doivent donc être réajustés, simultanément avec ceux des fonds diffus Galactique et isotrope. La description de ces modèles est convoluée à la PSF du LAT afin de décrire, en fonction de l'énergie, l'émission attendue et observée par l'instrument. Étant donné la dépendance de la PSF avec l'énergie, le rayon de la ROI doit s'étendre jusqu'à la position des sources dont l'émission n'a plus d'impact sur la source d'intérêt. La taille de la ROI dépend donc de l'énergie à laquelle l'analyse commence et des événements sélectionnés (de type PSF).

Pour avoir une connaissance de l'amélioration du modèle après chaque ajustement, la méthode du maximum de vraisemblance est utilisée et détaillée ci-dessous.

### 3.5.3 Méthode du maximum de vraisemblance

L'analyse des données du LAT utilise la méthode du maximum de vraisemblance (notée  $\mathcal{L}$ , pour *likelihood*) qui calcule la probabilité d'un modèle à reproduire les données. Dans le cadre d'une analyse binnée, les données suivent une distribution Poissonnienne au sein de chaque bin.

En notant  $P_i$ , la probabilité d'observer un nombre  $n_i$  de photons dans le bin  $i$  lorsque le modèle en prédit  $\lambda_i$ , nous avons :

$$P_i = \frac{\lambda_i^{n_i}}{n_i!} e^{-\lambda_i} \quad (3.1)$$

Le calcul de la probabilité totale fournit une valeur de maximum de vraisemblance telle que :

$$\mathcal{L} = e^{-N_{\text{pred}}} \prod_i \frac{\lambda_i^{n_i}}{n_i!} \quad (3.2)$$

où  $N_{\text{pred}}$  est le nombre total de photons prédits. La valeur du maximum de vraisemblance  $\mathcal{L}$  est calculée par l'outil *gtlike*, qui fournit en sortie un fichier au format XML avec les paramètres ajustés,

1. Pour une description complète des modèles spatiaux et spectraux utilisables dans les *Science Tools*, outil officiel de l'analyse des données du *Fermi-LAT*, voir [https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/scitools/source\\_models.html](https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/scitools/source_models.html)

2. Comme indiqué en Section 1.3.3, une version préliminaire du 4FGL est actuellement disponible.

3. Les modèles de diffus Galactique et isotrope sont disponibles à <https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/BackgroundModels.html>

et peut également renvoyer d'autres informations telles que le nombre de coups prédits par le modèle de la source, la significativité de la source, etc.

Afin de savoir si le modèle a été amélioré, une information relative est nécessaire puisque la valeur du maximum de vraisemblance à elle seule ne donne pas cette information. Le principe est donc de comparer les valeurs du maximum de vraisemblance  $\mathcal{L}$  obtenues pour différents modèles.

### 3.5.4 Comparaison de modèles

La comparaison des modèles se fait par le biais du Test Statistique (TS), défini tel que :

$$\text{TS} = 2 \times (\log \mathcal{L}_1 - \log \mathcal{L}_0) \quad (3.3)$$

où  $\mathcal{L}_1$  est la valeur du maximum de vraisemblance obtenue avec le modèle incluant la source (modèle 1) et  $\mathcal{L}_0$  celle obtenue avec le modèle sans la source (modèle 0, hypothèse nulle). Le TS a l'avantage de suivre une loi du  $\chi^2$  à  $n$  degrés de liberté et s'interprète donc aisément en terme de significativité. Pour pouvoir transposer cette valeur en  $\sigma$ , le modèle 0 doit être imbriqué dans le modèle 1,  $n$  correspondant ainsi au nombre de degrés de liberté *ajoutés* au modèle 1 par rapport au modèle 0.

Avant de commencer une analyse dédiée, il est important de bien modéliser toutes les sources  $\gamma$  dans la ROI afin qu'elles n'impactent pas l'étude de la source d'intérêt. L'outil *gttsmap* calcule en chaque pixel la valeur du TS, le modèle 1 contenant une source hypothétique avec un spectre générique en  $E^{-2}$ , et fournit en sortie la carte correspondante. Les pixels ayant un TS supérieur à un seuil défini (généralement 25 correspondant à plus de 4  $\sigma$ , avec 3 degrés de liberté – normalisation du spectre et position) sont utilisés pour définir la position de nouvelles sources. Ce processus est à faire de manière itérative, afin de rajouter un nombre minimal de sources nécessaires au modèle pour décrire l'émission  $\gamma$ .

Lorsque la ROI est correctement modélisée, l'analyse dédiée de la source peut commencer. Il s'agit tout d'abord de trouver le meilleur modèle morphologique qui permet de décrire l'émission de la source. L'usage est de commencer par décrire la source comme une source ponctuelle, et de s'intéresser par la suite à une morphologie plus détaillée, telle qu'un disque ou une Gaussienne. La comparaison des différents modèles s'applique alors afin de savoir si la source est significativement étendue. Cette information est donnée par la valeur du  $\text{TS}_{\text{ext}}$ , calculée en considérant le modèle d'une source étendue (modèle 1) comparé à un modèle avec une source ponctuelle (modèle 0). Si tous les paramètres spatiaux et spectraux sont optimisés et que la forme spectrale reste la même, le modèle de la source étendue n'ajoute qu'un seul degré de liberté (le rayon). La significativité de l'extension de la source s'interprète dès lors comme  $\sqrt{\text{TS}_{\text{ext}}}$ . Si la valeur du  $\text{TS}_{\text{ext}}$  est supérieure à 25, la source est donc étendue à plus de 5  $\sigma$ .

Différents modèles spectraux doivent aussi être comparés afin de représenter au mieux l'émission observée et de comprendre la nature de l'émission.

### 3.5.5 Distribution spectrale en énergie

Afin de connaître plus précisément l'émission  $\gamma$  de la source étudiée, la dernière étape de l'analyse consiste à calculer sa distribution spectrale en énergie (SED, *Spectral Energy Distribution*). Pour cela, l'intervalle en énergie est divisé en sous-intervalles (*bins*) dans lesquels la méthode du maximum de vraisemblance est appliquée indépendamment au sein de chaque bin. Pour éviter une quelconque dépendance avec le meilleur modèle spectral trouvé sur toute la bande en énergie, il convient de fixer l'indice spectral de la source d'intérêt à 2, et de ne laisser libre que le flux durant l'ajustement, ainsi que les paramètres des diffus Galactique et isotrope et des sources les plus proches. Une valeur

de seuil en TS est imposée dans chaque bin pour le calcul du flux, en-deçà de laquelle une limite supérieure de détection est alors calculée.

### 3.5.6 Précision des résultats

Chaque analyse nécessite de prendre en compte les incertitudes sur les résultats obtenus qui peuvent être statistiques ou systématiques.

Les erreurs statistiques proviennent du nombre d'événements considérés : elles sont inversement proportionnelles à la racine carrée du nombre de photons utilisés dans l'analyse. Ainsi, plus la statistique est importante, plus les incertitudes obtenues sur la position ou les paramètres spectraux sont petites.

Les erreurs systématiques, quant à elles, sont liées à une connaissance imparfaite de l'instrument ou à un choix de certains modèles et doivent également être prises en compte. Les plus importantes erreurs systématiques sont liées à notre connaissance imparfaite de la surface efficace de l'instrument et de l'émission diffuse Galactique. L'estimation des incertitudes liées à la surface efficace a été faite en comparant les distributions des grandeurs physiques reconstruites à partir des données et des simulations. Elles sont estimées à 10% sur la normalisation du flux pour les événements de type PSF et EDISP entre 100 MeV et 100 GeV, et peuvent être réduites en tenant compte de la dispersion en énergie. L'inexacte modélisation du fond diffus Galactique peut également amener à des erreurs systématiques importantes, surtout proche du plan de la Galaxie. L'émission diffuse Galactique, ayant un spectre mou ( $\Gamma \approx 2.7$ ), est considérable à basse énergie, là où la PSF du LAT se détériore également. Afin d'estimer les incertitudes associées à la connaissance imparfaite de l'émission diffuse Galactique, huit modèles alternatifs d'émission interstellaire (AIEMs, *Alternative Interstellar Emission Models*) ont été construits en faisant varier les paramètres ci-dessous :

- la distribution des sources de rayons cosmiques dans la Galaxie, suivant la distribution des SNRs ou des pulsars
- la taille du halo Galactique confinant les rayons cosmiques et pouvant être de 4 kpc ou 10 kpc
- la température du spin de l'hydrogène, égale à  $10^5$  K ou 150 K, correspondant respectivement à des raies d'émission optiquement minces et épaisses

Ces huit modèles de diffus Galactiques sont composés, comme pour le modèle standard, de l'émission provenant des nuages d'hydrogène atomique et moléculaire irradiés, de la diffusion Compton inverse des rayons cosmiques sur les champs de photons ambiants, de l'émission provenant des bulles de *Fermi* et de celle de la structure locale appelée Loop I. La distribution des composantes HI et CO a été séparée en 4 anneaux concentriques (0–4 kpc, 4–8 kpc, 8–10 kpc, 10–30 kpc) donnant lieu à un ajustement de 12 composantes au total pour chaque modèle de diffus Galactique. Les paramètres spectraux de la source d'intérêt sont alors ajustés en même temps que ces diverses composantes et l'erreur systématique associée s'écrit :

$$\text{Err}_{\text{syst}} = \left[ (\langle P_{\text{AIEM}} \rangle - P_{\text{std}})^2 + \frac{1}{8} \sum_{i=0}^7 (P_i - \langle P_{\text{AIEM}} \rangle)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (3.4)$$

où  $\langle P_{\text{AIEM}} \rangle$  est la moyenne des valeurs de flux obtenues avec les modèles de diffus alternatifs et  $P_{\text{std}}$  la valeur du flux obtenue avec le modèle standard.

Des erreurs systématiques proviennent également du choix de la morphologie de la source, pouvant impacter ses paramètres spectraux.

Les erreurs statistiques et systématiques se somment quadratiquement pour donner l'incertitude totale sur les résultats.



# Les télescopes H.E.S.S.

## Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Le site</b>	<b>57</b>
<b>4.2</b>	<b>Les télescopes</b>	<b>58</b>
4.2.1	Miroirs	58
4.2.2	Caméras et électronique rapide	59
4.2.3	Système de déclenchement	60
4.2.4	Chaîne d'acquisition des données	61
4.2.5	Étalonnage	61
<b>4.3</b>	<b>Autres instruments</b>	<b>65</b>
<b>4.4</b>	<b>Reconstruction</b>	<b>65</b>
4.4.1	Méthode des moments réduits	66
4.4.2	Méthode du modèle semi-analytique	66
<b>4.5</b>	<b>Analyse des données</b>	<b>67</b>
4.5.1	Extraction du signal	67
4.5.2	Soustraction du fond	68
4.5.3	Performances	69

---

## 4.1 Le site

L'expérience d'astronomie H.E.S.S. (*High Energy Stereoscopic System*, système stéréoscopique de haute énergie) est un réseau de télescopes à imagerie Tcherenkov dédié à l'étude du rayonnement  $\gamma$  de haute et très haute énergie (quelques dizaines de GeV à 100 TeV). Installée en Namibie dans la région du Khomas, à 1800 mètres d'altitude au dessus du niveau de la mer, sa situation géographique dans l'hémisphère Sud permet une observation des régions centrales de la Galaxie, riches en sources  $\gamma$ . Le site bénéficie aussi de conditions d'observation idéales : un climat semi-désertique, une pollution lumineuse minimale et un ciel souvent dégagé. L'expérience démarre en 2003 avec quatre télescopes de 13 mètres de diamètre (phase I, CT1 à CT4 pour *Cherenkov Telescopes*), disposés aux quatre coins d'un carré de 120 mètres de côté et pouvant détecter des photons de 0.1 à 100 TeV. En 2012, l'ajout d'un plus grand télescope au centre, de 28 mètres de diamètre (phase II, CT5), a permis d'augmenter la sensibilité du réseau et d'abaisser le seuil en énergie ( $\sim 10\text{--}20$  GeV). La Figure 4.1 illustre le réseau de télescopes H.E.S.S.



FIGURE 4.1 – Réseau de télescopes H.E.S.S. en Namibie, dans la région du Khomas. Les abris pour protéger les caméras sont situés en face de chaque télescope et la salle de contrôle apparaît au premier plan.

La monture alt-azimutale des télescopes permet une observation dans toutes les directions du ciel et un positionnement rapide, nécessaire en cas d’observations de phénomènes transitoires tels que les GRBs. La vitesse maximale atteint  $100^\circ/\text{min}$  dans toutes les directions pour la phase I et  $200^\circ/\text{min}$  en azimuth pour la phase II et la précision de pointé est de l’ordre de la seconde d’arc.

Les périodes d’observation (appelées *shifts*) sont basées sur les cycles lunaires et durent environ 26 jours. Chaque prise de données sur une source (appelée *runs* d’observation, d’une durée nominale de 28 minutes) doit se faire en l’absence de Lune pour ne pas contaminer le signal.

Les données doivent être reconstruites avec au moins 2 télescopes pour la phase I (CT1–4, mode stéréoscopique), mais peuvent être aussi exploitées de manière hybride (CT1–4 + CT5) ou en mode mono-télescope avec seulement CT5.

## 4.2 Les télescopes

### 4.2.1 Miroirs

Les miroirs focalisent la lumière Tcherenkov des gerbes atmosphériques vers la caméra et sont de différents types suivant la taille du télescope. Pour CT1–4, 380 miroirs circulaires en verre aluminisé, de 60 cm de diamètre, sont assemblés suivant un montage Davies-Cotton (Figure 4.2, gauche). Cette configuration permet de réduire les aberrations de coma (meilleure focalisation des rayons lumineux loin de l’axe optique) mais produit un asynchronisme dans l’arrivée des rayons lumineux qui peut atteindre 4 à 5 ns. Disposée sur une calotte sphérique de 13 mètres de diamètre, la surface réfléchissante effective totale est d’environ  $107 \text{ m}^2$  et focalise la lumière sur une distance de 15 mètres. La réflectivité des miroirs a été estimée à 70–80% avec une perte d’efficacité de l’ordre de 3 à 4% par an due à l’exposition aux différentes conditions atmosphériques. Pour un plus grand télescope comme CT5, le montage Davies-Cotton introduirait un asynchronisme trop important ( $\sim$

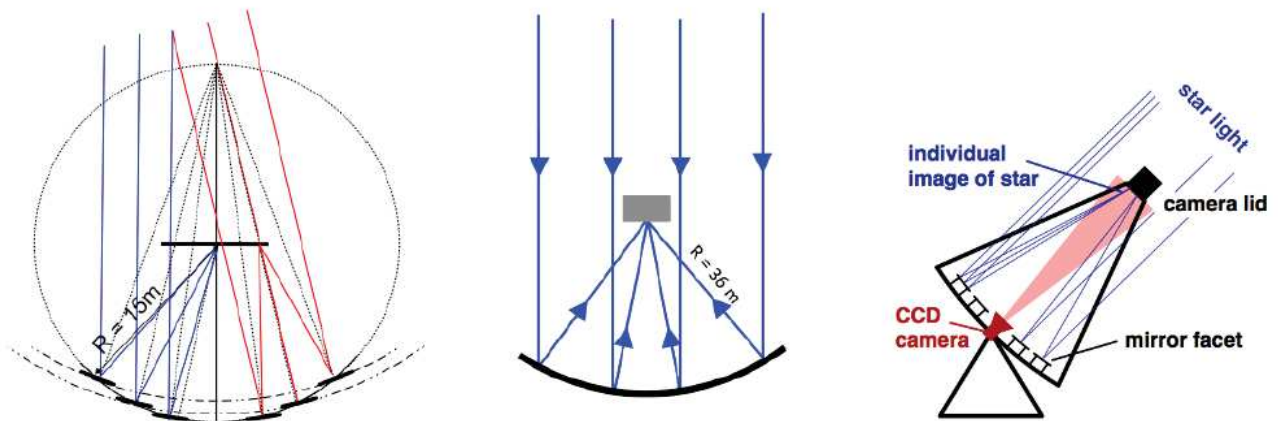


FIGURE 4.2 – (Gauche) Principe du montage Davies-Cotton utilisé pour la phase I de H.E.S.S. (Centre) Schéma du montage parabolique utilisé pour CT5. (Droite) Principe de l’alignement des miroirs. La dernière figure est extraite de Cornils et al. (2003).

9 ns, plus grand que la dispersion du signal Tcherenkov qui est de 5 ns), ce qui diluerait le signal. Ce sont donc 875 miroirs hexagonaux, de 90 cm de diamètre, qui sont assemblés suivant un montage parabolique (Figure 4.2, centre). La surface réfléchissante totale est de 614.5 m<sup>2</sup>, installée sur une monture de 28 mètres de diamètre et de distance focale de 35 mètres.

Sur chaque télescope, deux miroirs ont été retirés pour permettre l’installation d’une caméra CCD, essentielle pour les calculs de correction de pointé. Au centre du réseau de miroirs se situe également une autre caméra, qui visualise la caméra principale afin d’effectuer les corrections de pointé ainsi que l’alignement des miroirs.

Les déformations mécaniques des bras métalliques qui soutiennent les lourdes caméras sont corrigées grâce à des runs dédiés dits de correction de pointé. Les deux caméras CCD (une au centre du réseau des miroirs, en face de la caméra principale, et l’autre sur le côté) visualisent une même étoile et corrigent ainsi la direction de pointé du télescope.

L’alignement des miroirs se fait en utilisant l’image d’étoiles très brillantes, au moyen de la caméra CCD au centre des miroirs en maintenant le capot de la caméra principale fermé. Chaque miroir réfléchit la lumière et crée une image dans le plan  $(x,y)$  de la caméra. Les miroirs, mobiles, se replacent jusqu’à ce que la dispersion des points se rapproche de zéro pour ainsi ne fournir qu’une seule image de l’étoile.

### 4.2.2 Caméras et électronique rapide

Face aux miroirs, à la distance focale du télescope, est disposée une caméra composée de photomultiplicateurs (PMs), dans lesquels chaque photon Tcherenkov incident déclenche une avalanche de photo-électrons (p.e.). Les PMs fournissent ainsi un signal amplifié et sont calibrés afin d’obtenir  $2 \times 10^5$  électrons en sortie par photon incident. À l’entrée de chaque PM, des cônes de Winston sont installés afin de diriger la lumière vers la photocathode. Cela permet également de réduire la perte de photons due à l’espacement des PMs (42 mm dans toutes les directions) et de limiter la contamination due au fond de ciel (NSB, *Night Sky Background*) et à l’albedo du sol. L’association d’un cône de Winston avec un PM constitue un pixel de la caméra. Le champ de vue de chaque pixel est directement relié à l’ouverture des cônes de Winston et vaut 0.16° (0.07°) pour CT1–4 (CT5). Avec un nombre total de 960 pixels (2048), le champ de vue total des caméras de CT1–4



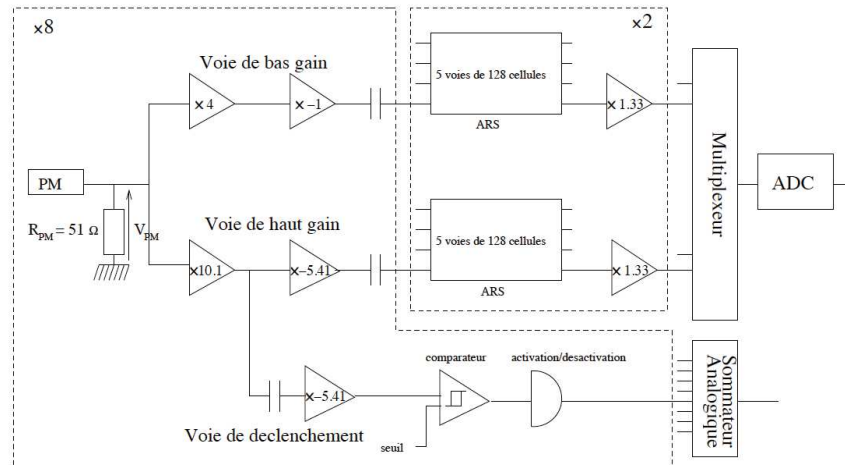


FIGURE 4.3 – Électronique de la caméra en sortie des PMs. Figure extraite de Rolland (2005).

(CT5) est de  $5^\circ$  ( $3.2^\circ$ ).

Les caméras sont décalées de quelques centimètres par rapport au plan focal, de sorte à focaliser les rayons sur 10 kilomètres d'altitude. CT5 dispose d'un ajustement automatique (*autofocus*) qui peut focaliser la lumière sur des profondeurs d'atmosphère différentes en fonction des conditions d'observation (avec une valeur par défaut de 15 kilomètres).

Pour faciliter les opérations de maintenance, les PMs sont regroupés par lot de 16 définissant un *tiroir* (au nombre de 60 pour CT1–4 et 128 pour CT5). Au sein des caméras se trouve l'électronique, capable de stocker le signal sur des mémoires analogiques de 128 ns pour la phase I (256 ns pour la phase II) en attendant la prise de décision de déclenchement de la caméra. Lorsque la caméra déclenche, le signal est enregistré sur une fenêtre de 16 ns. Cette fenêtre d'intégration est un compromis entre, d'une part, une réduction des déclenchements fortuits dus au NSB (environ 100 MHz) et, d'autre part, une prise en compte du temps nécessaire à l'arrivée du signal (dispersion de 5 ns pour la lumière Tcherenkov, 4 ns pour le montage Davies-Cotton et temps de réponse des PMs de 3 ns). Chaque tiroir est connecté à 3 cartes électroniques : deux d'entre elles sont utilisées pour stocker et numériser le signal (cartes analogiques) dans les ARS (*Analogue Ring Sampler*, mémoires circulaires) traitant chacune l'information provenant de 8 PMs, tandis que la troisième carte contrôle les hautes tensions et les températures à l'arrière des PMs, au milieu et à l'arrière du tiroir (carte de contrôle). Le signal suit trois voies par le biais des cartes analogiques : la première, dite de *haut gain*, traite les faibles signaux allant de 1 à 100 photon-électrons (p.e.) ; la seconde, appelée *bas gain* est conçue pour un nombre de p.e. allant de 16 à 1600 tandis que la dernière voie sert au déclenchement du signal (Figure 4.3).

### 4.2.3 Système de déclenchement

Les caméras de la phase I sont divisées en 38 secteurs qui se chevauchent. Les secteurs au bord des caméras comportent  $4 \times 8$  pixels et ceux au centre  $8 \times 8$  pixels. Le système de déclenchement des caméras est basé sur deux niveaux distincts. Le premier niveau, dit "déclenchement local", envoie un signal si au moins  $L_0 = 3$  pixels d'un même secteur détectent 4 p.e., dans une fenêtre temporelle de 2 ns. Un seuil inférieur à 4 p.e. augmenterait significativement la détection des événements du NSB et introduirait un temps mort trop important dû aux nombreux déclenchements (temps nécessaire à la digitalisation des données et à leur transfert vers la ferme centrale). Dans ces conditions, le taux

de déclenchement de la phase I est de l'ordre de 1.4 kHz. Lorsqu'un secteur déclenche, un signal est envoyé à la caméra pour l'enregistrement des données et l'arrêt du remplissage dans les ARS.

Ce signal est transmis au système central par fibre optique et est indispensable au deuxième niveau de déclenchement dit "central" qui nécessite qu'au moins 2 télescopes aient déclenché dans une fenêtre temporelle de moins de 80 ns. Le temps de déclenchement d'un télescope, dépendant de la position de pointé, est recalculé toutes les 20 secondes afin de garder une précision de l'ordre de la ns sur les temps d'arrivée. Ce retard est ensuite pris en compte dans le système de déclenchement, ainsi que celui dû à la différence des longueurs des fibres optiques qui relient les télescopes au système central. Bien que ce deuxième niveau abaisse le taux de déclenchement à 400 Hz pour les télescopes de la phase I, il permet surtout une meilleure reconstruction des événements (mode stéréoscopique) et le rejet d'une grande partie des gerbes induites par des muons qui ne déclenchent généralement qu'un seul télescope. Pour la phase II en reconstruction monoscopique, un troisième seuil a dû être défini tel que  $L2 > L0$ . Une analyse topologique des pixels ayant dépassé le seuil L2, ainsi que ceux se trouvant entre L2 et L0, permet de séparer les événements  $\gamma$  de ceux d'origine hadronique ou muonique, qui constituent un large fond dans les événements déclenchant un seul télescope.

Le temps mort est d'environ 460  $\mu s$  pour CT1–4 et de 10  $\mu s$  pour CT5. Une amélioration de l'électronique des caméras de CT1–4 a été entreprise afin de réduire ce temps mort et le nombre d'événements enregistrés seulement par CT5 qui auraient pu être reconstruits en mode stéréoscopique. L'opération a débuté en 2015 sur la caméra de CT1, et les autres caméras ont été mises à niveau durant l'été 2016. Le temps mort a ainsi été réduit de 8% à 0.3% et les nouvelles caméras sont opérationnelles depuis début 2017.

#### 4.2.4 Chaîne d'acquisition des données

#### 4.2.5 Étalonnage

##### Étalonnage des caméras

Le signal enregistré dans les ARS est directement converti en pas d'ADC (*Analogic to Digital Converter*), 1 pas d'ADC équivalant à 1.2 mV. Le but de l'étalonnage de la caméra est de remonter au nombre de photo-électrons dans chaque PM. Dans les voies d'acquisition haut gain (HG) et bas gain (BG), l'amplitude du signal en photo-électrons s'écrit :

$$\begin{aligned} S_{\text{HG}} &= \frac{ADC_{\text{HG}} - P_{\text{HG}}}{\gamma_{\text{HG}}} \times FF \\ S_{\text{BG}} &= \frac{ADC_{\text{BG}} - P_{\text{BG}}}{\gamma_{\text{HG}}} \times \frac{\text{HG}}{\text{BG}} \times FF \end{aligned} \quad (4.1)$$

avec :

- $ADC_{\text{HG}}$  et  $ADC_{\text{BG}}$ , les nombres de pas d'ADC dans les voies HG et BG respectivement
- $P_{\text{HG}}$  et  $P_{\text{BG}}$ , les piédestaux électroniques de chaque voie d'acquisition (niveau de fond)
- $\gamma_{\text{HG}}$ , le facteur de conversion du nombre de pas d'ADC en nombre de p.e. dans la voie HG, aussi appelé *gain*
- $FF$ , ou coefficient de *flat-field*, qui caractérise l'efficacité optique et quantique de chaque PM par rapport à la moyenne de la caméra
- $\frac{\text{HG}}{\text{BG}}$ , le rapport d'amplification entre les voies d'acquisition HG et BG

Grâce à des runs de calibration, les valeurs de ces paramètres sont estimées suivant différentes méthodes qui sont détaillées ci-dessous.

#### Détermination des piédestaux

Pour chaque pixel, le piédestal est la ligne de base électronique qui correspond donc au signal en l'absence de photons Tcherenkov (bruit électronique et thermique de la caméra, et photons issus du NSB). Comme le signal Tcherenkov est calculé à partir de la moyenne de cette distribution, il est très important de bien la mesurer. Dans une première étape, des runs de piédestaux électroniques sont effectués avec le capot de la caméra fermé afin d'estimer le bruit électronique et thermique de la caméra, tout en s'affranchissant du NSB. La distribution des piédestaux obtenue est Gaussienne et la largeur de cette distribution varie significativement en fonction du taux de NSB : plus le bruit de fond est important, plus la largeur de la distribution augmente et prend une forme symétrique, comme le montre la Figure 4.4 (gauche). Les piédestaux doivent donc être déterminés pendant la prise de données. Ils sont estimés toutes les minutes pour chaque PM n'étant pas illuminé par des photons Tcherenkov (donc sans signal).

#### Calcul du gain

La détermination du gain, donnant le facteur de conversion entre le nombre de pas d'ADC et de p.e., est effectuée par des runs de photo-électron unique (*SPE, Single Photo-Electron*). Dans les abris des caméras, une LED pulsante (de fréquence 70 Hz) envoie en moyenne 1 p.e. sur chaque PM afin d'évaluer leur réponse à un signal de photo-électron unique. Seule la voie haut gain permet de résoudre cette partie de la calibration. La distribution de charge obtenue est illustrée en Figure 4.4

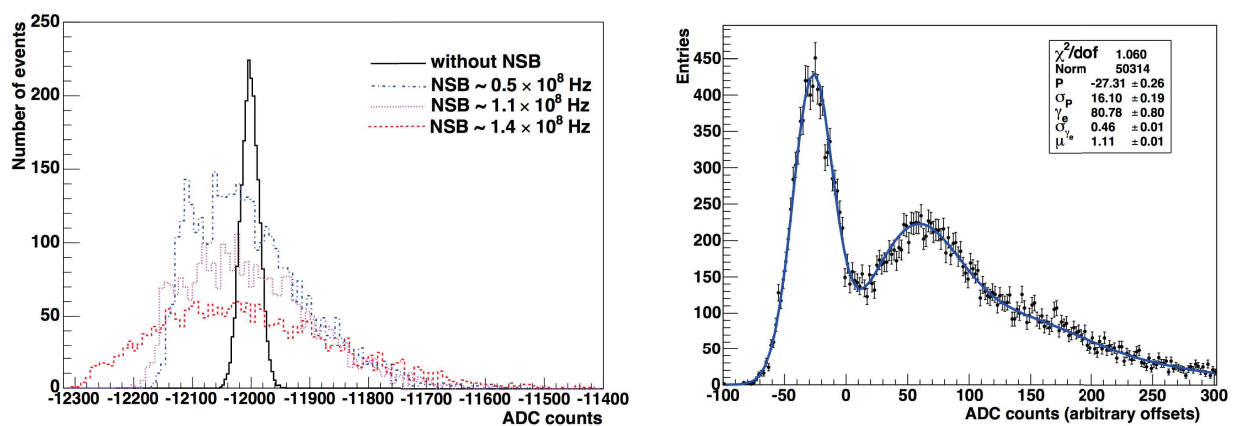


FIGURE 4.4 – (Gauche) Distribution des piédestaux en pas d'ADC pour trois taux de NSB différents. (Droite) Distribution en pas d'ADC obtenue lors d'un run de SPE. La moyenne de la première distribution est la ligne de base électronique (piédestal), celle de la deuxième correspond à la réponse du PM au signal du photo-électron unique. Le gain se calcule en faisant la différence entre ces deux moyennes. Figures extraites de [Aharonian et al. \(2004a\)](#).

(droite) et s'ajuste suivant l'expression :

$$G(x) = N \times \frac{e^{-\mu}}{\sqrt{2\pi}\sigma_P} \exp\left[-\frac{(x - P_{\text{HG}})^2}{2\sigma_P^2}\right] + N \times N_s \sum_{n=1}^{m \gg 1} \frac{e^{-\mu}}{\sqrt{2\pi n}\sigma_{\gamma_e}} \frac{\mu^n}{n!} \exp\left[-\frac{(x - (P_{\text{HG}} + n\gamma_{\text{HG}}))^2}{2n\sigma_{\gamma_e}^2}\right] \quad (4.2)$$

où

- $N$  est le nombre total d'événements
- $\mu$  est la luminosité moyennée
- $P_{\text{HG}}$  est la position du piédestal dans la voie haut gain (en pas d'ADC)
- $\sigma_P$  et  $\sigma_{\gamma_e}$  sont respectivement la largeur du piédestal et du photo-électron unique
- $\gamma_{\text{HG}}$  est le gain du PM
- $N_s$  quantifie l'accord de la distribution obtenue avec une distribution de Poisson (égal à 1 si la distribution est parfaitement Poissonnienne)

Le premier terme de l'équation 4.2 représente la distribution du piédestal et le second terme correspond à la distribution Poissonnienne du nombre de p.e., convoluée avec une Gaussienne de largeur croissante représentant la résolution des PMs pour un signal à  $m$  p.e.

La différence en pas d'ADC entre le piédestal et la moyenne de la distribution du SPE correspond au gain  $\gamma_{\text{HG}}$ . Le calcul de  $\gamma_{\text{HG}}$  ne pouvant être effectué que dans la voie haut gain, la valeur de  $\gamma_{\text{BG}}$  se retrouve grâce au coefficient d'intercalibration entre les deux voies  $\frac{HG}{BG}$ .

### *Coefficients de flat-field*

Le coefficient de *flat-field* ( $FF$ ) tient compte des inhomogénéités entre les efficacités optiques des cônes de Winston et les efficacités quantiques de chaque PM, au sein d'une même caméra. Il est mesuré lors de prises de données dédiées (runs de *flat-field*) à chaque début et fin de shift. Le principe est d'utiliser une LED placée au centre des miroirs qui illumine la caméra de manière homogène au moyen d'un diffuseur, afin que chaque PM reçoive en moyenne 100 p.e. Le calcul du coefficient  $FF$  pour chaque pixel s'écrit alors :

$$FF = \frac{\langle I \rangle_{\text{Camera}}}{\langle I \rangle_{\text{PM}}} \quad (4.3)$$

où  $\langle I \rangle_{\text{PM}}$  est l'intensité moyenne reçue par le PM et  $\langle I \rangle_{\text{Camera}}$  est la valeur moyenne de l'intensité reçue par tous les PMs de la caméra pendant toute la durée du run. La Figure 4.5 illustre la dispersion des coefficients de  $FF$  pour tous les PMs de CT1, avec une moyenne centrée sur 1 comme attendue.

### *Intercalibration des voies haut gain et bas gain*

La calcul de  $\gamma_{\text{BG}}$  se fait en utilisant le chevauchement des voies haut gain et bas gain. La Figure 4.6 présente la charge collectée dans les voies HG et BG, en pas d'ADC, en fonction du nombre de p.e. La gamme de recouvrement des deux voies (utilisée entre 40 p.e. et 200 p.e.) sert à les intercaler et à calculer le rapport  $\frac{HG}{BG}$  pour chaque pixel et pour chaque run. Le coefficient obtenu est de l'ordre de 13.5 avec une dispersion de 10% entre les différents pixels.

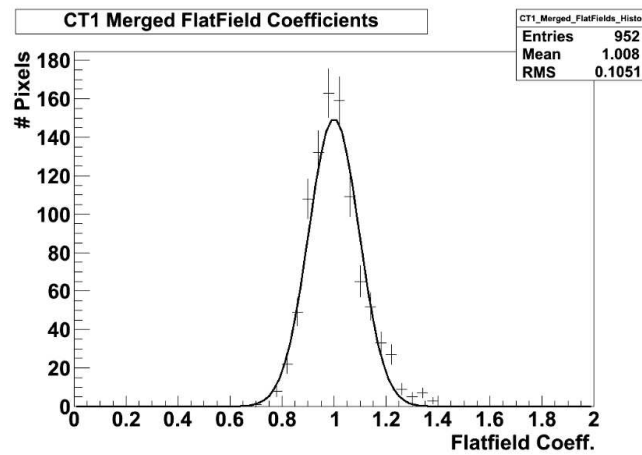


FIGURE 4.5 – Coefficients de  $FF$  pour la caméra de CT1. Figure extraite de [Chalme-Calvet et al. \(2014\)](#).

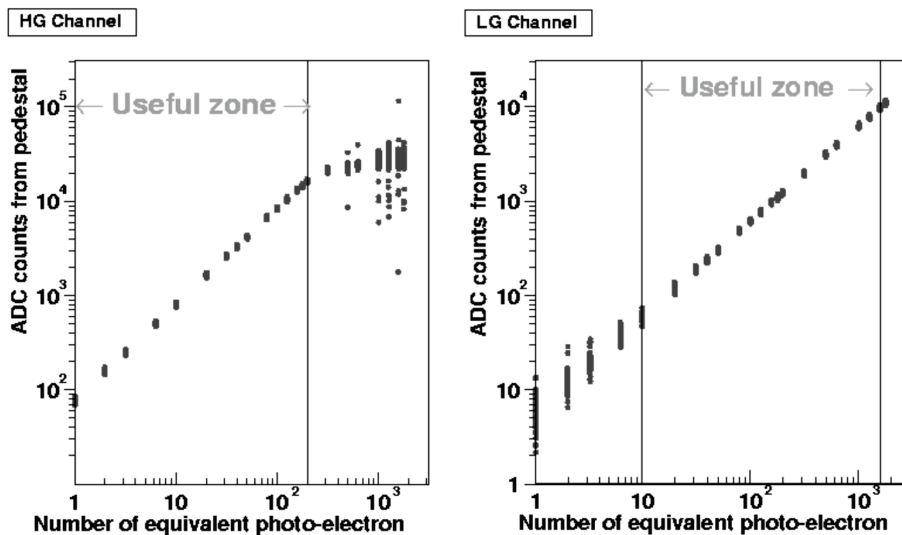


FIGURE 4.6 – Zone de linéarité entre les voies haut gain et bas gain. Figure extraite de [Aharonian et al. \(2004a\)](#).

### Étalonnage absolu en énergie

La dernière étape pour un étalonnage absolu des télescopes consiste à trouver le facteur de conversion du nombre de p.e. mesuré dans chaque PM en nombre de photons Tcherenkov qui les ont initiés. Cette calibration nécessite une connaissance de l'efficacité optique globale du système faisant intervenir :

- la réflectivité des miroirs et le taux de transmission des cônes de Winston en fonction de la longueur d'onde
- l'efficacité de collection de lumière, reliée à la géométrie du système (positionnement, orientation, etc.)
- l'efficacité de collection à l'entrée des PMs et leur efficacité quantique, en fonction de la

longueur d'onde

Afin de déterminer ces paramètres, le signal Tcherenkov des muons atmosphériques est utilisé durant la prise de données pour plusieurs raisons avantageuses. Tout d'abord, le signal émis par des muons est très facilement identifiable car il produit un anneau lumineux dans la caméra (ou un arc de cercle si le muon est loin du télescope), comme illustré en Figure 4.7. De plus, les muons arrivant près du sol sont ultra-relativistes et pénètrent donc plus profondément dans l'atmosphère. Leur émission Tcherenkov provient donc des plus basses altitudes et souffre moins de l'absorption UV de l'atmosphère. Leur spectre d'émission Tcherenkov est aussi similaire à celui des gerbes atmosphériques induites par des leptons ou des rayons  $\gamma$ . Par le biais de simulations, les modèles obtenus sont comparés aux données afin d'en déduire l'efficacité optique globale du système. Un facteur multiplicatif est appliqué à l'efficacité muonique trouvée pour se ramener à celle correspondant aux gerbes initiées par des rayons  $\gamma$  qui nous intéressent ici.

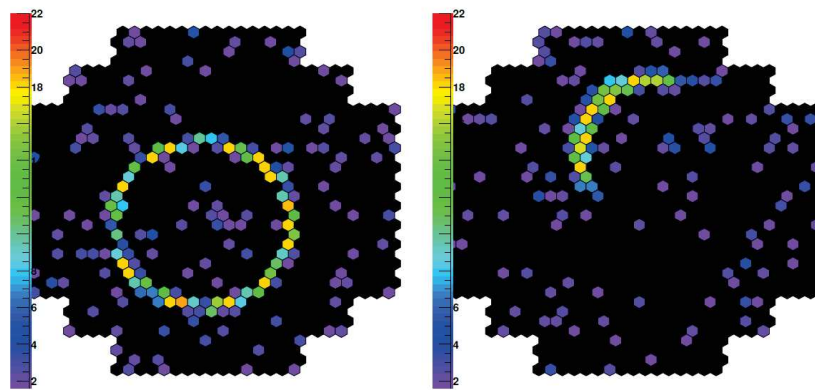


FIGURE 4.7 – Anneau de lumière Tcherenkov (ou arc) produit par un muon sur une des caméras de H.E.S.S. Figure extraite de [De Naurois \(2012\)](#).

### 4.3 Autres instruments

Le site est équipé d'une station météorologique mesurant la température, la pression, le taux d'humidité ainsi que la vitesse et la direction du vent. Sur chaque télescope est également installé un radiomètre infrarouge, qui pointe dans la même direction que la caméra, afin d'anticiper l'arrivée de nuages à l'aide d'un autre radiomètre sondant le ciel en permanence. Ces instruments permettent un contrôle des conditions d'observation, impactant la qualité des données, et aident aussi à assurer la sécurité des télescopes. Le réseau de télescopes H.E.S.S. dispose aussi d'un lidar (*LIght Detection And Ranging*) permettant d'évaluer la quantité d'aérosols dans l'atmosphère et d'avoir ainsi une meilleure connaissance de l'absorption subie par les photons Tcherenkov au cours de leur trajectoire. Nous reviendrons avec précision sur cet instrument au chapitre suivant et, en particulier, sur l'implémentation et l'impact des profils d'atmosphère mesurés dans les données H.E.S.S.

### 4.4 Reconstruction

Il existe plusieurs méthodes de reconstruction des gerbes atmosphériques dont le but est de :

- remonter aux paramètres physiques de la particule ayant initié la gerbe (appelée particule primaire) : direction, énergie et position d'impact au sol

- discriminer les événements  $\gamma$  des événements hadroniques (bien plus nombreux)

Parmi ces méthodes, deux d'entre elles sont présentées ci-dessous.

#### 4.4.1 Méthode des moments réduits

La méthode des moments réduits, ou méthode de Hillas (1985), est basée sur une paramétrisation géométrique de l'image de la gerbe dans chaque caméra. Si la particule primaire est un rayon  $\gamma$ , l'image de la gerbe s'approchera d'une ellipse symétrique. L'application de cette méthode nécessite de nettoyer les images pour ne prendre en compte que les pixels illuminés par des photons Tche-renkov. La sélection s'applique si la charge du pixel est supérieure à un seuil  $q_1$  avec au moins un de ses pixels voisins ayant détecté une charge  $q_2 > q_1$ . L'image peut ensuite être définie par :

- la longueur  $l$  et la largeur  $w$  de l'ellipse
- l'amplitude totale de l'image
- la distance nominale  $d$  (distance angulaire entre le barycentre de l'image et le centre de la caméra)
- l'angle azimutal de l'axe principal de l'image  $\phi$  et son orientation  $\alpha$

La direction de la particule se reconstruit par l'intersection des grands axes des ellipses de chaque télescope tandis que le paramètre d'impact (distance entre la position au sol de la particule et les télescopes) est l'intersection des plans contenant le télescope et la gerbe. L'énergie de la particule

est la moyenne de celles mesurées dans les caméras  $E = \frac{1}{N_{tel}} \times \sum_{i=1}^{N_{tel}} E_i$ .

Les gerbes d'origine hadronique fournissent une image beaucoup plus asymétrique et irrégulière que les gerbes initiées par des événements  $\gamma$ . Afin de rejeter ces événements, des variables discriminantes sont utilisées pour chaque image telles que le *Scaled Width* (SW) et le *Scaled Length* (SL) :

$$SW = \frac{w - \langle w \rangle}{\sigma_w} \quad SL = \frac{l - \langle l \rangle}{\sigma_l} \quad (4.4)$$

où  $\langle w \rangle$  et  $\sigma_w$  ( $\langle l \rangle$  et  $\sigma_l$ ) sont la moyenne et l'écart-type de la largeur (longueur) de l'ellipse. Ces paramètres ont l'avantage de pouvoir être facilement combinés pour des observations stéréoscopiques en deux autres variables, le *Mean Scaled Width* (MSW) et le *Mean Scaled Length* (MSL) :

$$MSW = \frac{1}{\sqrt{N_{tel}}} \times \sum_{i=1}^{N_{tel}} SW_i \quad MSL = \frac{1}{\sqrt{N_{tel}}} \times \sum_{i=1}^{N_{tel}} SL_i \quad (4.5)$$

L'intérêt de ces variables réside dans le fait qu'elles ne dépendent pas de l'énergie de la particule et qu'elles procurent une sélection uniforme. La Figure 4.8 illustre le pouvoir de discrimination  $\gamma$ /hadrons obtenu grâce aux MSW et MSL.

#### 4.4.2 Méthode du modèle semi-analytique

La méthode du modèle semi-analytique a été initialement développée pour l'expérience CAT (Barrau et al., 1998) et a ensuite été améliorée (de Naurois & Rolland, 2009). Elle se base sur une comparaison de l'image obtenue dans la caméra avec le résultat de simulations Monte-Carlo qui prennent en compte : les distributions longitudinale, latérale et angulaire des particules chargées de la gerbe et l'énergie, la direction, le paramètre d'impact et la profondeur de première interaction de la particule primaire. Les simulations considèrent également les effets instrumentaux tels que : la

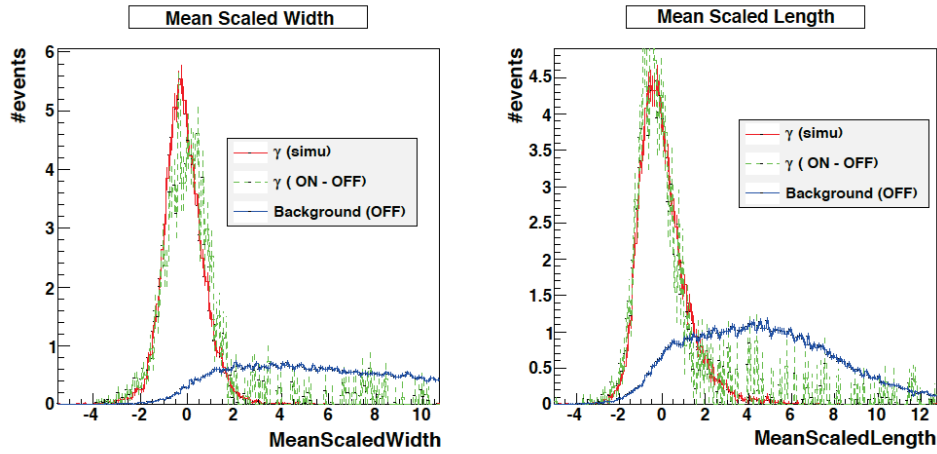


FIGURE 4.8 – Distributions des variables MSW et MSL pour des rayons  $\gamma$  simulés (rouge), des événements du fond hadronique (bleu) et des événements provenant de la nébuleuse du Crabe (vert). Figure extraite de [De Naurois \(2012\)](#).

PSF, la réponse électronique de la caméra, l'efficacité de collection de lumière due à la géométrie du système, l'absorption de l'atmosphère et la dépendance en longueur d'onde de l'efficacité quantique des PMs et de la réflectivité des miroirs. Pour un certain jeu de paramètres de la particule primaire, l'image prédite est calculée en quatre dimensions (énergie, direction, paramètre d'impact et profondeur de première interaction) et est ensuite comparée aux observations. Puisque la statistique dans chaque pixel est Poissonnienne, la technique de minimisation utilisée est celle du maximum de vraisemblance. L'avantage de cette méthode est qu'elle utilise tous les pixels de la caméra et n'a donc pas besoin d'images nettoyées, contrairement à la méthode de Hillas. En effet, la contribution du NSB est modélisée pour chaque pixel via une analyse statistique détaillée. En premier lieu, la variable discriminante principale est le *Goodness-of-fit* ( $G$ ) qui compare la prédiction du modèle (en supposant un événement  $\gamma$ ) à l'image dans la caméra, normalisée par le nombre de degrés de liberté. Un événement hadronique aura donc, par définition, une valeur de  $G$  nettement moins bonne que celle d'un événement  $\gamma$ . Les pixels contribuant à la valeur de  $G$  sont également séparés en deux parties : ceux considérés comme appartenant au coeur de la gerbe (ayant une charge supérieure à 0.01 p.e.) sont utilisés dans la variable *ShowerGoodness* tandis que les autres définissent la variable *BackgroundGoodness*, plus sensible aux irrégularités et aux paquets de lumière initiés par les sous-gerbes électromagnétiques issues du développement de la gerbe hadronique.

## 4.5 Analyse des données

### 4.5.1 Extraction du signal

Afin d'extraire le signal et d'estimer sa significativité, le nombre d'événements dans la région d'intérêt (appelée région "ON")  $N_{\text{on}}$  doit être comparé au nombre d'événements dans une région de contrôle (région "OFF")  $N_{\text{off}}$ . Si la réponse instrumentale n'est pas la même entre les deux régions, un facteur multiplicatif  $\alpha$  doit être pris en compte de sorte que le produit  $\alpha N_{\text{off}}$  corresponde au nombre d'événements du fond dans la région ON. L'excès d'émission  $\gamma$  s'écrit alors  $N_{\text{on}} - \alpha N_{\text{off}}$  et  $a$  pour significativité

$$S = \sqrt{-2\ln\lambda} \quad (4.6)$$



(Li & Ma, 1983), où  $\lambda$  est le rapport du maximum de vraisemblance entre :

- l'hypothèse  $H_1$  selon laquelle  $N_{\text{on}}$  correspond au signal ( $S$ ) ainsi qu'aux événements de bruit de fond ( $\alpha B$ ). La probabilité combinée s'écrit alors :

$$P(N_{\text{on}}, N_{\text{off}} | S, B) = \frac{e^{-(S+\alpha B)}(S + \alpha B)^{N_{\text{on}}}}{N_{\text{on}}!} \times \frac{e^{-B}B^{N_{\text{off}}}}{N_{\text{off}}!} \quad (4.7)$$

- L'hypothèse  $H_0$  (hypothèse nulle) où le nombre d'événements  $N_{\text{on}}$  est égal à celui du bruit de fond  $\alpha B$ , pour laquelle la probabilité s'écrit :

$$P_0(N_{\text{on}}, N_{\text{off}} | B) = \frac{e^{-(\alpha B)}(\alpha B)^{N_{\text{on}}}}{N_{\text{on}}!} \times \frac{e^{-B}B^{N_{\text{off}}}}{N_{\text{off}}!} \quad (4.8)$$

Les valeurs optimales des paramètres ( $\bar{S}$ ,  $\bar{B}$ , et  $\bar{B}_0$  correspondant à l'hypothèse nulle) se trouvent par la méthode du maximum de vraisemblance :

$$\frac{\partial \log P(N_{\text{on}}, N_{\text{off}} | S, B)}{\partial S} = 0, \quad \frac{\partial \log P(N_{\text{on}}, N_{\text{off}} | S, B)}{\partial B} = 0, \quad \frac{\partial \log P_0(N_{\text{on}}, N_{\text{off}} | B)}{\partial B} = 0 \quad (4.9)$$

dont les solutions sont :

$$\bar{S} = N_{\text{on}} - \alpha N_{\text{off}}, \quad \bar{B} = N_{\text{off}}, \quad \bar{B}_0 = \frac{N_{\text{on}} + N_{\text{off}}}{\alpha + 1}, \quad (4.10)$$

Le rapport du maximum de vraisemblance s'écrit alors :

$$\lambda = \frac{P_0(N_{\text{on}}, N_{\text{off}} | \bar{B}_0)}{P(N_{\text{on}}, N_{\text{off}} | \bar{S}, \bar{B})} = \left[ \frac{\alpha}{1 + \alpha} \left( \frac{N_{\text{on}} + N_{\text{off}}}{N_{\text{on}}} \right) \right]^{N_{\text{on}}} \times \left[ \frac{1}{1 + \alpha} \left( \frac{N_{\text{on}} + N_{\text{off}}}{N_{\text{off}}} \right) \right]^{N_{\text{off}}} \quad (4.11)$$

Dans le cas fréquent de runs accumulés, nous avons :

$$N_{\text{on}} = \sum_i N_{\text{on}}^{(i)}, \quad N_{\text{off}} = \sum_i N_{\text{off}}^{(i)}, \quad \alpha = \frac{\sum_i \alpha^{(i)} N_{\text{off}}^{(i)}}{\sum_i N_{\text{off}}^{(i)}} \quad (4.12)$$

## 4.5.2 Soustraction du fond

Bien que les variables discriminantes exposées précédemment permettent de rejeter une bonne partie des événements hadroniques, il reste toujours une partie de ces événements ainsi qu'un autre fond qui contamine le signal, comme les gerbes électromagnétiques, difficiles à distinguer des gerbes initiées par des  $\gamma$ . Pour y remédier, il existe plusieurs méthodes d'estimation du fond, dont nous listons les principales ci-dessous :

- la méthode ON–OFF qui consiste en deux prises de données consécutives de la région d'intérêt et de la région de contrôle. Cette technique a cependant l'inconvénient de réduire de moitié le temps disponible d'observation
- la méthode du *ring background* qui calcule le fond dans un anneau entourant la région d'intérêt
- la méthode du *reflected background* qui consiste à décaler la direction de pointé du télescope par rapport à la source et à définir les régions OFF qui sont à la même distance angulaire que la région ON

La Figure 4.9 illustre la méthode du *ring background* et celle du *reflected background*.

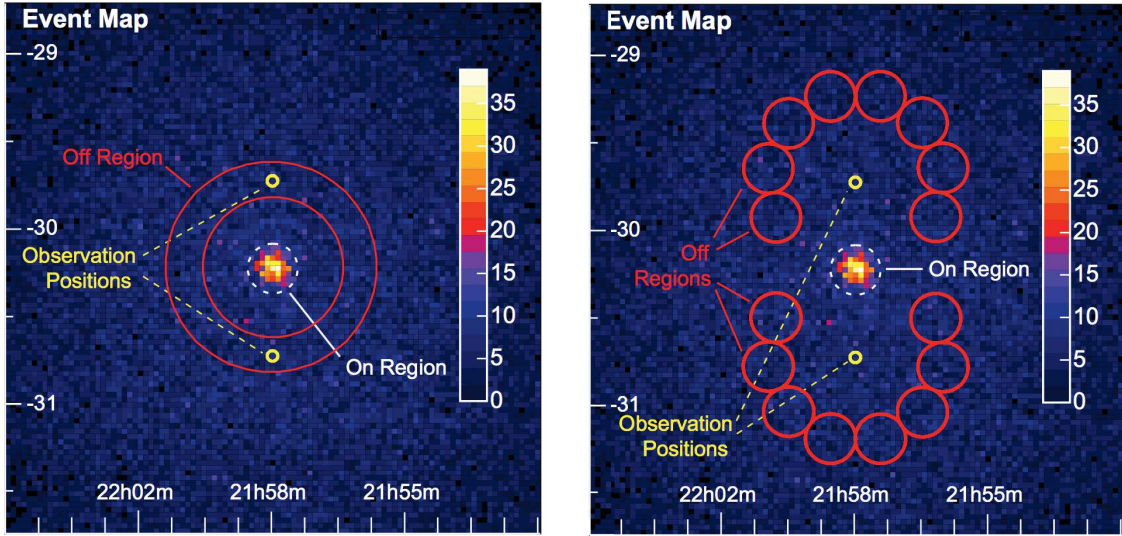


FIGURE 4.9 – Illustration de la méthode du *ring background* (gauche) et du *reflected background* (droite) pour estimer le niveau de fond. La position de pointé des télescopes (cercle jaune) est décalée de  $\pm 0.5^\circ$  en déclinaison par rapport à la position de la source. Figure extraite de [Berge et al. \(2007\)](#).

### 4.5.3 Performances

Tout comme pour le *Fermi-LAT*, les performances de H.E.S.S. sont définies par les IRFs et par le jeu de coupures appliqué. Trois différentes coupures existent : *Loose*, *Standard*, *Faint* (de la moins restrictive à la plus restrictive) et sont définies afin d’optimiser la détection de la source. La taille de la région ON à définir sera donc dépendante des coupures appliquées ( $\theta^2$ , le rayon de la région ON pouvant varier entre 0.005 et 0.0125  $\text{deg}^2$ ). La Figure 4.10 (gauche) illustre la surface efficace obtenue avec des reconstructions (modèle semi-analytique ou méthode de Hillas) et des coupures différentes pour CT1–4 en mode stéréoscopique. La surface efficace est approximativement plate aux hautes énergies et chute drastiquement pour  $E < 100$  GeV. La résolution en énergie des télescopes CT1–4 combinés avoisine les 10%, comme illustré en Figure 4.10 (droite). L’évolution de la résolution angulaire en fonction de l’énergie et de l’angle zénithal est donnée en Figure 4.11, pour CT1–4. D’une manière générale, la résolution angulaire de H.E.S.S. est minimale aux hautes énergies et augmente drastiquement pour des angles zénithaux supérieurs à  $40^\circ$ . C’est pourquoi, la collaboration H.E.S.S. n’observe pas des sources d’angle zénithal supérieur à  $\theta_z \sim 50^\circ$ ; la résolution angulaire se dégradant fortement et l’absorption de l’atmosphère étant trop élevée pour permettre une qualité minimale des données. Les performances du réseau avec CT5 sont présentées en Figure 4.12 et proviennent d’un papier de la collaboration en préparation. En mode monoscopique, la résolution angulaire de CT5 est près de deux fois moins bonne que celle de CT1–4 combinés et sa résolution en énergie est globalement plus médiocre que celle des télescopes de la phase I. L’utilisation de CT1–5 en mode stéréoscopique dispose globalement des mêmes résolutions angulaire et en énergie que le réseau CT1–4.

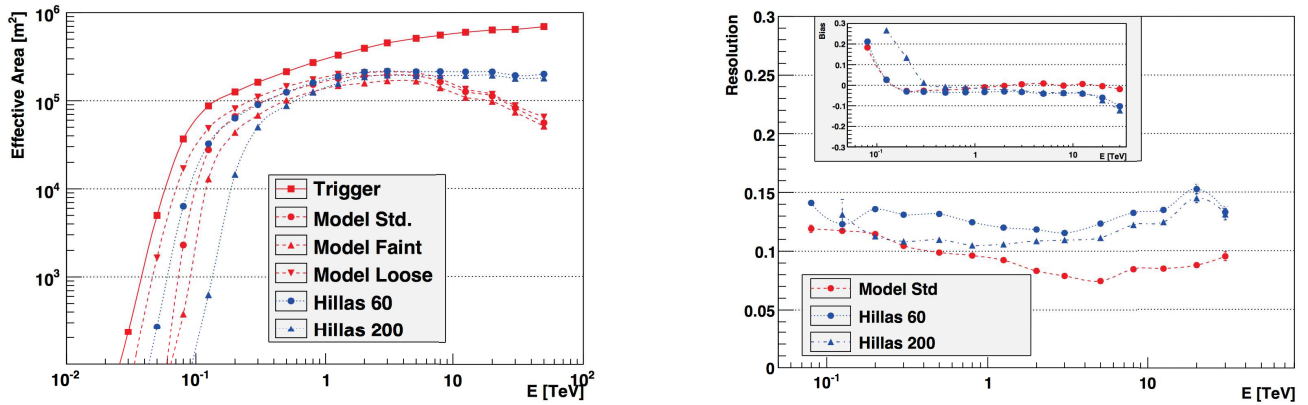


FIGURE 4.10 – (*Gauche*) Surface efficace de CT1–4 (combinés) en fonction de l’énergie (au zénith) et avec différentes coupures et méthodes de reconstruction. Le niveau de déclenchement des télescopes est également représenté. (*Droite*) Résolution et biais (encadré) en énergie pour CT1–4 (combinés) en fonction de l’énergie, pour une observation au zénith et selon différentes méthodes de reconstruction. Figures extraites de de Naurois & Rolland (2009).

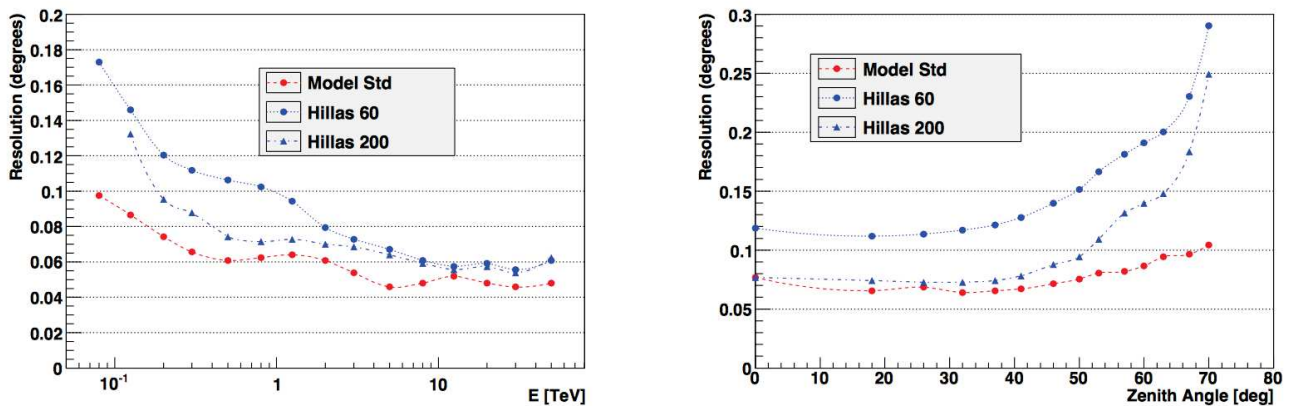


FIGURE 4.11 – Résolution angulaire de CT1–4 (mode stéréoscopique) en fonction de l’énergie (*gauche*) et de l’angle zénithal (*droite*). Figures extraites de de Naurois & Rolland (2009).

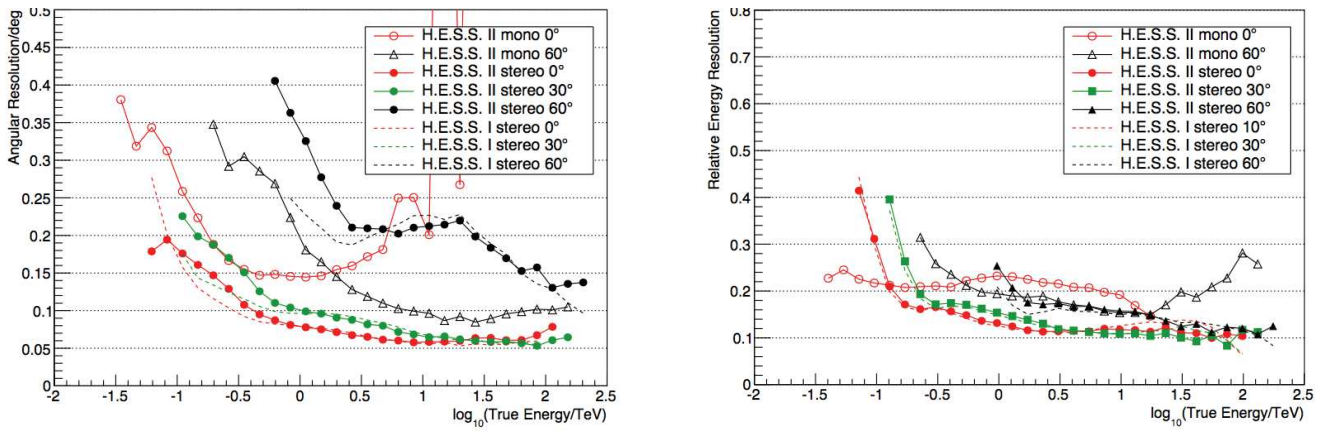


FIGURE 4.12 – Résolution angulaire (*gauche*) et résolution en énergie (*droite*) en utilisant CT5, pour différents modes (monoscopique et stéréoscopique) et angles zénithaux. Pour comparaison, les performances du réseau CT1-4 sont également illustrées (H.E.S.S. Collaboration, en préparation).



# Le Lidar sur le site de H.E.S.S.

## Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>L’atmosphère : partie intégrante du détecteur</b>	<b>73</b>
<b>5.2</b>	<b>Principe de fonctionnement</b>	<b>75</b>
<b>5.3</b>	<b>Reconstruction des profils d’atmosphère</b>	<b>78</b>
<b>5.4</b>	<b>Méthode pour l’implémentation des profils</b>	<b>80</b>
5.4.1	Utilisation des <i>Run-Wise Simulations</i>	80
5.4.2	Implémentation des profils dans la chaîne d’analyse	80
5.4.3	Vérification du code	81
<b>5.5</b>	<b>Étude de l’impact des profils d’atmosphère sur les données de la nébuleuse du Crabe</b>	<b>84</b>
5.5.1	Caractéristiques des observations	84
5.5.2	Analyses run par run	85
5.5.3	Dispersion de la normalisation du flux	88
<b>5.6</b>	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>92</b>

---

## 5.1 L’atmosphère : partie intégrante du détecteur

L’étalonnage des télescopes H.E.S.S. présenté dans le chapitre précédent dépend grandement d’une variable assez méconnue : l’atmosphère. La lumière Tcherenkov se développe de  $\sim 10$  à  $25$  km au dessus du sol (Figure 5.1, gauche) et est diffusée par l’atmosphère avant d’atteindre les télescopes H.E.S.S. La connaissance de la composition de l’atmosphère est donc nécessaire afin d’estimer la quantité de lumière perdue. Pour un photon  $\gamma$  de même énergie, les photons Tcherenkov atteignant le sol et déclenchant les télescopes seront moins nombreux s’ils se propagent dans une atmosphère plus opaque qu’une atmosphère plus transparente. Cela impacte directement la charge totale mesurée par les caméras, quantité majeure pour les algorithmes de reconstruction. D’une manière générale, une mauvaise connaissance de l’atmosphère amène à une reconstruction en énergie des photons  $\gamma$  erronée : une atmosphère modélisée plus opaque que la réalité donnera lieu à une énergie reconstruite plus haute qu’elle ne l’est réellement. Cet impact sur l’énergie doit donc avoir un effet sur la détection des photons, notamment proche du seuil, et sur la reconstruction spectrale.

Les cascades électromagnétiques et hadroniques sont impactées par la composition et la densité de l’atmosphère, qui sont relativement stables et bien connues. En revanche, la propagation des

photons Tcherenkov jusqu’aux télescopes dépend de la transmission de l’atmosphère, qui peut être mesurée grâce au lidar élastique installé sur le site de H.E.S.S. Conçu en 1997 et installé sur le site de l’expérience CELESTE (Pyrénées, France, [Smith et al., 1997](#)) en 2001, le lidar fut transféré sur le site de H.E.S.S. en 2004 et la prise de données a commencé à l’été 2006. Pour ne pas perturber le signal mesuré par les caméras de H.E.S.S., le lidar est situé à  $\sim 850$  mètres des télescopes, et pointe toujours dans la même direction (angle zénithal de  $15^\circ$  et à  $25^\circ$  dans la direction Ouest). Le principe du lidar est le même que celui du radar, transposé dans les longueurs d’onde optique : l’instrument mesure l’intensité d’un signal rétrodiffusé en fonction du temps de parcours de la lumière dans son trajet aller–retour jusqu’à la zone diffusante. Un schéma du lidar installé sur le site de H.E.S.S. est donné en Figure 5.1 (droite). Composé d’un laser de type Nd :YAG, l’instrument est équipé de deux cavités générant deux harmoniques à 355 nm et à 532 nm. La lumière est réfléchiée par un miroir primaire, de diamètre 60 cm et de distance focale 102 cm, puis par un miroir secondaire, de diamètre 8 cm et de distance focale 10 cm. La réflectivité des miroirs est de 80% entre 300 et 600 nm. Des PMs sont utilisés pour mesurer le signal rétrodiffusé et un filtre dichroïque, situé au plan focal, sépare les composantes à 355 et 532 nm. Une description technique du lidar se trouve dans [Bregéon et al. \(2016\)](#). Sondant des altitudes jusqu’à plus de  $\sim 10$  km, le lidar envoie 1200 impulsions lumineuses sur une durée de 3 minutes avant chaque run d’observation pris par les télescopes. L’acquisition est alors enregistrée sur un serveur, connecté à celui de la prise des données H.E.S.S., en sauvegardant plusieurs informations telles que la direction de pointé, la durée du run, etc. Le fichier de sortie est enregistré dans la base de données de H.E.S.S. sous format ROOT. L’environnement extrême et la vétusté du lidar nécessitent des opérations de maintenance régulières qui concernent principalement l’alignement des miroirs, le remplacement du laser et des problèmes d’alimentation. La fragilité du lidar limite drastiquement la quantité de données exploitables.

Les profils d’atmosphère mesurés par le lidar (appelés par la suite “profils lidar”) ont parfois été utilisés pour surveiller la qualité de l’atmosphère durant la prise de données mais n’ont jusqu’à présent jamais été utilisés pour l’analyse des données H.E.S.S. La collaboration utilise un modèle de type climat désertique, moyenné sur l’année et correspondant globalement au climat Namibien<sup>1</sup>. L’état de l’atmosphère peut être en partie contrôlé par la stabilité du taux de déclenchement des CRs dans les caméras. Le passage d’une structure absorbante large (dont l’absorption dure plus longtemps que la durée nominale d’un run d’observation de 28 minutes) se remarque par la diminution linéaire du taux de déclenchement des CRs dans les caméras, calculé toutes les 10 secondes et corrigé de la variation de l’angle zénithal, tandis que les structures absorbantes de petites tailles (comme le passage d’un nuage) s’identifient grâce à la rms de l’ajustement. Les critères de qualité standard des données, définis dans la chaîne d’analyse *ParisAnalysis*, nécessitent que la rms du taux de déclenchement des CRs soit inférieure à 10%. À partir du taux de déclenchement des CRs, un coefficient de transparence est calculé (TC, *Transparency Coefficient*, [Hahn et al., 2015](#)) et est appliqué comme facteur correctif aux efficacités optiques des télescopes. La valeur  $TC = 1$  représente la valeur moyenne du taux de déclenchement. Toutefois, la valeur du TC ne prend pas en compte la différence des longueurs de pénétration dans l’atmosphère entre les CRs et les rayons  $\gamma$ .

Le modèle d’extinction atmosphérique actuellement utilisé dans la collaboration (appelé par la suite “profil standard”) n’est pas toujours représentatif de la composition de l’atmosphère, notamment en Septembre et Octobre où le phénomène de combustion de la biomasse (*biomass burning*) en Angola crée beaucoup de poussières et de carbone se propageant jusqu’en Namibie. La Figure 5.2 illustre l’augmentation importante (de Septembre à Novembre) du coefficient d’extinction de l’atmosphère mesuré par le lidar pendant l’année 2013. La composition de l’atmosphère peut donc grandement changer durant ces deux mois. Les variations de l’atmosphère impactent les énergies

1. La dernière version du modèle date de 2014.

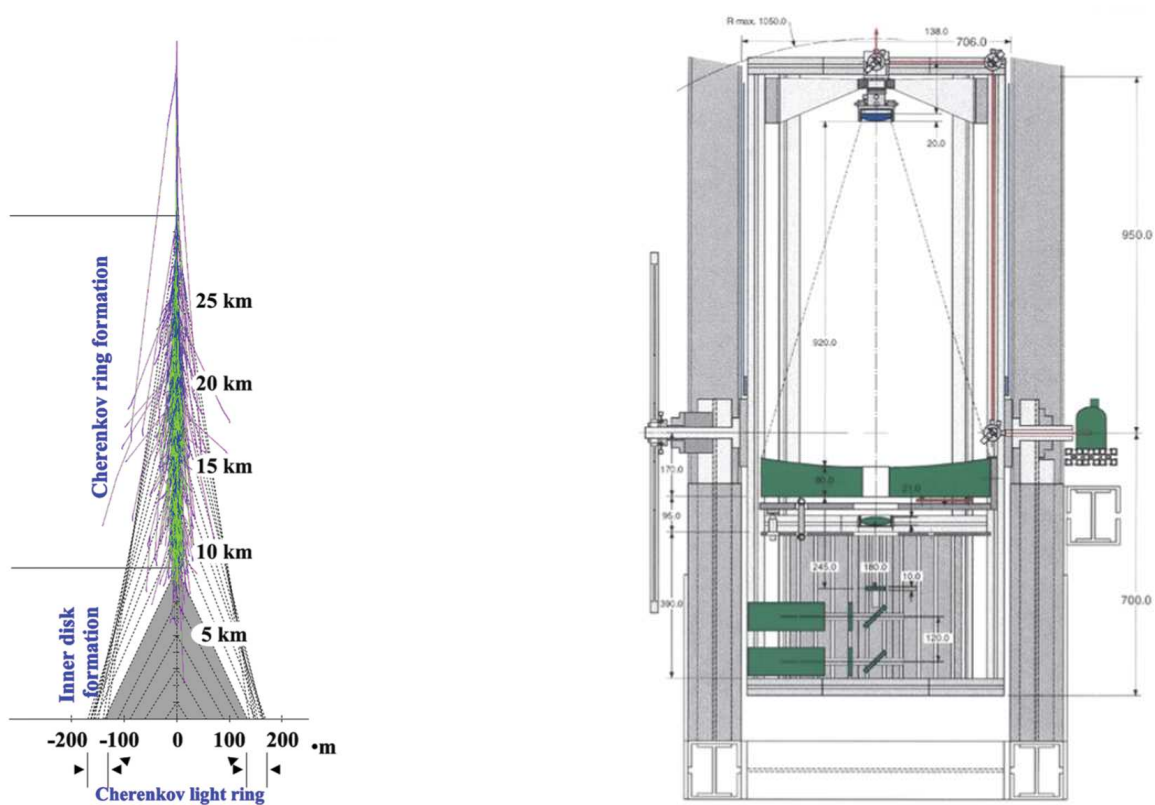


FIGURE 5.1 – (*Gauche*) Représentation schématique du développement de la lumière Tcherenkov engendrée par une cascade électromagnétique dans l’atmosphère. La majorité de la lumière Tcherenkov est créée entre  $\sim 25$  et  $10$  km au dessus du sol, pour un développement de la gerbe vertical. Figure extraite de [De Naurois \(2012\)](#). (*Droite*) Schéma du lidar installé sur le site de H.E.S.S. Le laser est situé sur la partie droite du détecteur. La lumière reçue par le lidar est réfléchié par les miroirs primaires et secondaires et les longueurs d’onde à  $355$  et  $532$  nm sont séparées dans la partie basse du détecteur. Figure extraite de [Bregéon et al. \(2016\)](#).

reconstruites des photons, modifiant ainsi le seuil de détection et le biais en énergie. La collaboration MAGIC a étudié l’impact des profils lidar sur les données de la nébuleuse du Crabe (d’une durée totale de  $\sim 100$  minutes), lorsqu’elles ont été prises avec des conditions atmosphériques médiocres. Cette étude a mis en évidence un impact sur la surface efficace et le biais en énergie, et a mené à une reconstruction spectrale différente ([Fruck et al., 2014](#)).

Cette étude a pour but de quantifier pour la première fois l’impact des profils lidar sur les données H.E.S.S. Par le biais de simulations, nous dérivons les fonctions de réponse de l’instrument (IRFs) associées à chaque profil d’atmosphère. Nous utilisons ensuite ces IRFs pour analyser les données de la nébuleuse du Crabe et estimer l’impact des variations atmosphériques sur la reconstruction spectrale.

## 5.2 Principe de fonctionnement

La traversée de l’atmosphère par des photons Tcherenkov est principalement impactée par deux types de diffusion : la diffusion Rayleigh, créée par les molécules, et la diffusion de Mie provenant



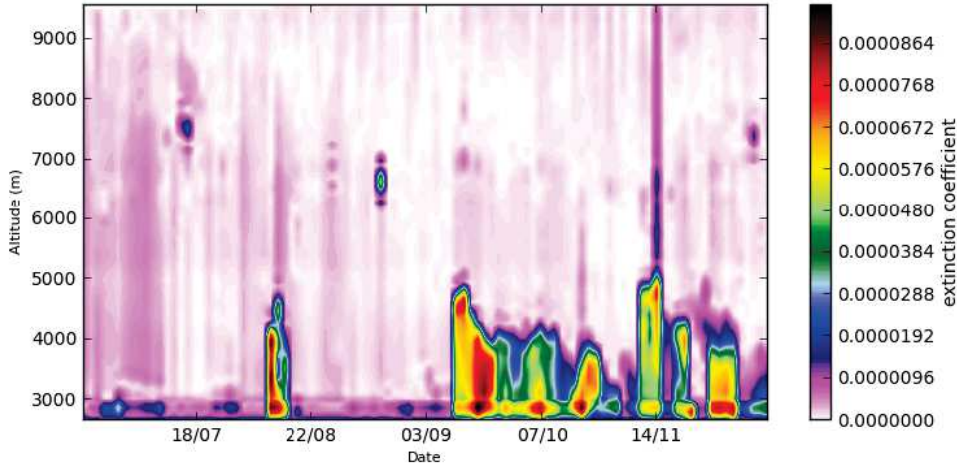


FIGURE 5.2 – Coefficients d’extinction mesurés par le lidar pendant l’année 2013. Les effets de la combustion de la biomasse sont visibles à la fin de cette période. Figure extraite de Bregeon et al. (2016).

des particules composant l’atmosphère (aérosols, nuages, poussières, etc.)<sup>1</sup>. Ces deux diffusions élastiques dépendent de la taille  $s$  du composant de l’atmosphère : la diffusion Rayleigh provient d’objets de petites tailles ( $\lambda \gg s$ , où  $\lambda$  est la longueur d’onde) tandis que la diffusion de Mie implique des structures sphériques macroscopiques ( $\lambda \lesssim s$ ). La diffusion Rayleigh est bien comprise et est estimée grâce aux mesures de pressions atmosphériques et de températures. En revanche, la diffusion de Mie nécessite de connaître la nature des particules et leurs distributions spatiales. Néanmoins, nous connaissons approximativement les tranches d’altitude où se situent les aérosols : principalement proche de la stratosphère (à  $\sim 8$  km au dessus du niveau de la mer) et dans la troposphère ( $\sim 3\text{--}5$  km), comme le montre la Figure 5.3 (gauche).

Le lidar mesure le signal rétrodiffusé par ces deux diffusions élastiques<sup>2</sup> (Rayleigh et Mie). L’extinction due à la diffusion Rayleigh, calculée grâce aux mesures de pression et de température, est soustraite au signal afin de connaître celle produite par les aérosols dans l’atmosphère. Les coefficients d’extinction  $\alpha$  et de rétrodiffusion  $\beta$  des deux diffusions interviennent dans une équation d’inversion, aussi appelée équation du lidar :

$$P_s(r) = K(r)P_0 \times \frac{A}{r^2}\beta(r)e^{-2\tau(r)} = K(r)P_0 \times \frac{A}{r^2}\beta(r)e^{-2\int_0^r \alpha(r')dr'} \quad (5.1)$$

avec :

- $P_s$ , la puissance du signal reçu
- $K$ , un facteur contenant la transmission instrumentale et la fonction de recouvrement du détecteur
- $P_0$ , la puissance émise
- $A$ , la surface efficace du détecteur
- $r$ , la distance à la zone diffusante
- $\beta$ , le coefficient de rétrodiffusion
- $\tau$ , la profondeur optique

1. Par simplicité, nous appellerons toutes les particules responsables de la diffusion de Mie “aérosols”.

2. D’où le nom de “lidar élastique”.

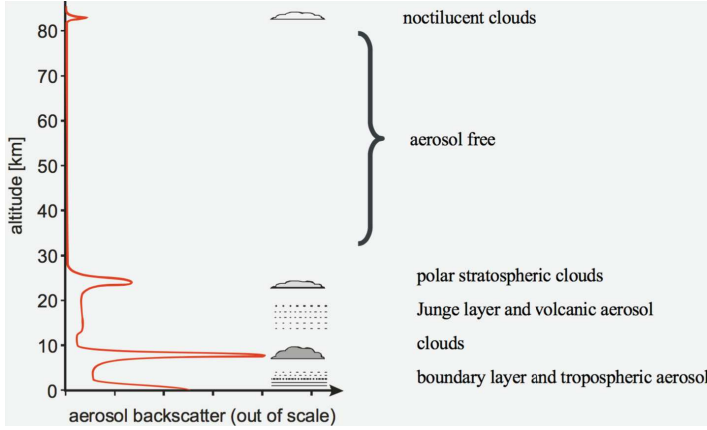


FIGURE 5.3 – (*Gauche*) Répartition des aérosols en fonction de l'altitude, dont la majorité se trouve en dessous de 10 km (extrait d'une présentation de Gerding, M., Leibniz, 1996). (*Droite*) Valeurs du rapport des coefficients d'extinction et de rétrodiffusion (de Mie)  $S_p$  pour différentes particules : marines, de type désertiques, urbaines et celles résultant de la combustion de la biomasse. Figure extraite de Müller et al. (2007).

- $\alpha$ , le coefficient total d'extinction

La géométrie du système implique que le lidar ne peut pas récupérer l'intégralité de la lumière rétrodiffusée en dessous de  $\sim 1.5$  km. Ce phénomène peut toutefois être corrigé grâce à une fonction de recouvrement, estimée par le biais de simulations optiques détaillées.

L'estimation du coefficient d'extinction  $\alpha$  est rendue possible grâce à l'équation 5.1, sous réserve de connaître le coefficient de rétrodiffusion  $\beta$ . Ces deux coefficients peuvent s'écrire :

$$\begin{cases} \alpha(r) = \alpha_{\text{Rayleigh}}(r) + \alpha_{\text{Mie}}(r) \\ \beta(r) = \beta_{\text{Rayleigh}}(r) + \beta_{\text{Mie}}(r) \end{cases} \quad (5.2)$$

Sous l'hypothèse d'un seul type d'aérosols présent dans l'atmosphère, les coefficients de rétrodiffusion et d'extinction vérifient la relation :

$$\begin{cases} S_{\text{Rayleigh}} = \frac{\alpha_{\text{Rayleigh}}(r)}{\beta_{\text{Rayleigh}}(r)} = \frac{8\pi}{3} \text{ sr} \\ S_{\text{Mie}} = \frac{\alpha_{\text{Mie}}(r)}{\beta_{\text{Mie}}(r)} = \text{Constante} \end{cases} \quad (5.3)$$

où  $S_X$  est le rapport des coefficients d'extinction et de rétrodiffusion, aussi appelé *lidar ratio*. La valeur de  $S_{\text{Mie}}$ , plus communément notée  $S_p$  ("p" pour "particules") est toujours constante et ne dépend que de la nature des aérosols présents dans l'atmosphère. Elle est estimée à 10 pour des cirrus, de 20 à 35 pour des aérosols de type marin et jusqu'à 50–100 pour des aérosols désertiques ou provenant des feux de brousse. Ces valeurs ont été discutées dans la littérature (Müller et al., 2007) et sont reportées en Figure 5.3 (droite). L'utilisation d'un lidar élastique nécessite donc de faire une hypothèse sur la nature des aérosols. À partir d'une valeur de  $S_p$ , les équations 5.2 et 5.3 permettent de calculer la profondeur optique  $\tau$  et la probabilité de transmission  $\mathcal{P}$  à une distance donnée  $r$  :

$$\begin{cases} \tau(r) = \int_0^r \alpha(r') dr' \\ \mathcal{P}(r) = e^{-2\tau(r)} \end{cases} \quad (5.4)$$

$\mathcal{P}(r)$  fournit la probabilité pour un photon Tcherenkov, émis à une certaine altitude, d'atteindre les télescopes en fonction de la profondeur optique mesurée  $\tau(r)$ .

Une description complète des processus de diffusions et de la composition de l’atmosphère peut se trouver dans Kyle (1991). L’impact des diffusions et des différents types d’atmosphère sur les paramètres physiques du développement de la lumière Tcherenkov des gerbes est également discuté dans Bernlöhr (2000).

### 5.3 Reconstruction des profils d’atmosphère

La reconstruction des profils lidar est effectuée par G. Vasileiadis et J. Bregeon et se base sur un code Fortran officiel de l’Ecole Polytechnique d’Athènes, également retranscrit en ROOT et C++ (format plus adapté aux données H.E.S.S.) par J. Bregeon. Les méthodes les plus communément utilisées pour dériver le coefficient de rétrodiffusion  $\beta$  se basent sur les méthodes d’inversion de Klett (1983) et Fernald (1984).

Tout d’abord, la ligne de base du signal électronique (piédestal électronique, bruit optique de fond de ciel, etc.) est soustraite au signal brut, et correspond à la valeur moyenne du signal entre 20 et 25 km, là où la lumière rétrodiffusée est presque nulle. Le signal est ensuite corrigé de la distance à laquelle il a été émis, en prenant en compte l’angle d’inclinaison du lidar (angle zénithal de  $15^\circ$ ) et la fonction de recouvrement. Le lidar fournit une mesure par pas de 2.5 m et les altitudes entre 1.8 km et 15 km sont divisées en 100 intervalles. L’algorithme d’inversion des données lidar nécessite une altitude de référence  $R_0$ , définie telle qu’il n’y ait plus de diffusion de Mie. Pour les profils que nous utilisons dans cette étude,  $R_0$  a été défini tel que le rapport de la diffusion Rayleigh sur le bruit soit supérieur à 5 (correspondant à des altitudes autour de 10 km). Puisque l’utilisation d’un lidar élastique nécessite de faire une hypothèse sur le type d’aérosols, nous avons choisi  $S_p = 50$  semblant approprié pour les climats de type désertique (Figure 5.3, droite). L’algorithme d’inversion de Fernald (1984) donne ensuite, pour chaque intervalle en altitude, à partir de l’altitude de référence  $R_0$ , la valeur du coefficient de rétrodiffusion de Mie ( $\beta_{\text{Mie}}$ ). Les autres coefficients d’extinction et de rétrodiffusion sont estimés grâce aux équations 5.2 et 5.3.

L’algorithme fournit, pour chaque run, des profils d’extinction, pour des altitudes de 0 à 25 km avec des pas de  $\sim 80$  mètres, et pour les deux longueurs d’onde  $\lambda = 355$  nm et  $\lambda = 532$  nm. La Figure 5.4 présente deux profils d’extinction à 532 nm obtenus pour les runs 79884 et 80194. L’extinction due à la diffusion Rayleigh est représentée par une droite verte et la courbe rouge correspond au profil standard, moyenné sur l’année et utilisé par la collaboration. Les cercles verts pleins représentent l’extinction totale mesurée par le lidar, due aux diffusions Rayleigh et de Mie. Les cercles vides correspondent à l’extinction provoquée par la diffusion de Mie uniquement. Les valeurs de profondeurs optiques des aérosols (AOD, *Aerosol Optical Depth*) apparaissent en haut des figures, et correspondent à l’intégrale des valeurs des coefficients d’extinction de Mie de 2.3 km jusqu’au minimum entre  $R_0$  et 10 km. La profondeur optique totale OD (*Optical Depth*) correspond à la valeur de l’AOD ajoutée à la profondeur optique de la diffusion Rayleigh égale à  $\sim 0.05$  pour des altitudes de  $\sim 2$  à 10 km.

Le lidar permet de mesurer les profils d’extinction à 355 nm et 532 nm mais les simulations nécessitent des tables de transmission couvrant les longueurs d’onde de 200 nm à 700 nm. L’extrapolation des profils d’extinction aux autres longueurs d’onde se base sur celle utilisée pour construire le profil standard. La dérivation des valeurs de profondeurs optiques permet d’obtenir l’extinction du profil standard, pour chaque altitude et chaque longueur d’onde (de 200 à 700 nm). La composante Rayleigh est alors soustraite afin d’obtenir l’extinction due à la diffusion de Mie. De par la configuration instrumentale du lidar et la dépendance de l’intensité de la diffusion en fonction de la longueur d’onde, la puissance de la lumière reçue à 532 nm est nettement plus élevée que celle à 355 nm, rendant la mesure plus exploitable. De ce fait, le rapport d’extinction due à la diffusion de

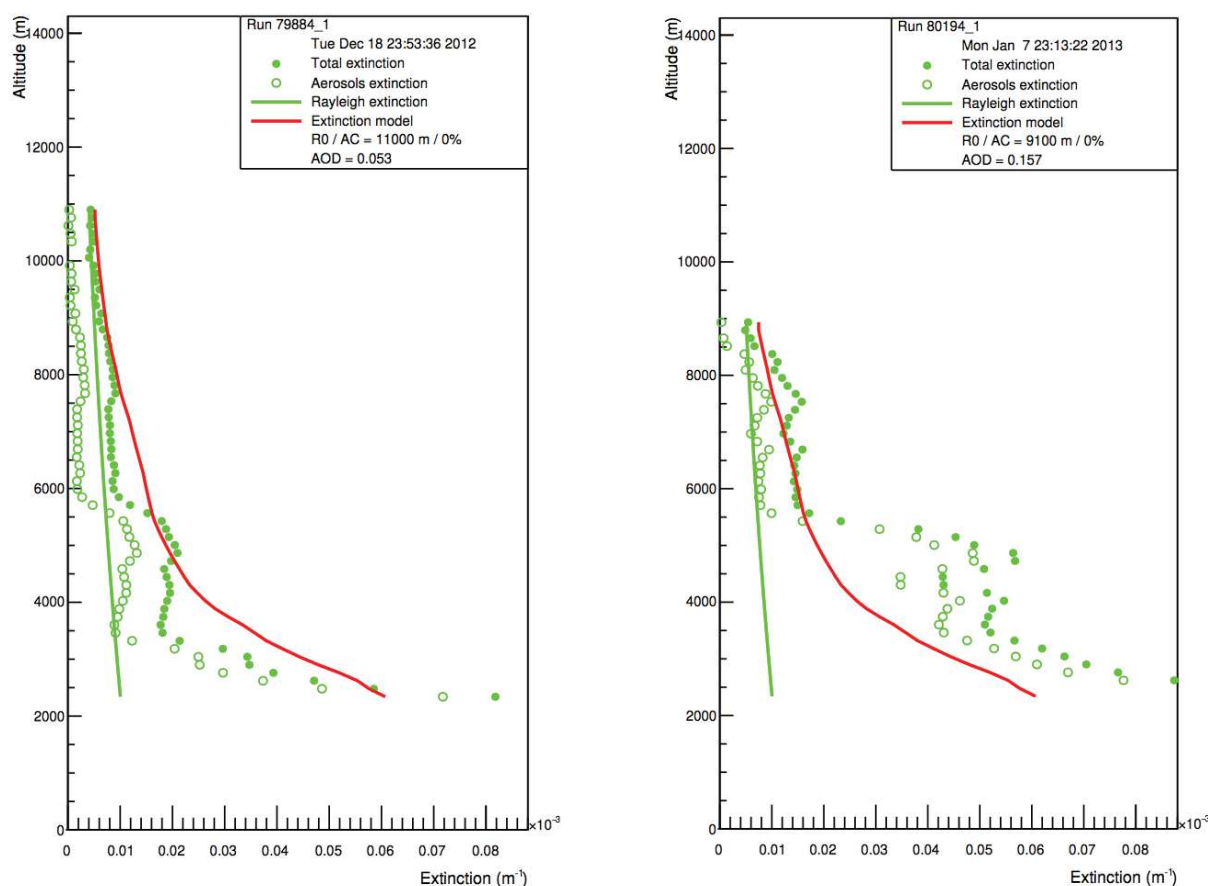


FIGURE 5.4 – Profils d’atmosphère (au dessus du niveau de la mer) mesurés par le lidar à 532 nm pour le run 79884 (*gauche*) et pour le run 80194 (*droite*). La courbe rouge représente le profil standard utilisé par la collaboration H.E.S.S., et l’extinction due à la diffusion Rayleigh est représentée par une droite verte. Les points verts pleins et vides correspondent respectivement à l’extinction totale des deux diffusions (Rayleigh et de Mie) et à la diffusion de Mie uniquement.

Mie mesurée par le lidar et celle du profil standard, à 532 nm, fournit un facteur permettant l’extrapolation aux autres longueurs d’onde. L’extinction due à la diffusion Rayleigh est ensuite ajoutée à chaque altitude et pour toutes les longueurs d’onde. L’intégration des profils d’extinction fournit ensuite les tables de profondeurs optiques en fonction de l’altitude pour toutes les longueurs d’onde, de 200 à 700 nm, telles que requises par le code de simulation de transmission atmosphérique.

La géométrie du lidar empêche la réception de la totalité du signal aux altitudes  $\lesssim 1.5$  km (au dessus du lidar). La fonction de recouvrement permet, en principe, de corriger la perte de signal mais implique des corrections de plus d’un facteur 10 à moins de  $\sim 500$  mètres au dessus de l’instrument. La possibilité d’introduire une erreur systématique est donc importante. Pour cette raison, nous avons fixé les valeurs d’extinction des profils lidar entre 1.8 km (altitude du site de H.E.S.S.) et 2.3 km à celles du modèle standard.

## 5.4 Méthode pour l'implémentation des profils

### 5.4.1 Utilisation des *Run-Wise Simulations*

Dans la chaîne d'analyse classique des données H.E.S.S., les fonctions de réponse de l'instrument (IRFs) sont simulées pour différents angles zénithaux, azimutaux, efficacités optiques, etc. Les IRFs sont ensuite interpolées afin de couvrir l'ensemble de l'espace des paramètres correspondant à toutes les prises de données des télescopes H.E.S.S. L'analyse des données utilise donc plusieurs valeurs d'IRFs interpolées, dont le couplage peut introduire des erreurs systématiques importantes.

Un projet a été récemment entrepris au sein de la collaboration H.E.S.S. visant à simuler les IRFs en utilisant les caractéristiques propres à chaque run (Holler et al., 2017b). Ces simulations, appelées *Run-Wise Simulations* (RWS) ont ainsi pour but d'utiliser les conditions réelles d'observation afin d'obtenir les IRFs les plus réalistes possibles, associées à chaque prise de données. Par exemple, l'angle zénithal, l'angle azimutal, les efficacités optiques ou encore le décalage du centre de la caméra par rapport à la source font partie des paramètres pris en compte dans la simulation. Encore en développement, cette nouvelle chaîne de simulation permet d'atteindre plusieurs objectifs scientifiques tels que :

- une plus grande précision des résultats
- une amélioration de notre connaissance de la PSF de H.E.S.S., très importante pour les analyses morphologiques
- une réduction des erreurs systématiques

Bien que cette liste ne soit pas exhaustive, l'utilisation des RWS permet globalement des analyses morphologiques et spectrales plus précises. La meilleure connaissance de la PSF, obtenue grâce aux RWS, a d'ailleurs permis de mettre en évidence pour la première fois l'extension de la nébuleuse du Crabe au TeV (Holler et al., 2017a).

Dans la chaîne d'analyse classique, l'interpolation des IRFs résulte en une augmentation des erreurs systématiques, que les données lidar ont pour but de réduire. Pour cette raison, nous utilisons les RWS afin de nous affranchir des erreurs systématiques liées aux interpolations des tables d'IRFs, et de pouvoir uniquement quantifier les effets de l'atmosphère. Cette chaîne d'analyse étant encore à ce jour largement en développement et utilisée par très peu de personnes, nous présentons une étude préliminaire, tant dans l'exploitation des RWS que dans l'estimation de l'impact des profils d'atmosphère.

### 5.4.2 Implémentation des profils dans la chaîne d'analyse

Dans la chaîne d'analyse `ParisAnalysis` de la collaboration H.E.S.S., le module principal pour simuler les gerbes électromagnétiques se propageant dans l'atmosphère se nomme *Kaskade*<sup>1</sup> et celui concernant la simulation de la réponse du détecteur se nomme *Smash*. Auparavant séparés, ces deux modules font maintenant partie d'une même entité dans la chaîne d'analyse des RWS. Un code écrit en C++, nommé `SimulateRun.C`, sert à simuler les gerbes avec, par exemple, des paramètres tels que :

- le numéro du run, afin de simuler la source d'intérêt (les coordonnées équatoriales peuvent également être spécifiées)
- la nature de la particule primaire ( $\gamma$  ou hadron)

---

1. La chaîne d'analyse des données H.E.S.S. développée en Allemagne utilise l'outil de simulation *CORSIKA* (<https://www.ikp.kit.edu/corsika/>).

- l'énergie minimale et maximale des particules primaires, ainsi que la distance maximale entre le centre de la gerbe au sol et les télescopes (paramètre d'impact)
- l'indice spectral supposé de l'émission
- le nombre d'événements

La fonction `SimulateRun.C` appelle une fonction de configuration faisant partie du module *Kascade* (`RunConfigReader.C`) qui utilise le profil standard (codé "en dur"). Sur la base de ce code, nous avons créé des nouvelles fonctions de simulation (`SimulateRun_Atmo.C`) et de configuration (`RunConfigReader_Atmo.C`), prenant en entrée le profil d'atmosphère mesuré par le lidar (au format ASCII) et associé au numéro du run simulé (premier paramètre dans la liste ci-dessus). Pour ne pas avoir de corrections sur les paramètres des simulations induites par le TC (c.f. Section 5.1), le module de calibration `pariscalibration` a également été modifié, en fixant  $TC = 1$ . Ces modules ont été compilés avec la dernière version en développement du logiciel d'analyse des données de la collaboration H.E.S.S. (`HESS_Soft_latest`)<sup>1</sup>.

La simulation des runs fournit un fichier au format ROOT contenant des informations "bas niveau" (*Raw Data*) telles que les valeurs des pixels des images de la gerbe, les coefficients de *Flat Field*, les rapports des voies haut gain et bas gain, ou encore les efficacités optiques associés à chaque télescope. Toutes les informations associées au run (durée, date et heure, nombre de télescopes impliqués, etc.) sont également disponibles. Un second code permet ensuite de transformer ces informations en DSTs (*Data Storage Tables*) contenant des paramètres physiques reconstruits, tels que la direction d'arrivée du photon, l'énergie reconstruite, etc. Nous construisons ensuite les IRFs à partir des DSTs simulées. Nous avons donc deux fichiers d'IRFs pour chaque run : un ayant été construit avec le profil standard et l'autre avec le profil lidar. La Figure 5.5 présente le schéma de la méthode. Trois étapes sont donc nécessaires avant de pouvoir comparer les IRFs : simulations, création des DSTs et des IRFs<sup>2</sup>. Nous analysons ensuite les DSTs associées aux données (non aux simulations), ce qui nous fournit un fichier de résultats au format ROOT, contenant les cartes d'acceptance, de fond, etc. Nous utilisons ensuite ce fichier pour la reconstruction spectrale en utilisant les IRFs simulées pour chaque run. Pour l'analyse spectrale d'une somme de runs, le module des RWS utilise donc les IRFs propres à chaque run. Les simulations et les analyses présentées dans ce chapitre ont été faites dans le cas d'une source ponctuelle. Dans un premier temps, nous comparons les IRFs (surfaces efficaces et biais en énergie) run par run et produites avec les deux profils d'atmosphère (standard et lidar), avant de quantifier l'impact sur la reconstruction spectrale. Puisque le lidar mesure la composition de l'atmosphère, le spectre de la nébuleuse du Crabe doit être mieux reconstruit avec les profils lidar. En particulier, nous pouvons nous attendre à une dispersion de la normalisation du flux moins importante avec les profils lidar qu'avec le profil standard.

### 5.4.3 Vérification du code

La prise en compte des variations de l'atmosphère est contenue dans les erreurs systématiques, généralement estimées par la collaboration H.E.S.S. à 20% sur la normalisation du flux et  $\pm 0.2$  sur l'indice spectral (Aharonian et al., 2006a). L'impact des profils lidar sur les données H.E.S.S. sera donc relativement léger. Ainsi, nous voulons tout d'abord vérifier l'implémentation des profils dans la chaîne d'analyse et les effets attendus en fonction de l'opacité de l'atmosphère. Pour cela, nous avons

1. En date du 20 Juin 2018.

2. Pour cette étude, nous avons utilisé la dernière version des DSTs `Model_HESS_Hybrid_Prod10_PreProd1` et les tables `HESS_Soft0-8-32_HESSII_Prod8_FineSlice_TimeDpdtInhomogOptEff`. La reconstruction est faite en mode stéréoscopique avec CT1-4 et en utilisant les coupures de qualité standard.

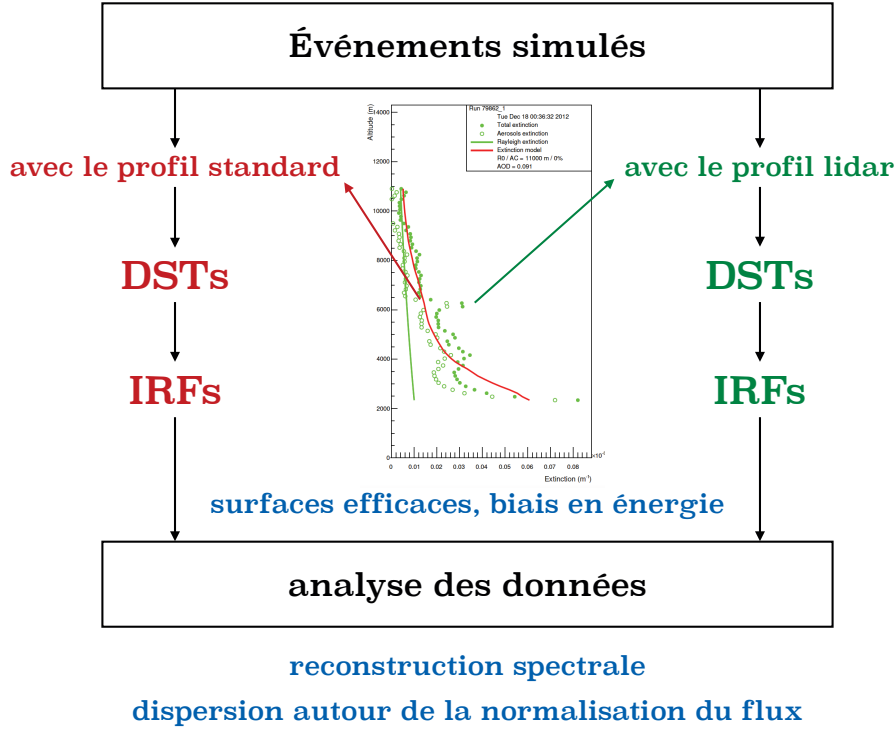


FIGURE 5.5 – Schéma illustrant la méthode pour analyser les données avec des IRFs simulées, obtenues en utilisant le profil standard (rouge) et le profil lidar (vert). Le texte en bleu indique les étapes sur lesquelles nous concentrons cette étude.

créé deux profils, basés sur le profil standard et au sein desquels nous avons appliqué un facteur 2 et 0.5 sur les valeurs d'extinction à chaque altitude. L'extinction due à la composante Rayleigh n'ayant pas lieu d'être multipliée ou divisée par deux, cette simulation n'a rien de physique mais permet de vérifier l'implémentation du code dans la chaîne d'analyse. Nous avons simulé  $10^7$  photons  $\gamma$  avec un paramètre d'impact maximal de 500 mètres. Les photons simulés ont des énergies comprises entre  $E_{\min} = 0.3$  TeV et  $E_{\max} = 100$  TeV. Pour éviter le manque de statistique aux hautes énergies, nous avons simulé un spectre en loi de puissance  $\propto E^{-2}$ , d'indice spectral plus dur que celui de la nébuleuse du Crabe ( $\sim 2.6$ ). Pour chaque run, nous avons obtenu trois courbes de surface efficace et de biais en énergie, correspondant au profil standard multiplié par 0.5, 1 et 2. La Figure 5.6 présente la surface efficace et le biais en énergie obtenus pour le run 78922. Une atmosphère plus transparente amène à un nombre de photons détectés plus important et un abaissement du seuil de détection en énergie (Figure 5.6, gauche). Dans la chaîne d'analyse `ParisAnalysis`, le seuil peut être défini à l'énergie où la surface efficace est égale à 10% de sa valeur maximale. Pour une atmosphère de la plus transparente à la plus opaque, le seuil varie de 485 GeV, 667 GeV à 1.1 TeV. Les variations du seuil sont également visibles sur le biais en énergie (Figure 5.6, droite). Aux énergies de seuil, les énergies reconstruites sont de  $E_{\text{reco}} = 1.49-1.07-0.62E_{\text{true}}$  dans l'ordre croissant d'opacité<sup>1</sup>. Puisque la reconstruction en énergie est effectuée avec le profil standard, un photon d'énergie vraie  $E_{\text{true}}$  aura une énergie reconstruite  $E_{\text{reco}}$  plus grande (respectivement plus petite) s'il se propage dans une atmosphère plus transparente (resp. plus opaque) que celle prédite par le modèle. C'est ce qui est traduit numériquement en Figure 5.6 (droite) avec  $E_{\text{reco}} \sim 1.36E_{\text{true}}$  et  $E_{\text{reco}} \sim 0.59E_{\text{true}}$  (moyennes pour  $E_{\text{true}} > 1$  TeV) pour des atmosphères respectivement plus transparente et opaque que le modèle, pour lequel  $E_{\text{reco}} \sim E_{\text{true}}$ .

1. Au premier ordre, nous avons  $\ln\left(\frac{E_{\text{reco}}}{E_{\text{true}}}\right) \simeq \frac{E_{\text{reco}} - E_{\text{true}}}{E_{\text{true}}}$ .

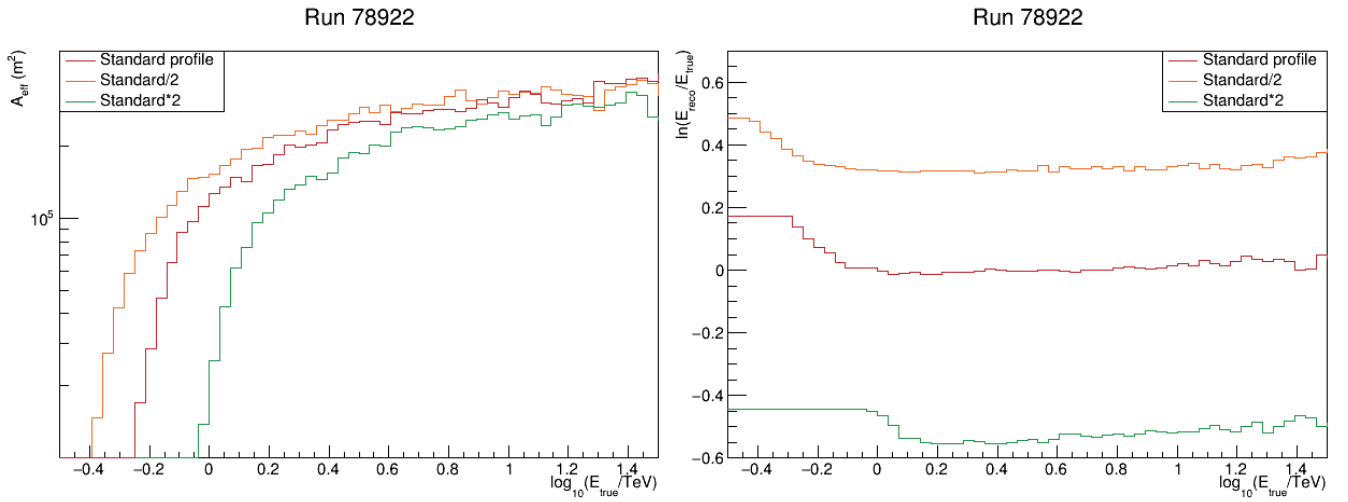


FIGURE 5.6 – Surfaces efficaces (*gauche*) et biais en énergie (*droite*) obtenus en simulant une atmosphère deux fois plus opaque (vert) et deux fois moins opaque (orange) que le profil standard (rouge).

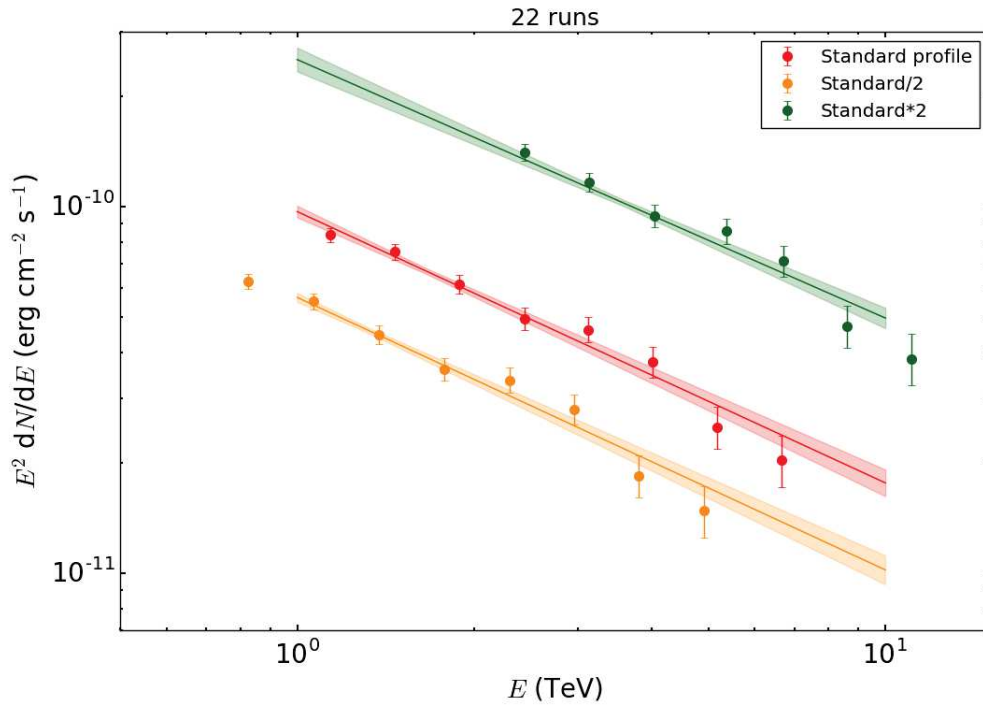


FIGURE 5.7 – Distributions spectrales en énergie en utilisant les mêmes profils d’atmosphère que dans la Figure 5.6. Les points ont une significativité de plus de  $3\sigma$ . Les ajustements ont été effectués avec une loi de puissance entre 1 et 10 TeV, mais commencent réellement à l’énergie de seuil, différente en fonction des profils d’atmosphère utilisés.



Pour reconstruire le spectre de la nébuleuse du Crabe avec ces trois profils d’atmosphère, nous avons utilisé 22 runs pour lesquels nous avons un profil lidar associé et dont les caractéristiques seront présentées en Section 5.5.1. L’analyse des données a été faite sous l’hypothèse d’une source ponctuelle. Nous avons utilisé la méthode du *reflected background* pour l’estimation du fond (c.f. Section 4.5.2). Afin de s’affranchir des effets liés aux IRFs, notamment proche du seuil et de la coupure spectrale observée de la nébuleuse du Crabe ( $\sim 10$  TeV), nous avons ajusté les données par un spectre en loi de puissance entre 1 et 10 TeV, en laissant l’indice spectral et la normalisation du flux libres. La Figure 5.7 présente les distributions spectrales en énergie (SEDs, *Spectral Energy Distributions*) obtenues. La significativité des points est à plus de  $3\sigma$ . Tout d’abord, la surface efficace a un impact direct sur la normalisation du flux, qui est plus importante dans le cas d’une atmosphère plus opaque. Le biais en énergie, combiné à l’effet de seuil, fournit une reconstruction spectrale à partir de  $\sim 0.8$  TeV et de  $\sim 2.4$  TeV, respectivement pour une atmosphère transparente et opaque. Le biais amène donc naturellement à un signal à plus haute énergie pour une atmosphère plus opaque ( $E_{\text{true}} \sim E_{\text{reco}}/0.6$ ). Ainsi, les effets combinés de la surface efficace et du biais en énergie fournissent, à une énergie donnée, une valeur de flux plus élevée pour une atmosphère opaque par rapport à un profil atmosphérique plus transparent.

Ces simulations ont permis de vérifier la tendance des effets attendus : les IRFs sont directement impactées par l’opacité de l’atmosphère, et leurs variations se répercutent naturellement sur la reconstruction spectrale. Puisque le modèle standard utilisé est une moyenne sur l’année correspondant au climat Namibien, les variations de l’atmosphère ne peuvent en aucun cas être aussi importantes que celles illustrées dans cette partie. Après avoir vérifié l’implémentation des profils d’atmosphère dans la chaîne d’analyse, nous pouvons maintenant étudier l’impact des profils d’atmosphère mesurés par le lidar, qui sera fort heureusement beaucoup plus léger.

## 5.5 Étude de l’impact des profils d’atmosphère sur les données de la nébuleuse du Crabe

### 5.5.1 Caractéristiques des observations

Nous avons utilisé les données de 22 observations, s’étalant du 16 Novembre 2012 au 13 Janvier 2013, pour lesquelles nous avons des profils lidar exploitables. Ces observations impliquent différents télescopes et leurs caractéristiques sont listées ci-dessous :

- CT2345 : 78815★ (28), 78922★ (28)
- CT12345 : 79556★ (6), 79858★ (12), 79859★ (28), 79860★ (28), 79862★ (28), 79881★ (18), 79882★ (5), 79884★ (28), 79885■ ★ (12)
- CT1234 : 80026 (11), 80081 (28), 80086 (28), 80124 (28), 80129 (28), 80154 (28), 80192 (14), 80193▲ (23), 80194▲ (12), 80363▲ (12), 80365▲ (25)

La durée de l’observation (en minutes) est donnée entre parenthèses et les signes dénotent différents critères de qualité : ★ indique que la fraction du temps mort de CT5 est supérieure à 5%, ■ signifie que la fraction des pixels non utilisables de CT5 a dépassé 5%, et ▲ correspond à une variation du taux de déclenchement de CT1–4 de plus de 10% et à une variation de la température mesurée par le radiomètre de plus de 3%. Le run 80194 a une température du radiomètre supérieure à  $-20^\circ$ , indiquant probablement la présence de nuages. Plusieurs observations ont été prises avec CT5 mais nous avons cependant choisi de ne reconstruire les événements qu’avec les télescopes CT1–4, certaines reconstructions impliquant CT5 étant encore à ce jour mal comprises. Au sein de ces données et en reconstruction stéréoscopique avec CT1–4, les quatre derniers runs ne passent pas

les critères de qualité standard définis dans `ParisAnalysis`. Ainsi, les données que nous analysons répondent majoritairement aux critères de qualité standard et ont donc été prises durant des nuits relativement claires.

Comme indiqué en Section 5.3, l'extinction totale de l'atmosphère est due à l'extinction de la diffusion Rayleigh avec celle de la diffusion de Mie. La profondeur optique de l'atmosphère (OD) correspond à la valeur de l'extinction totale intégrée sur toutes les altitudes. La Figure 5.8 présente les valeurs d'OD en fonction de l'altitude pour les 22 runs utilisés. Les profils lidar (courbes colorées) indiquent une atmosphère parfois plus opaque et plus transparente que celle estimée par le profil standard (courbe noire) et sont répartis équitablement, avec toutefois de grandes valeurs de profondeurs optiques pour les quatre derniers runs. Les valeurs des profondeurs optiques à 10 km sont données à gauche de la Figure 5.8. En dessous de 2.3 km, les valeurs d'extinction dans les profils lidar sont fixées à celles du modèle standard (c.f. Section 5.3).

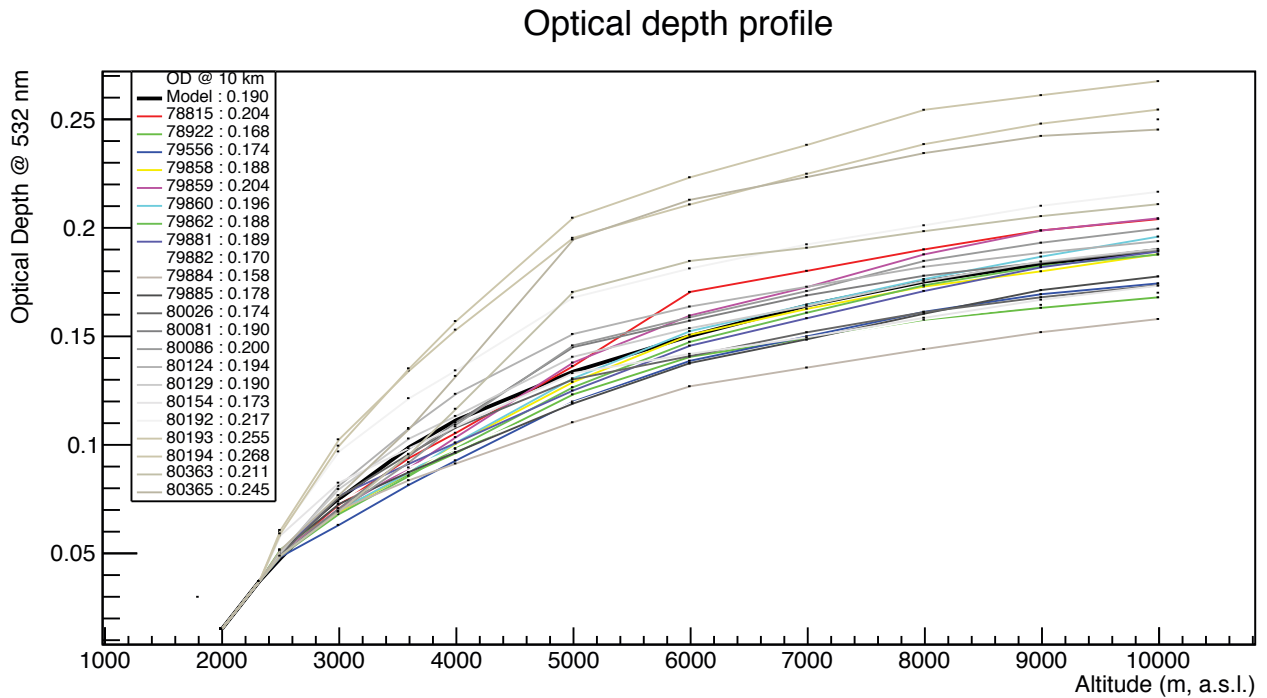


FIGURE 5.8 – Valeurs des profondeurs optiques (OD) à 532 nm en fonction de l'altitude (au dessus du niveau de la mer) pour les 22 runs utilisés dans cette analyse. La courbe noire représente l'OD du modèle standard. Les valeurs d'OD à 10 km sont également données.

Les runs 80193, 80363 et 80365 ont un profil lidar similaire à celui du run 80194 (Figure 5.4, gauche), avec une couche importante d'aérosols vers  $\sim 5$  km, dont la valeur d'extinction maximale atteint près de trois fois celle du profil standard à la même altitude. La présence d'aérosols se retrouve dans les critères de qualité énoncés plus haut, où la variation du taux de déclenchement des télescopes CT1–4 est supérieure à 10% pour ces quatre runs. Les valeurs d'OD de ces runs sont ainsi les plus élevées de la liste d'observations que nous étudions (Figure 5.8).

## 5.5.2 Analyses run par run

Tout comme en Section 5.4.3, nous avons simulé  $10^7$  événements avec un spectre en loi de puissance  $\propto E^{-2}$  de  $E_{\min} = 0.3$  TeV à  $E_{\max} = 100$  TeV et avec un paramètre d'impact maximal de 500 mètres. Chaque run a été simulé deux fois : en utilisant le profil standard et le profil lidar. Nous

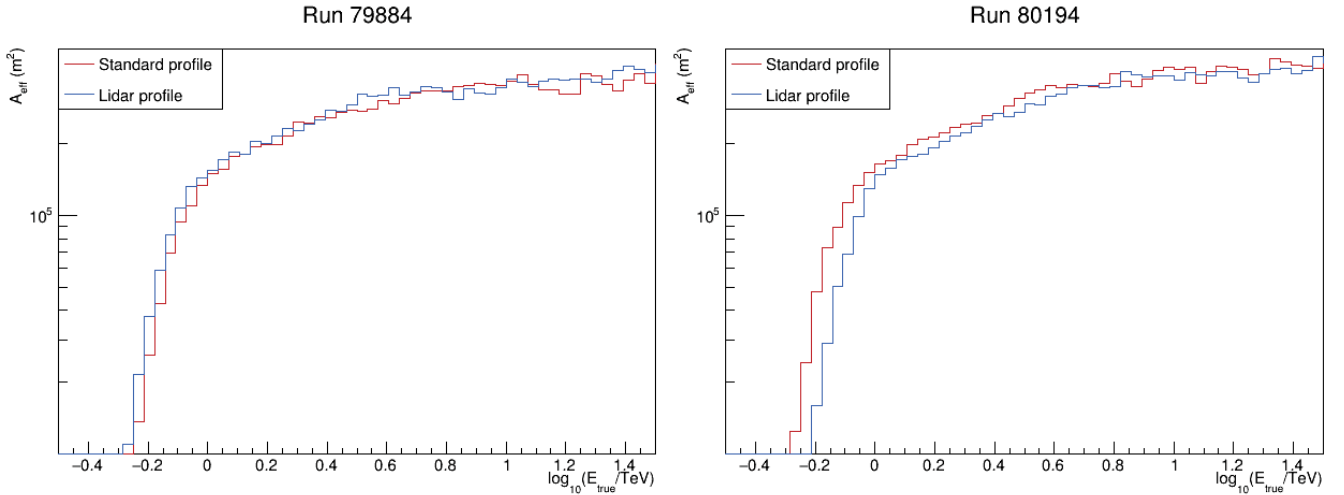


FIGURE 5.9 – Surfaces efficaces obtenues pour le run 79884 (*gauche*) et pour le run 80194 (*droite*), simulées avec le profil standard (rouge) et le profil lidar (bleu).

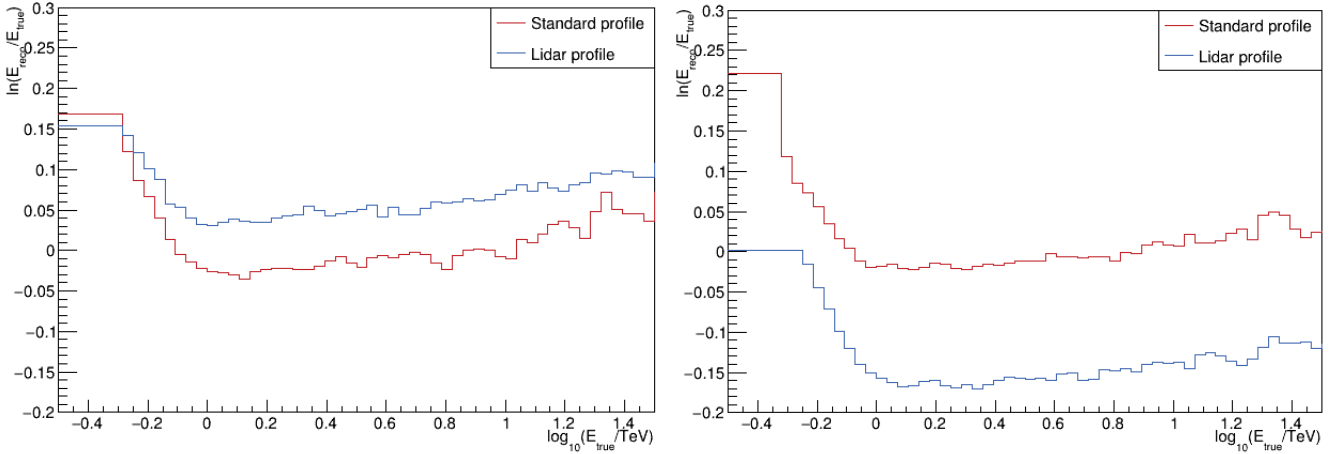


FIGURE 5.10 – Biais en énergie obtenus pour le run 79884 (*gauche*) et pour le run 80194 (*droite*), simulés avec le profil standard (rouge) et le profil lidar (bleu).

avons ainsi obtenu pour chaque run, deux courbes de surface efficace et de biais en énergie. Comme indiqué en Figure 5.8, les runs 79884 et 80194 ont respectivement la valeur de profondeur optique la plus faible et la plus élevée de la liste ( $OD_{79884} = 0.158$  et  $OD_{80194} = 0.268$ ). Les profils lidar correspondant ont été présentés en Figure 5.4. Le profil lidar du run 79884 montre une atmosphère globalement plus transparente sur toutes les altitudes, tandis que celui du run 80194 contient une couche épaisse d'aérosols en dessous de  $\sim 5.5$  km, augmentant fortement l'épaisseur optique par rapport à celle du modèle pour lequel  $OD_{std} = 0.190$ .

Les surfaces efficaces et biais en énergie obtenus pour les runs 79884 et 80194 sont présentés en Figures 5.9 et 5.10. Les IRFs sont cohérentes avec les valeurs d'OD : nous obtenons une surface efficace et un biais en énergie plus grands (respectivement plus petits) avec une atmosphère plus transparente (resp. plus opaque) que le modèle. En prenant une des définitions du seuil dans la chaîne d'analyse ParisAnalysis (c.f. Section 5.4.3), les seuils du run 79884 sont de  $\sim 681$  GeV et 648 GeV respectivement avec les profils standard et lidar. Au seuil, les énergies reconstruites respectives sont de  $E_{reco} = 1.05E_{true}$  et  $E_{reco} = 1.10E_{true}$  (avec  $E_{reco} \sim E_{true}$  et  $E_{reco} \sim 1.06E_{true}$

## 5.5. IMPACT DES PROFILS D'ATMOSPÈRE SUR LES DONNÉES DE LA PWN DU CRABE

Profils	Run 79884		Run 80194	
	standard	lidar	standard	lidar
$F_{1\text{TeV}} (\times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1})$	$4.96 \pm 0.31$	$5.04 \pm 0.31$	$3.50 \pm 0.39$	$6.94 \pm 0.86$
$\Gamma$	$2.38 \pm 0.12$	$2.56 \pm 0.12$	$2.68 \pm 0.30$	$3.26 \pm 0.38$

TABLE 5.1 – Résultats de l'ajustement par une loi de puissance, et erreurs statistiques associées, de 300 GeV à 10 TeV des runs 79884 et 80194 avec les profils standard et lidar.  $F_{1\text{TeV}}$  et  $\Gamma$  sont respectivement le flux différentiel à 1 TeV et l'indice spectral.

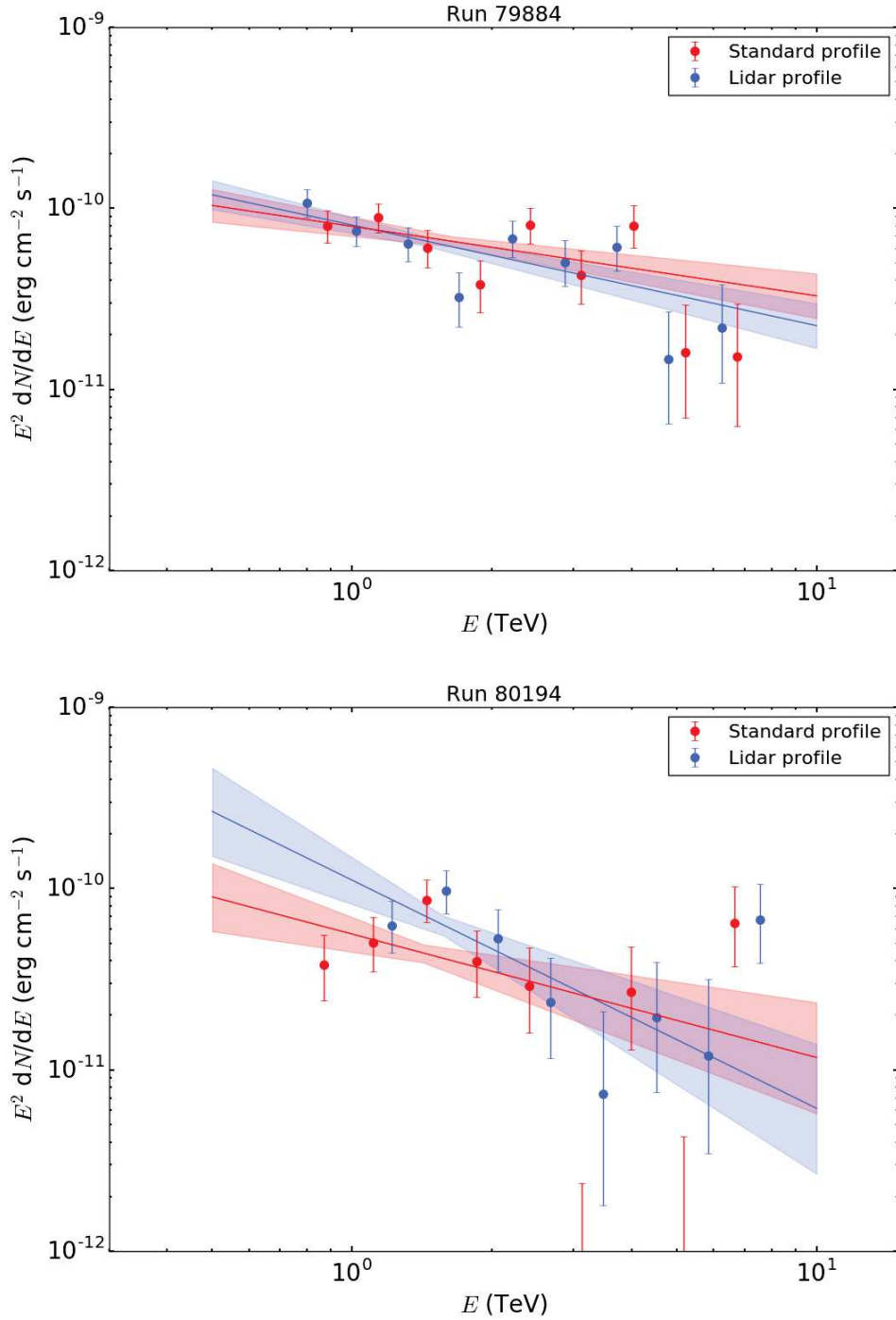


FIGURE 5.11 – Distributions spectrales en énergie des runs 79884 (*haut*) et 80194 (*bas*) avec les profils standard et lidar. Les ajustements ont été effectués avec une loi de puissance de 300 GeV à 10 TeV.

au-delà de 1 TeV). Pour le run 80194, les seuils en énergie sont de 631 et 737 GeV respectivement pour les profils standard et lidar et mènent donc à des énergies reconstruites  $E_{\text{reco}} = 1.06E_{\text{true}}$  ( $\sim E_{\text{true}}$  au-delà de 1 TeV) et  $E_{\text{reco}} = 0.91E_{\text{true}}$  ( $\sim 0.86E_{\text{true}}$ ). Nous avons vérifié la cohérence des IRFs avec les valeurs d'OD pour l'intégralité des runs que nous analysons. Puisque les runs 79884 et 80194 ont les valeurs d'OD les plus extrêmes de la liste, les différences d'IRFs entre les profils lidar et standard sont maximales au sein des Figures 5.9 et 5.10. Ces différences semblent notamment indiquer des reconstructions spectrales erronées, lorsque le profil lidar diverge du profil standard.

Nous avons ensuite ajusté les spectres par une loi de puissance entre 300 GeV et 10 TeV, en laissant l'indice spectral et la normalisation du flux libres. L'ajustement commence cependant à l'énergie de seuil qui est différente selon les profils d'atmosphère utilisés. Les résultats de l'ajustement sont donnés en Table 5.1 et les SEDs correspondantes apparaissent en Figure 5.11. Tout d'abord, les effets combinés des IRFs impliquent une mesure significative supplémentaire aux basses énergies en utilisant des profils plus transparents, celui du lidar pour le run 79884 et celui du modèle pour le run 80194, tandis que les mesures aux plus hautes énergies sont obtenues avec les profils plus opaques. Ces effets de bord peuvent entraîner une variation d'indice spectral importante, notamment pour le run 80194 où  $\Gamma_{\text{std}} = 2.68 \pm 0.30$  et  $\Gamma_{\text{lid}} = 3.26 \pm 0.38$  (Table 5.1). Pour ce même run, la significativité de la différence des flux différentiels à 1 TeV est de  $\sim 3.6 \sigma$  et la valeur plus élevée obtenue avec le profil lidar est cohérente avec une atmosphère plus opaque. Puisque nous analysons les mêmes données en ne changeant que les IRFs, des différences de flux et d'indice spectral notables apparaissent selon le profil d'atmosphère utilisé.

La couche d'aérosols, présente lors de la prise de données du run 80194, semble entraîner une déviation par rapport à une loi de puissance du spectre reconstruit en utilisant le profil standard, qui ne tient pas compte des variations atmosphériques. Toutefois, la faible statistique, propre à une durée d'observation maximale de 28 minutes, ne permet pas de quantifier raisonnablement l'impact des profils d'atmosphère sur la reconstruction spectrale. Pour cette raison, nous nous concentrons sur la dispersion de la normalisation du flux, que nous allons quantifier par des ajustements avec des lois de puissance entre 1 et 10 TeV.

L'utilisation du lidar permet, en principe, de réduire les erreurs systématiques liées à notre connaissance imparfaite de l'atmosphère. Puisque le spectre de la nébuleuse du Crabe peut se décrire par une loi de puissance entre 1 et 10 TeV, les profils lidar devraient permettre de mieux reconstruire le spectre dans cette bande en énergie. Sous l'hypothèse d'un flux constant provenant de la nébuleuse du Crabe, la dispersion de la distribution des flux reconstruits pour chaque run devrait être réduite en utilisant les données lidar.

### 5.5.3 Dispersion de la normalisation du flux

Pour pouvoir quantifier la dispersion de la normalisation du flux de chaque run, nous devons comparer des spectres de même indice spectral et ajuster les données au sein d'une même bande en énergie. Dans cette section, nous effectuons donc les analyses spectrales de 1 à 10 TeV. Pour estimer la valeur de l'indice spectral, nous avons ajusté l'ensemble des 22 runs par une loi de puissance, en laissant l'indice spectral et la normalisation libres. La Table 5.2 et la Figure 5.12 présentent les résultats de l'ajustement et les SEDs obtenus. L'indice spectral est similaire  $\Gamma \sim 2.75$  et le flux différentiel à 1 TeV en utilisant les profils lidar diffère de celui obtenu avec le modèle de seulement 3%. La valeur légèrement plus élevée du flux différentiel à 1 TeV, obtenue avec le profil lidar ( $F_{1\text{TeV}} \sim 6.24 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ ) que celle avec le profil standard ( $F_{1\text{TeV}} \sim 6.06 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ ) est compatible avec les valeurs de profondeurs optiques des profils lidar, majoritairement plus grandes que celle du profil standard. La différence entre les reconstructions spectrales, en utilisant les profils lidar et standard, n'est pas significative. Ce résultat était attendu puisque les données ont

Profils	Analyse RWS		Analyse classique
	standard	lidar	standard
$F_{1\text{TeV}} (\times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1})$	$6.06 \pm 0.11$	$6.24 \pm 0.11$	$6.37 \pm 0.12 (\pm 1.27_{\text{sys}})$
$\Gamma$	$2.74 \pm 0.04$	$2.75 \pm 0.04$	$2.63 \pm 0.04 (\pm 0.2_{\text{sys}})$

TABLE 5.2 – Résultats de l'ajustement par une loi de puissance de 1 à 10 TeV des 22 runs avec les profils standard et lidar.  $F_{1\text{TeV}}$  et  $\Gamma$  sont respectivement le flux différentiel à 1 TeV et l'indice spectral. À titre de comparaison, les résultats obtenus avec la chaîne d'analyse classique sont également donnés. Les erreurs sont statistiques et les erreurs systématiques pour l'analyse classique sont données entre parenthèses.

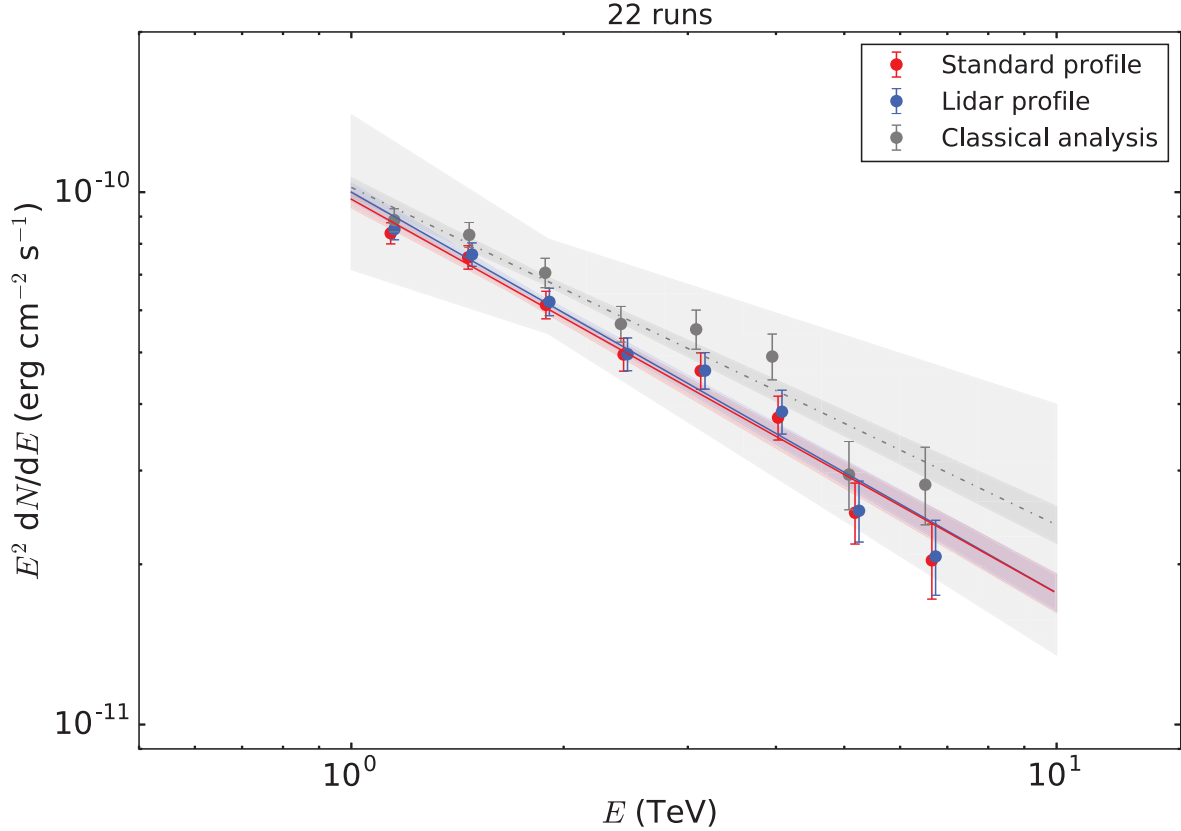


FIGURE 5.12 – SEDs obtenues avec les 22 runs en utilisant les profils lidar et standard. Les données ont été ajustées par des lois de puissance entre 1 et 10 TeV. Pour comparaison, la SED obtenue avec l'analyse classique est représentée, ainsi que l'ajustement par une loi de puissance en tenant compte des erreurs systématiques ( $\pm 20\%$  sur la normalisation du flux et  $\pm 0.2$  sur l'indice spectral).

été prises durant des nuits relativement claires et répondent majoritairement aux critères de qualité standard (c.f. Section 5.5.1).

Néanmoins, il est très surprenant d'obtenir un flux différentiel à 1 TeV deux fois plus élevé que celui reporté par la collaboration H.E.S.S. :  $F_{1\text{TeV}} = (3.45 \pm 0.05) \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$  et  $\Gamma = 2.63 \pm 0.01$ , obtenus par un ajustement en loi de puissance entre 0.41 et 40 TeV (Aharonian et al., 2006a)<sup>1</sup>. La collaboration MAGIC a également reporté une valeur similaire pour le flux différentiel

1. Avec les critères de qualité standard, le spectre des données H.E.S.S. est mieux ajusté par une loi de puissance avec une coupure exponentielle telle que  $F_{1\text{TeV}} = (3.76 \pm 0.07) \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ ,  $\Gamma = 2.39 \pm 0.03$  et  $E_{\text{cut}} = 14.3 \pm 2.1 \text{ TeV}$  entre 0.41 et 40 TeV (Aharonian et al., 2006a).

à 1 TeV :  $F_{1\text{TeV}} = (3.80 \pm 0.11) \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$  (avec  $\Gamma = 2.21 \pm 0.02$  et  $E_{\text{cut}} = 6 \pm 0.6$  TeV en ajustant le spectre par une loi de puissance avec une coupure exponentielle entre 50 GeV et 30 TeV, Aleksić et al., 2015). De ce fait, nous avons également fait l’analyse spectrale avec la chaîne d’analyse classique (non RWS), en gardant les mêmes versions du logiciel d’analyse des données H.E.S.S. et des DSTs. La SED obtenue est représentée en Figure 5.12, ainsi que le meilleur ajustement par une loi de puissance entre 1 et 10 TeV. L’indice spectral observé ( $\Gamma \sim 2.63$ ) est similaire à celui reporté dans Aharonian et al. (2006a) mais nous obtenons un flux différentiel à 1 TeV toujours aussi élevé<sup>1</sup>.

Bien que cela reste encore à élucider, nous nous concentrons ici sur la différence relative des spectres reconstruits avec les profils lidar et standard. Il est toutefois normal de noter une différence de reconstruction spectrale entre les chaînes d’analyses RWS et classique, correspondant aux erreurs systématiques liées à l’interpolation des tables d’IRFs (c.f. Section 5.4.1). La collaboration H.E.S.S. estime les erreurs systématiques de l’analyse classique à  $\sim \pm 20\%$  sur la normalisation du flux et à  $\pm 0.2$  sur l’indice spectral. Le spectre représenté en Figure 5.12 contient la somme quadratique des erreurs statistiques et systématiques, et recouvre les spectres des deux analyses RWS (avec les profils lidar et standard).

Nous avons ensuite ajusté le spectre des 22 observations une par une, en fixant l’indice spectral à  $\Gamma = 2.745$  (moyenne arithmétique de  $\Gamma_{\text{std}}$  et  $\Gamma_{\text{lid}}$ ). Les valeurs des flux différentiels à 1 TeV, obtenues pour chaque observation et avec les profils lidar et standard sont données en Figure 5.13. Nous quantifions la dispersion autour de la valeur du meilleur ajustement des flux minimisant le  $\chi^2$  et représentée par des traits pointillés (rouge et bleu respectivement pour les profils standard et lidar) dans la Figure 5.13. Nous calculons le  $\chi^2$  réduit que nous notons  $\bar{\chi}^2$  ( $= \chi^2/\text{dof}$ , où dof est le nombre de degrés de liberté). Pour l’ensemble des 22 observations, l’utilisation des profils lidar fournit une valeur légèrement plus petite ( $\bar{\chi}_{\text{lid}}^2 = 130.8/21$ ) que celle du profil standard ( $\bar{\chi}_{\text{std}}^2 = 178.4/21$ ). À titre de comparaison, la ligne noire pointillée représente le flux différentiel à 1 TeV obtenu avec la chaîne d’analyse classique pour ces mêmes runs.

Cependant, ces valeurs de  $\bar{\chi}^2$  restent toutes deux incompatibles avec un flux constant de la nébuleuse du Crabe : à  $\sim 10 \sigma$  et  $8 \sigma$  en utilisant respectivement les profils standard et lidar. Cela indique qu’il reste probablement des sources d’incertitudes systématiques à déterminer et apparemment non liées à l’atmosphère. Toutefois, nous observons une bimodalité des flux reconstruits entre les 11 premiers et les 11 derniers runs (Figure 5.13). Nous avons donc séparé les données en deux groupes, pour lesquels nous avons estimé la valeur du  $\bar{\chi}^2$ . Les résultats correspondants sont donnés en Figure 5.14. Pour les 11 premiers runs, les flux reconstruits avec les deux types de profils sont incompatibles avec l’hypothèse d’un flux constant :  $\bar{\chi}_{\text{std}}^2 = 37.2/10$  ( $\sim 3.9 \sigma$ ) et  $\bar{\chi}_{\text{lid}}^2 = 44.6/10$  ( $\sim 4.6 \sigma$ ). Étrangement, l’utilisation des profils lidar augmente la dispersion du flux. Nous avons cependant remarqué que ce sont principalement les données du run 79884 (index du run = 10) qui augmentent la dispersion, dont l’ajout fait passer le  $\bar{\chi}_{\text{lid}}^2$  de 24.0/9 à 44.6/10 (contre 31.3/9 à 37.2/10 pour le profil standard). Cela reste surprenant car les IRFs du run 79884 sont cohérentes avec les profils d’atmosphère et le spectre semble bien reconstruit (tous deux présentés dans la Section 5.5.2). Quoiqu’il en soit, la liste des 11 premiers runs est incompatible avec un flux constant à plus de  $4 \sigma$  pour les profils standard et lidar (et tout juste moins de  $3 \sigma$  avec les données lidar sans le run 79884). Concernant les 11 derniers runs, la dispersion de la norme est améliorée avec les données lidar :  $\bar{\chi}_{\text{lid}}^2 = 15.7/10$  contre  $\bar{\chi}_{\text{std}}^2 = 30.9/10$ . Ces valeurs sont incompatibles avec un flux constant à  $\sim 1.3 \sigma$  et  $\sim 3.3 \sigma$ , respectivement avec les profils lidar et standard. La dispersion du flux est donc

1. Nous avons toutefois remarqué que l’analyse spectrale des 22 runs avec la version précédente du logiciel d’analyse H.E.S.S. HESS\_Soft\_0-8-32 fournit un flux différentiel de  $F_{1\text{TeV}} \sim 4.4 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ , proche de la valeur dérivée dans Aharonian et al. (2006a).

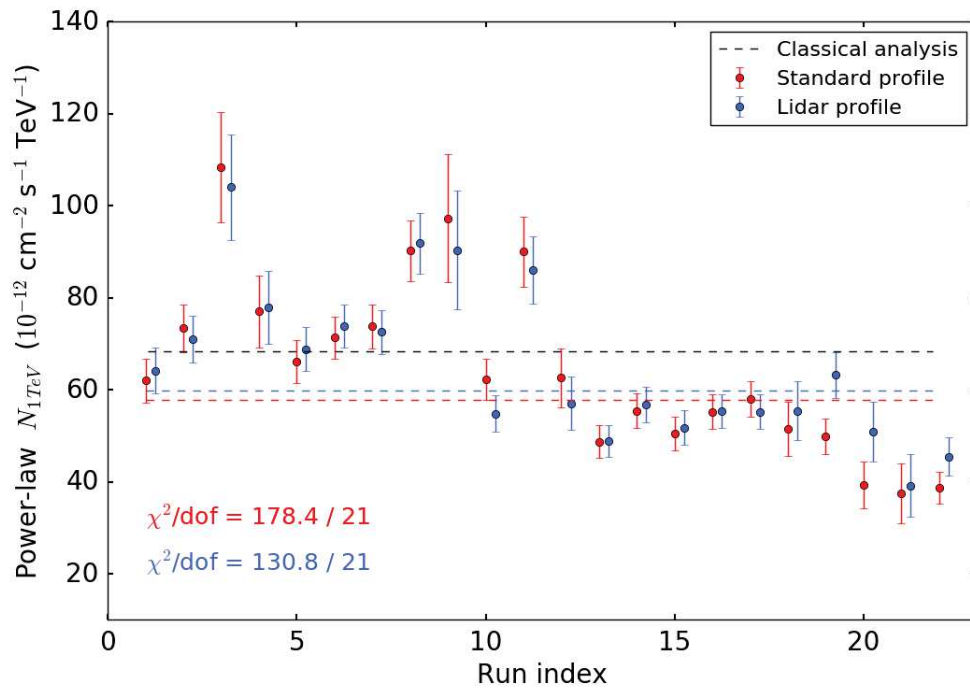


FIGURE 5.13 – Dispersion du flux différentiel à 1 TeV en utilisant les 22 runs avec le profil standard (rouge) et les profils lidar (bleu). Les traits pointillés rouges et bleus correspondent au meilleur ajustement sur l'ensemble des flux. Le meilleur ajustement du flux différentiel à 1 TeV obtenu avec la chaîne d'analyse classique est également représenté (trait noir).

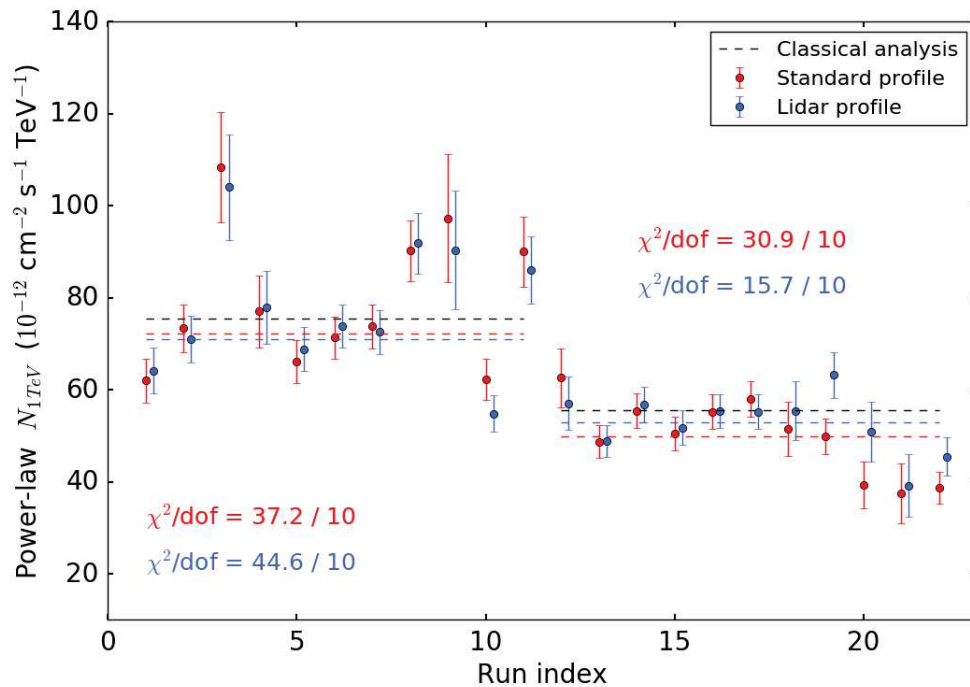


FIGURE 5.14 – Même chose que dans la Figure 5.13 mais en séparant les 22 runs en deux parties.



réduite grâce aux données lidar en utilisant ces 11 derniers runs. Nous remarquons également que la bimodalité des valeurs de flux reconstruits est également présente au sein de l'analyse classique, et ne semble donc pas provenir d'un potentiel problème dans les RWS. Ce changement de flux, entre le 18 Décembre 2012 (run 79885) et le 3 Janvier 2013 (run 80026) reste donc à comprendre.

## 5.6 Conclusions et perspectives

Nous avons étudié l'impact des profils d'atmosphère mesurés avec le lidar sur les données H.E.S.S. de la nébuleuse du Crabe. Au sein de la nouvelle chaîne d'analyse RWS, prenant en compte les conditions réelles d'observation, nous avons développé un module afin de lire les profils d'atmosphère associés à chaque run. Nous avons ensuite simulé des événements  $\gamma$ , provenant de 22 observations de la nébuleuse du Crabe, en utilisant le profil d'atmosphère standard et ceux mesurés par le lidar. Les IRFs, obtenues pour chaque run, sont sensibles à la quantité de lumière Tcherenkov absorbée dans l'atmosphère : le seuil de détection et le biais en énergie sont directement impactés par l'opacité de l'atmosphère. Les IRFs sont notablement différentes lorsque la profondeur optique mesurée diverge de celle estimée par le modèle. La prise en compte de ces différences permet de détecter des photons d'énergies plus basses, grâce à un abaissement du seuil dans le cas d'une atmosphère plus transparente. Cette étude a ainsi mis en évidence des énergies reconstruites différentes en fonction de l'opacité de l'atmosphère. La bonne connaissance des IRFs est un élément essentiel pour pouvoir reconstruire le spectre de la source. Les reconstructions spectrales sont différentes au sein d'un même run, avec un changement de flux et d'indice spectral reconstruits en fonction du profil d'atmosphère utilisé. Toutefois, la faible statistique au sein d'une seule observation ne permet pas de quantifier l'amélioration de la reconstruction spectrale avec les données lidar. Les distributions spectrales en énergie de l'ensemble des 22 observations, obtenues avec les profils standard et lidar, n'indiquent pas de différence notable, et sont compatibles avec la similarité des profils lidar et standard. Le modèle utilisé par la collaboration semble ainsi être une bonne approximation de la composition moyenne de l'atmosphère, au moins concernant les données que nous avons utilisées. La dispersion de la normalisation du flux est améliorée sur l'ensemble des runs en utilisant les profils lidar mais nous observons une bimodalité au sein des observations, avec un flux plus important pour les 11 premiers runs que pour les 11 derniers. Cette bimodalité doit encore être comprise, ainsi que l'origine des valeurs élevées du flux différentiel à 1 TeV, obtenues en utilisant les chaînes d'analyse RWS et classique. La dispersion du flux est réduite avec les données lidar en utilisant les 11 derniers runs, mais ne l'est pas pour les 11 premiers. Ce résultat semble indiquer qu'il reste des sources d'erreurs systématiques importantes et apparemment non liées à l'atmosphère.

L'amélioration de cette étude nécessiterait de disposer d'un nombre plus important de profils lidar afin de quantifier la capacité de l'instrument à réduire les erreurs systématiques. L'augmentation du nombre de profils lidar et leur exploitation permettraient également de récupérer des observations, qui n'ont pas passé les critères de qualité standard dû à des nuits nuageuses ou brumeuses. Cette quantité d'observations récupérables n'est pas négligeable, notamment de Décembre à Avril où la couverture nuageuse peut être importante en Namibie. De plus, il serait intéressant d'étudier finement les effets de l'atmosphère sur des photons d'énergie différente, pour lesquels la longueur de pénétration dans l'atmosphère varie. Il serait potentiellement possible d'observer une corrélation entre la variation du biais en énergie et la distribution des couches d'aérosols dans l'atmosphère. L'utilisation de CT5 permettrait aussi d'estimer l'impact des profils d'atmosphère aux basses énergies, et potentiellement d'abaisser notablement le seuil de détection. De plus, une étude similaire sur les données du centre Galactique, observé proche du zénith, permettrait d'utiliser des

données lidar plus précises. En effet, les profils lidar sont obtenus avec un angle zénithal de  $15^\circ$ , tandis que la nébuleuse du Crabe est généralement observée par les télescopes à des angles zénithaux de  $\sim 45^\circ$ .

L'arrivée de la prochaine génération de télescopes Tcherenkov CTA implique de nouveaux besoins. Il est fortement probable qu'une chaîne d'analyse similaire à celle des RWS soit la seule manière d'obtenir des IRFs réalistes. En effet, avec plus de 100 télescopes installés dans les deux hémisphères, de tailles différentes et potentiellement constitués de différents types de caméras, l'interpolation des tables d'IRFs, actuellement utilisée dans toutes les collaborations aux VHE, pourrait amener à des erreurs systématiques trop importantes.

Pour finir, l'utilisation d'un lidar élastique nécessite de faire une supposition sur la nature des aérosols présents dans l'atmosphère (valeur de  $S_p$ ). Cette hypothèse implique un seul type d'aérosols présent dans l'atmosphère et n'est pas représentative de la complexité réelle de l'atmosphère, où plusieurs couches de particules différentes se mélangent et impactent différemment la lumière Tcherenkov. Les lidars prévus pour CTA s'affranchiront de cette hypothèse : des lidars Raman seront installés sur les sites (Doro et al., 2014). Ce type de lidar a la capacité de sonder les diffusions élastiques (Rayleigh et de Mie) ainsi que la diffusion Raman non-élastique provenant des excitations vibrationnelles. Les lidars Raman fournissent une estimation indépendante des coefficients d'extinction et de rétrodiffusion (sans hypothèse sur la valeur de  $S_p$ , Pappalardo et al., 2004) et réceptionnent des longueurs d'onde traçant différents composants : 375 nm pour l'oxygène, 387 nm pour l'azote et 407 nm pour l'eau. Il sera alors possible d'obtenir un profil de densité, en fonction de l'altitude, des différents composants de l'atmosphère. À aujourd'hui, trois groupes sont majoritairement impliqués dans la construction du lidar pour CTA, encore au stade de prototype : le LUPM à Montpellier (Vasileiadis et al., 2017), l'IFAE à Barcelone (Pallotta et al., 2013) et le CEILAP en Argentine (Otero et al., 2008). L'amélioration des performances aux VHE, grâce à l'arrivée de CTA, sera donc couplée à une meilleure connaissance de l'atmosphère, élément essentiel lorsque cette dernière fait partie du détecteur. Ainsi, le grand défi des lidars Raman, hautement plus performants que les lidars élastiques, est de réduire les incertitudes systématiques sur les IRFs à 5% pour la majorité des données (Doro et al., 2014).



## Troisième partie

Analyses spectro-morphologiques de  
vestiges de supernova aux hautes et très  
hautes énergies



# Le vestige de supernova composite G326.3–1.8 avec le *Fermi*-LAT

## Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Présentation de la source</b>	<b>97</b>
<b>6.2</b>	<b>Préparation de l'analyse</b>	<b>99</b>
6.2.1	Sélection des données	99
6.2.2	Modélisation de la région d'intérêt	99
<b>6.3</b>	<b>Analyse morphologique</b>	<b>100</b>
6.3.1	Extension	100
6.3.2	Évolution avec l'énergie	100
6.3.3	Vers un modèle à deux composantes	102
<b>6.4</b>	<b>Analyse spectrale</b>	<b>104</b>
<b>6.5</b>	<b>Modélisation du spectre du vestige de supernova</b>	<b>107</b>
6.5.1	Modèle leptonique	107
6.5.2	Modèle hadronique	108
<b>6.6</b>	<b>Brève discussion autour de la nébuleuse de pulsar</b>	<b>112</b>
<b>6.7</b>	<b>Conclusions</b>	<b>113</b>

---

Les deux chapitres dans cette partie présentent des analyses spectro-morphologiques en  $\gamma$  aux hautes et très hautes énergies des SNRs G326.3–1.8 et RX J1713.7–3946. L'analyse du SNR composite G326.3–1.8 a pour but de séparer morphologiquement et spectralement l'émission en  $\gamma$  du SNR de celle de la PWN en son sein. Les analyses et les modélisations spectrales permettent de révéler la nature de l'émission en  $\gamma$ , provenant de ces deux objets imbriqués, et de déduire des paramètres physiques. Ce travail a été effectué en collaboration avec F. Acero, J. Ballet et J. Schmid (CEA/SAp, Saclay) et a donné lieu à une publication dans le journal *Astronomy and Astrophysics*<sup>2</sup>.

## 6.1 Présentation de la source

Le vestige de supernova G326.3–1.8, aussi connu sous le nom de MSH 15–56, a tout d'abord été détecté en radio (Mills et al., 1961; Milne et al., 1979). La forme en coquille du SNR très distincte

---

2. La publication est fournie en annexe.

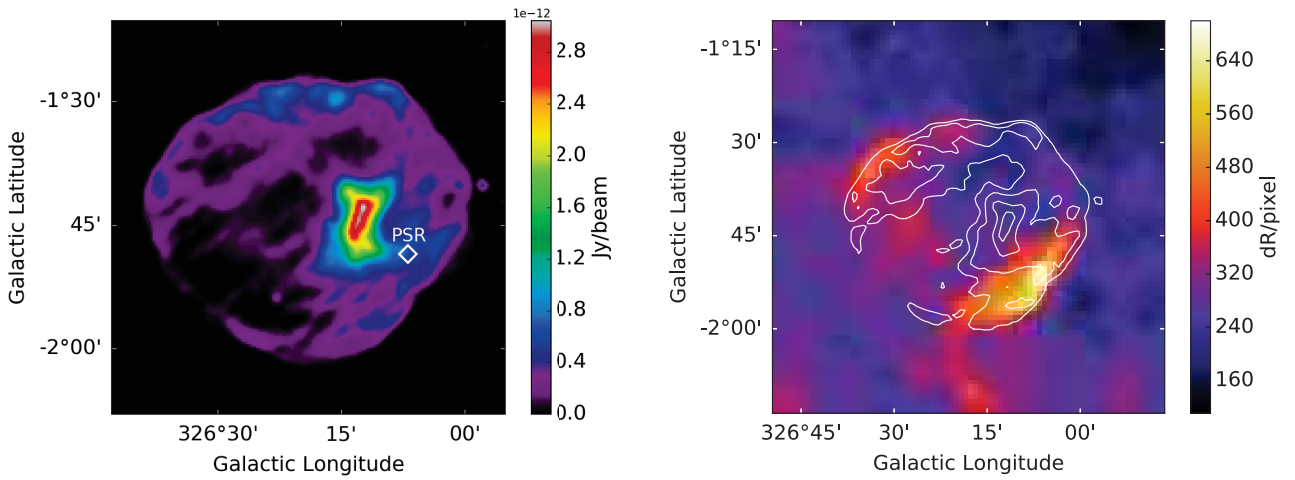


FIGURE 6.1 – (*Gauche*) Données radio à 843 MHz provenant du MOST (Whiteoak & Green, 1996). La position du candidat pulsar est représentée par un losange blanc, dont la taille n’est pas représentative de l’incertitude sur la position. (*Droite*) Carte d’émission  $H\alpha$ , obtenue avec les données du SHASSA (Gaustad et al., 2001). Les contours radio de G326.3–1.8 sont représentés en blanc.

abritant une nébuleuse de pulsar en son sein, en fait un prototype de la classe des SNRs composites. Sa distance est estimée entre 3.1 kpc (Goss et al., 1972) et 4.1 kpc (Rosado et al., 1996), grâce aux profils d’absorption en HI et aux mesures de vitesses de raies  $H\alpha$  respectivement. La Figure 6.1 (gauche) présente la carte en radio à 843 MHz (Whiteoak & Green, 1996), obtenue avec les données du MOST (*Molonglo Observatory Synthesis Telescope*), faisant apparaître une coquille de  $\sim 0.3^\circ$  de rayon et une PWN brillante, ayant probablement déjà interagi avec le choc en retour du SNR (c.f. Section 2.2). De l’émission radio non-thermique a été révélée, avec un indice spectral  $\alpha = -0.34$  pour le SNR et  $\alpha = -0.18$  pour la PWN, où  $S_\nu \propto \nu^\alpha$  (Dickel et al., 2000). La PWN est fortement polarisée, avec une luminosité de  $L(10^7 - 10^{11} \text{ Hz}) \sim 5 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$  (Dickel et al., 2000). Le pulsar associé n’a pas été détecté mais des observations *Chandra* ont révélé une source ponctuelle localisée au Sud Ouest de la PWN (Temim et al., 2013). L’émission thermique du SNR a été détectée par *ROSAT* (Kassim et al., 1993) et *ASCA* (Plucinsky, 1998), et est spatialement coïncidente avec la morphologie en radio. Des observations *Chandra* et *XMM-Newton* sur une partie de la coquille n’ont pas révélé d’émission synchrotron mais seulement la présence d’émission thermique (Temim et al., 2013). Cette étude a permis d’estimer la densité de l’ISM à  $n_0 = 0.1 \text{ cm}^{-3}$ , la vitesse du choc à  $v_s = 500 \text{ km s}^{-1}$  et l’âge du SNR à 16 500 ans, sous l’hypothèse d’une distance de 4.1 kpc (Temim et al., 2013). De l’émission  $H\alpha$  a été observée dans les régions Nord Est et Sud Ouest de la coquille (van den Bergh, 1979), preuve de l’interaction du choc avec des nuages denses, tandis que Dennefeld (1980) a rapporté une valeur de rapport d’intensité  $[SII]/H\alpha$  caractéristique des chocs radiatifs. La Figure 6.1 (droite) présente les données  $H\alpha$  du SHASSA (*Southern H-Alpha Sky Survey Atlas*, Gaustad et al., 2001) où les contours radio du SNR apparaissent en blanc. Aux plus hautes énergies, Temim et al. (2013) ont révélé de l’émission en  $\gamma$  mais dont l’origine, provenant soit du SNR soit de la PWN, est restée incertaine. Dans le premier catalogue des SNRs du *Fermi*-LAT, une émission étendue a récemment été détectée avec un rayon de  $0.21^\circ$  (Acero et al., 2016b).

En utilisant la dernière version des données Pass 8 du *Fermi*-LAT, nous étudions la morphologie de ce SNR composite dans le but de séparer morphologiquement et spectralement les contributions du SNR et de la PWN, et de comprendre la nature de l’émission  $\gamma$ .

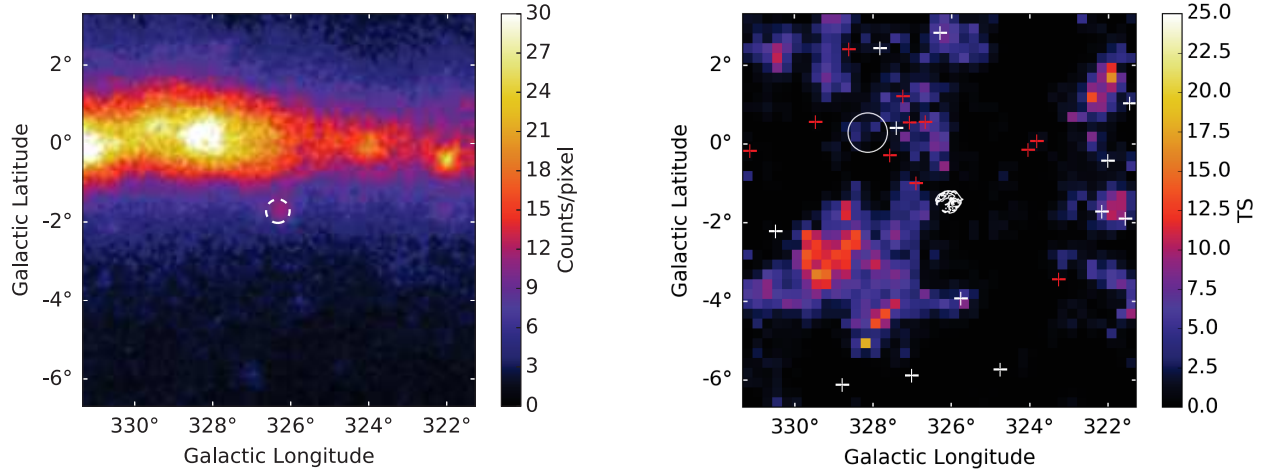


FIGURE 6.2 – (*Gauche*) Carte en coups du *Fermi*-LAT dans la bande 0.3–300 GeV de  $10^\circ \times 10^\circ$  centrée sur G326.3–1.8 (cercle pointillé blanc) en ne sélectionnant que les événements de type PSF3. La taille des pixels est de  $0.05^\circ$ . (*Droite*) Carte du *Fermi*-LAT en TS résiduelle dans la même bande en énergie de  $10^\circ \times 10^\circ$  centrée sur G326.3–1.8 (dont les contours radio apparaissent en blanc). Les positions des sources du catalogue 3FGL (croix blanches) et celles des sources ajoutées au modèle (croix rouges) sont représentées. Le cercle blanc correspond à une source étendue du catalogue FGES. La taille des pixels est de  $0.25^\circ$ .

## 6.2 Préparation de l'analyse

### 6.2.1 Sélection des données

En utilisant la version 10 des *Science Tools* (v10r0p5)<sup>1</sup>, nous avons fait une analyse binnée avec six ans et demi de données (du 4 Août 2008 au 31 Janvier 2015) et nous avons sélectionné les photons ayant des énergies de 300 MeV à 300 GeV dans une région de  $10^\circ$  centrée sur G326.3–1.8. Les événements de la classe SOURCE ont été sélectionnés. Puisque le but est de séparer la contribution de deux sources imbriquées dans un rayon de  $\sim 0.3^\circ$ , nous avons utilisé les événements ayant la meilleure résolution angulaire (de type PSF3). En ne gardant que 25% des événements, la source reste très significative entre 300 MeV et 300 GeV (TS  $\sim 600$ , équivalent à plus de  $20\sigma$ ), ce qui nous permet de nous affranchir des 3/4 de la statistique pour favoriser une meilleure résolution angulaire. Une coupure sur l'angle zénithal a été appliquée ( $z_{\max} = 100^\circ$ ) afin de réduire la contamination de l'albédo terrestre. Les intervalles de temps où le satellite était dans l'Anomalie Atlantique Sud ont également été exclus. La taille des pixels a été choisie à  $0.05^\circ$  et la bande en énergie (300 MeV–300 GeV) a été divisée en 30 intervalles espacés logarithmiquement. La carte en coups contenant les événements de type PSF3, de 300 MeV à 300 GeV, est présentée en Figure 6.2 (gauche).

### 6.2.2 Modélisation de la région d'intérêt

Nous avons modélisé l'émission  $\gamma$  des sources voisines à partir des représentations morphologiques et spectrales du troisième catalogue des sources du *Fermi*-LAT (3FGL, Acero et al., 2015a), que nous avons également complété par la source étendue FGES J1553.8–5325<sup>2</sup> située dans la région

1. Le logiciel et la documentation associée sont fournis par le FSSC (*Fermi Science Support Center*) à <https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc>

2. Provenant du catalogue FGES (*Fermi Galactic Extended Sources*, Ackermann et al., 2017).



d'intérêt. Les émissions diffuses Galactique et isotrope sont données respectivement dans les fichiers `gll_iem_v06.fits` et `iso_P8R2_SOURCE_V6_v06_PSF3.txt`<sup>1</sup>, et les dernières fonctions de réponse de l'instrument (IRFs) `P8R2_V6` ont été utilisées. Nous avons ajusté les paramètres spectraux des sources cataloguées, simultanément avec ceux des fonds diffus Galactique et isotrope. Nous avons ensuite construit une carte résiduelle de TS (*Test Statistic*) testant en chaque pixel, l'hypothèse d'une source ponctuelle de spectre  $E^{-2}$  contre l'hypothèse nulle (c.f. Section 3.5.4). Les pixels ayant un  $TS \geq 25$ , correspondant à une significativité de plus de  $4\sigma$ , ont été utilisés pour définir la position de nouvelles sources ajoutées au modèle. De manière itérative, nous avons ainsi ajouté 11 sources ponctuelles en décrivant leurs émissions par des lois de puissance dont les paramètres (normalisation du flux et indice spectral) ont été ajustés. La Figure 6.2 (droite) illustre la carte en TS résiduelle, de  $10^\circ \times 10^\circ$  centrée sur G326.3–1.8, avec la position de l'intégralité des sources incluses dans le modèle. L'émission diffuse au Sud Est de la carte (pour laquelle  $TS_{\max} \sim 17$ ) disparaît au dessus de  $E > 500$  MeV et semble être associée à une structure du diffus Galactique. Nous avons ensuite fixé les paramètres spectraux des sources aux valeurs obtenues de l'ajustement puisqu'elles sont toutes situées à plus de  $\sim 2^\circ$  de G326.3–1.8, à l'exception de la source ponctuelle au Nord Est du SNR (ajoutée au modèle) pour laquelle nous avons laissé ses paramètres spectraux libres.

## 6.3 Analyse morphologique

### 6.3.1 Extension

Le catalogue 3FGL contient deux sources ponctuelles associées au SNR et localisées à l'intérieur des contours radio, que nous avons supprimées du modèle. Par le biais de l'outil `pointlike` (Kerr, 2010), nous avons ajusté les paramètres spatiaux d'une source ponctuelle, d'un disque et d'une Gaussienne symétrique de 300 MeV à 300 GeV. Les émissions sont décrites par une loi de puissance et l'ajustement a été effectué simultanément en laissant les paramètres spectraux des fonds diffus Galactique et isotrope libres. La Table 6.1 reporte les caractéristiques spatiales et les valeurs de TS de ces trois modèles. La significativité de l'extension d'une source se calcule en comparant la valeur du TS de la source étendue avec celle de la source ponctuelle (notée  $TS_{\text{ext}}$ ). Le modèle de la source étendue n'ajoute qu'un degré de liberté (le rayon) et la significativité de la source est égale à  $\sqrt{TS_{\text{ext}}}$  (c.f. Section 3.5.4). Comme indiqué en Table 6.1, l'émission  $\gamma$  est étendue à plus de  $13\sigma$ . L'ajustement d'un disque fournit un rayon de  $\sim 0.27^\circ$ , légèrement inférieur au rayon du SNR en radio ( $0.31^\circ$ ) mais toutefois supérieur à celui reporté dans le premier catalogue des SNRs du *Fermi*-LAT ( $0.21^\circ$ , Acero et al., 2016b). La Figure 6.3 (gauche) illustre le meilleur ajustement spatial des deux modèles de source étendue (disque et Gaussienne) de 300 MeV à 300 GeV. Les positions du disque et de la Gaussienne se situent proche de la PWN mais ne sont pas coïncidentes avec cette dernière. Les cartes résiduelles en TS, obtenues en utilisant le modèle du disque ou de la Gaussienne, ne montrent pas d'excès significatif.

### 6.3.2 Évolution avec l'énergie

L'émission  $\gamma$  peut être adéquatement décrite par un modèle à une composante (disque ou Gaussienne), mais la détection d'une source ponctuelle d'énergie  $E > 50$  GeV (Ackermann et al., 2016), proche de la PWN déplacée du centre du SNR, indique la possible présence de deux contributions. Afin d'étudier la morphologie en détail, nous avons séparé les données en 5 intervalles en énergie espacés logarithmiquement, et au sein desquels nous avons ajusté une Gaussienne symétrique avec

1. Disponibles à <https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/BackgroundModels.html>

Modèle spatial	RA <sub>J2000</sub> (°)	Dec <sub>J2000</sub> (°)	$r$ or $\sigma$ (°)	$r_{68}$ (°)	TS	TS <sub>ext</sub>
Source ponctuelle	238.167 ± 0.009	-56.181 ± 0.008	-	-	689.5	-
Disque	238.170 ± 0.012	-56.152 ± 0.012	0.266 ± 0.012	0.218 ± 0.010	866.5	177.0
Gaussienne	238.157 ± 0.013	-56.166 ± 0.012	0.134 ± 0.009	0.202 ± 0.014	863.4	174.0

TABLE 6.1 – Résultats de l’ajustement sur G326.3–1.8, et erreurs statistiques associées, en utilisant différents modèles spatiaux.  $r_{68}$  correspond au rayon contenant 68% du signal pour chaque modèle étendu. Les valeurs de TS et TS<sub>ext</sub> sont également données.

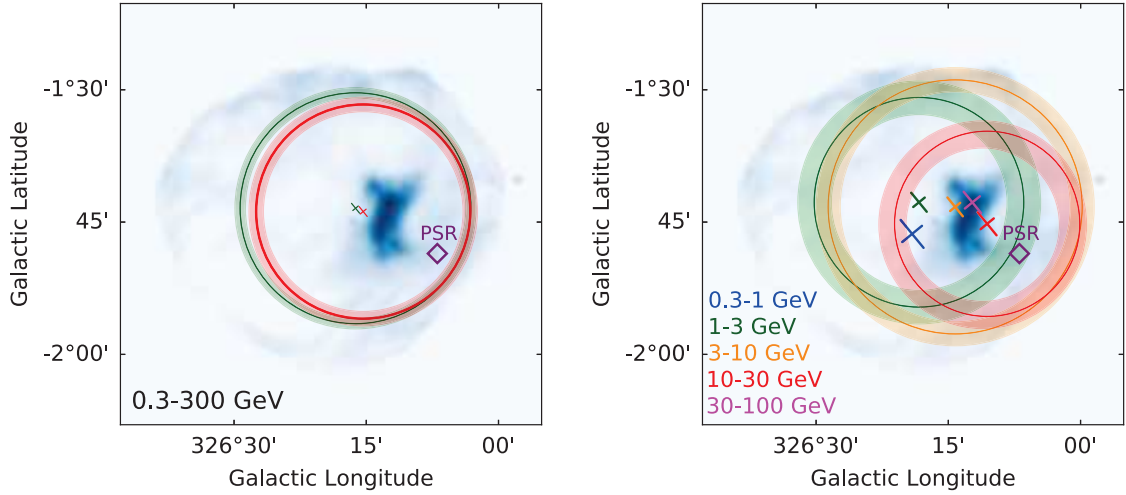


FIGURE 6.3 – (Gauche) Résultat de l’ajustement sur G326.3–1.8 dans la bande 0.3–300 GeV d’un disque (vert) et d’une Gaussienne symétrique (rouge). Les croix représentent l’incertitude sur la position, les cercles correspondent au  $r_{68}$  des composantes avec les erreurs associées à  $1\sigma$  (cercles colorés). Les données en radio apparaissent en fond bleu et la position présumée du candidat pulsar est représentée en violet. (Droite) Résultat de l’ajustement des paramètres spatiaux d’une source ponctuelle ou d’une Gaussienne symétrique dans cinq bandes en énergie. Les croix représentent l’incertitude sur la position. Si la source est significativement étendue (à plus de  $5\sigma$ ), le  $r_{68}$  de la Gaussienne est représenté avec les erreurs à  $1\sigma$  associées (cercles colorés).

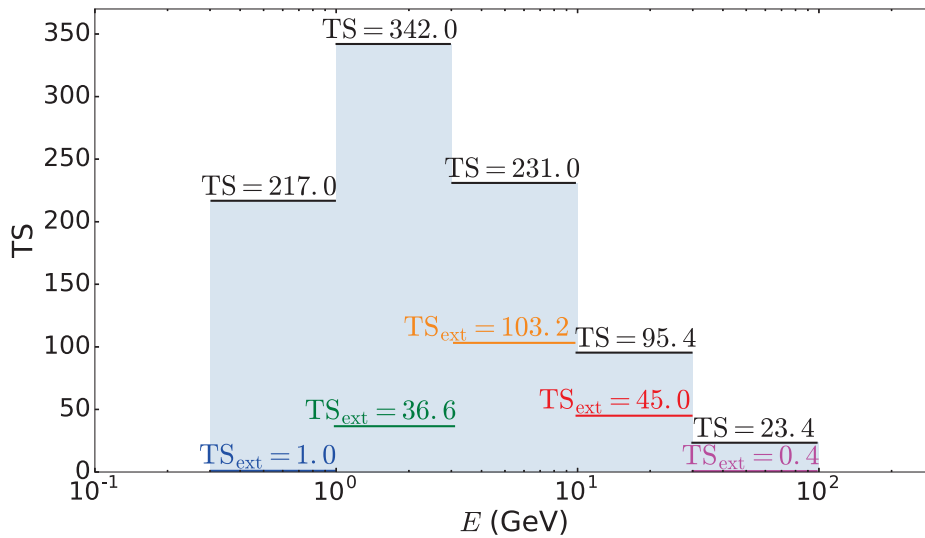


FIGURE 6.4 – Valeur de TS de la source (barres noires) et de son extension (barres colorées) dans différentes bandes en énergie.

l’outil `pointlike`. L’émission est décrite par une loi de puissance et les paramètres spectraux ont été ajustés simultanément avec ceux de la source ponctuelle la plus proche et des fonds diffus Galactique et isotrope. La Figure 6.3 (droite) illustre le modèle spatial optimisé pour chaque bande en énergie. Aux basses énergies (300 MeV–1 GeV), la PSF ( $r_{68} \sim 0.4^\circ$  à 1 GeV) est plus large que le rayon en radio du SNR ( $\sim 0.3^\circ$ ), rendant difficile la mesure d’une extension. Le modèle d’une source étendue est compatible avec les données mais n’est pas plus significatif que celui d’une source ponctuelle ( $TS_{\text{ext}} = 1.0$ ). Sur la Figure 6.3 (droite), nous représentons donc la position de la source ponctuelle, située en dehors de l’extension radio de la PWN. Entre 1 et 3 GeV, l’émission est étendue à plus de  $5\sigma$  et le centre de la Gaussienne se situe proche du centre du SNR. De 3 à 30 GeV, l’émission est toujours significativement étendue (à plus de  $5\sigma$ ) et se rapproche de la position de la PWN. Au delà de 30 GeV, l’émission n’est plus significativement étendue et semble provenir de la PWN. Les valeurs de TS des composantes Gaussiennes sont données en Figure 6.4, ainsi que celles relatives à leurs extensions ( $TS_{\text{ext}}$ ). Ces résultats mettent en évidence l’évolution de la morphologie avec l’énergie et indiquent que l’émission  $\gamma$  aux plus hautes énergies semble provenir de la PWN.

### 6.3.3 Vers un modèle à deux composantes

Cette différence de morphologie en fonction de l’énergie nécessite une description morphologique plus détaillée que celle impliquant une unique composante. Le SNR n’étant pas résolu en dessous de 1 GeV (la PSF étant plus large que le rayon en radio du SNR), l’analyse morphologique présentée ci-dessous utilise des photons ayant une énergie de 1 GeV à 300 GeV.

Pour modéliser l’émission  $\gamma$  plus en détail, nous nous basons sur des considérations physiques. Les électrons et positrons, accélérés dans la PWN, produisent du rayonnement synchrotron et également de l’émission  $\gamma$  par diffusion Compton inverse (IC). Puisque le SNR est encore dynamiquement jeune, les particules doivent être toujours confinées à l’intérieur de la PWN. Grâce à des simulations, [Temim et al. \(2013\)](#) ont estimé un champ magnétique  $B \simeq 34 \mu\text{G}$  lorsque le choc en retour du SNR a compressé significativement la PWN à un âge de 19000 ans. Puisque l’émission en radio trace les électrons les plus âgés, nous supposons que l’émission en  $\gamma$  n’est pas plus étendue que celle en radio. Nous modélisons ainsi la contribution en  $\gamma$  de la PWN avec sa morphologie en radio (Figure 6.5, gauche). Nous supposons raisonnablement que les inhomogénéités spatiales du champ magnétique à l’intérieur de la PWN n’impactent pas significativement notre modèle, étant donné la taille de la PWN ( $\sim 0.1^\circ$ ) comparée à celle de la PSF. Puisque la position de l’émission  $\gamma$  est coïncidente avec celle de la PWN aux plus hautes énergies (Section 6.3.2), nous supposons tout d’abord que l’entièreté de l’émission provient de la PWN. L’émission est décrite par une loi de puissance dont les paramètres spectraux ont été ajustés simultanément avec ceux de la source ponctuelle la plus proche et ceux des fonds diffus Galactique et isotrope. L’ajustement donne une valeur de  $TS = 593.4$ , indiquée en Table 6.2 avec le nombre de degrés de liberté ajoutés par rapport au modèle sans source. La Figure 6.6 (gauche) présente la carte résiduelle en TS lorsque la PWN est incluse dans le modèle. La valeur maximale au sein des pixels est  $TS \sim 70$ , indiquant que la morphologie en radio de la PWN ne reproduit pas les données en  $\gamma$  de manière satisfaisante.

Pour décrire l’émission d’une composante additionnelle, semblant responsable de l’émission aux basses énergies, nous avons testé plusieurs modèles à une et deux composantes. Nous avons commencé par des descriptions morphologiques simples (source ponctuelle et disque) avant d’étudier des modèles plus détaillés et motivés par des assertions physiques. Par le biais de l’outil `pointlike`, nous avons ajusté les paramètres spatiaux d’une source ponctuelle et d’un disque, en incluant également la PWN dans le modèle. Lors de l’ajustement, les paramètres spectraux de la PWN et de la composante additionnelle sont laissés libres, tout comme ceux de la source la plus proche et des fonds diffus Galactique et isotrope. L’ajustement localise le disque proche du centre du SNR ( $RA_{J2000} =$

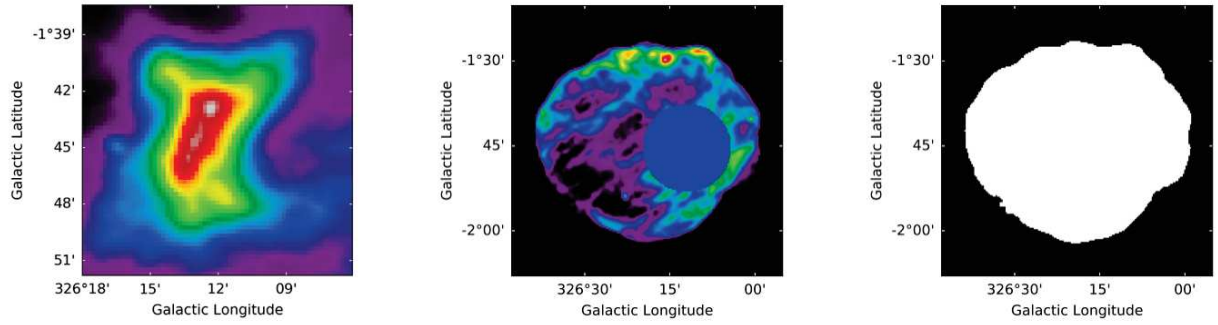


FIGURE 6.5 – Modèles morphologiques utilisés dans cette analyse : (*gauche*) la carte radio de la PWN, (*centre*) la carte radio du SNR avec la contribution de la PWN remplacée par la valeur moyenne de l’émission autour (disque bleu), (*droite*) le “SNR mask” dérivé des observations radio et dont l’émission est homogène. La carte de la PWN (*gauche*) n’est pas à la même échelle spatiale que les modèles morphologiques du SNR.

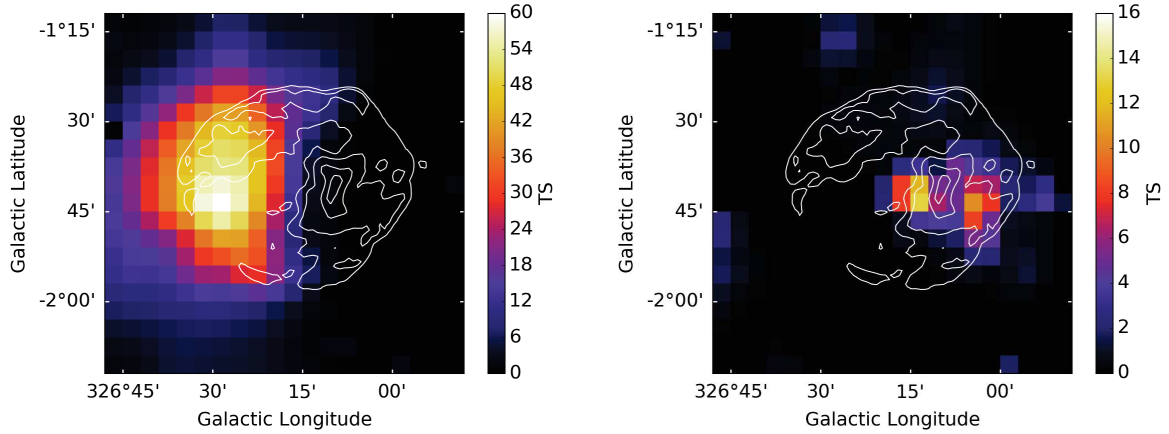


FIGURE 6.6 – Cartes en TS résiduelles de 1 GeV à 300 GeV ( $1^\circ \times 1^\circ$ ) obtenues avec le modèle incluant uniquement la PWN (*gauche*) ou le SNR mask (*droite*), montrant la contribution minimale de l’autre composante. Les deux cartes ne sont pas à la même échelle de TS. La taille des pixels est de  $0.05^\circ$  et les contours radio de G326.3–1.8 sont représentés en blanc.

Modèles morphologiques	TS	$N_{\text{dof}}$	$\text{TS}_{\text{PWN}}$
PWN radio	593.4	2	—
Source ponctuelle	503.3	4	—
Source ponctuelle + PWN radio	661.4	6	158.1
Disque	681.8	5	—
Disque + PWN radio	694.8	7	13.0
SNR radio	667.3	2	—
SNR radio + PWN radio	683.0	4	15.7
SNR mask	670.3	2	—
SNR mask + PWN radio	696.4	4	26.0

TABLE 6.2 – Valeurs de TS obtenues pour différents modèles morphologiques de 1 GeV à 300 GeV, avec le nombre de degrés de liberté associés ( $N_{\text{dof}}$ ). La valeur de  $\text{TS}_{\text{PWN}}$  quantifie l’amélioration de l’ajustement lorsque le modèle radio de la PWN est ajouté à chacun des modèles à une composante représentant l’émission du SNR.

$238.169^\circ \pm 0.013^\circ$  et  $\text{Dec}_{\text{J2000}} = -56.133^\circ \pm 0.014^\circ$ ) avec un rayon  $r = 0.295^\circ \pm 0.013^\circ$ , similaire à celui de l’extension en radio du SNR ( $0.31^\circ$ ). La significativité de l’extension de cette nouvelle composante est de  $5.8 \sigma$  ( $\text{TS}_{\text{ext}} = 33.4$ ), calculée avec la valeur du TS obtenue pour le modèle impliquant la PWN et la source ponctuelle (Table 6.2). La significativité de l’extension exclut la possible présence d’une source ponctuelle responsable de l’émission additionnelle, tel qu’un noyau actif de galaxie situé derrière le SNR.

Nous avons ensuite construit deux modèles basés sur la morphologie en radio du SNR. Dans l’image radio du MOST, nous avons remplacé la contribution de la PWN par la valeur moyenne du flux autour de cette dernière (modèle que nous appelons “SNR radio” ; Figure 6.5, centre). Nous avons également utilisé les observations radio dont l’émission est décrite de manière homogène (modèle nommé “SNR mask” ; Figure 6.5, droite), traçant ainsi le choc du SNR. La Table 6.2 reporte les valeurs de TS obtenues avec le nombre de degrés de liberté associé à chaque modèle.

Tout d’abord, les valeurs de TS obtenues en utilisant uniquement le disque, le SNR radio ou le SNR mask sont nettement supérieures à celle obtenue en utilisant la PWN seule, indiquant que les données sont mieux représentées par des modèles plus étendus que celui de la PWN. À titre de comparaison, la Figure 6.6 (droite) présente la carte résiduelle en TS obtenue lorsque le modèle contient uniquement le SNR mask. Une légère émission résiduelle apparaît proche de la PWN.

Nous comparons ensuite les valeurs de TS des modèles à une composante (disque, SNR radio et SNR mask) à celles des modèles à deux composantes, testant ainsi l’amélioration de l’ajustement en ajoutant la PWN. En termes de TS, les modèles à une composante deviennent ainsi ceux de l’hypothèse nulle (pas d’émission provenant de la PWN) que nous comparons aux modèles à deux composantes, contenant la PWN. Cette comparaison correspond à la quantité  $\text{TS}_{\text{PWN}}$ , dans la Table 6.2, qui se comporte comme une loi du  $\chi^2$  avec deux degrés de liberté ajoutés (normalisation du flux et indice spectral de la PWN).

Pour tous les modèles décrivant la contribution du SNR avec une composante étendue, la significativité de la PWN se situe entre 3 et  $4 \sigma$ . Les meilleurs ajustements correspondent aux modèles impliquant la PWN et le disque ainsi que celui de la PWN et du SNR mask. En termes de TS, le modèle avec le SNR mask est favorisé, ayant moins de degrés de liberté que celui avec le disque dont les composantes spatiales ont été ajustées. La valeur du TS relativement basse pour le modèle impliquant la carte radio du SNR indique que l’émission  $\gamma$  ne suit pas la distribution de l’émission synchrotron. Les données sont ainsi mieux ajustées avec une structure plus homogène pour le SNR, tel que le SNR mask. Nous gardons cependant à l’esprit que cette conclusion dépend du modèle spatial utilisé pour la PWN.

Nous avons également considéré une possible contribution du candidat pulsar, en ajoutant une source ponctuelle à sa position présumée. Nous avons décrit son émission par un spectre en loi de puissance avec une coupure exponentielle. Nous avons voulu ajuster ses paramètres spectraux simultanément avec ceux du SNR et de la PWN. Le nombre important de degrés de liberté provenant des trois sources (SNR, PWN et pulsar) concentrées au sein d’une petite région ( $\sim 0.3^\circ$ ) a empêché la convergence de l’algorithme. Afin de réduire le nombre de degrés de liberté, nous avons fixé l’indice spectral et l’énergie de coupure de l’émission du pulsar aux valeurs moyennes du catalogue des pulsars du *Fermi*-LAT (2PC, [Abdo et al., 2013](#)). L’ajustement a fourni une valeur de TS nulle pour cette troisième composante.

## 6.4 Analyse spectrale

Pour comprendre l’origine de l’émission  $\gamma$ , nous avons effectué une analyse spectrale de 300 MeV à 300 GeV, en ne considérant que les meilleurs modèles morphologiques, à une et deux composantes,

trouvés dans la section précédente : le disque seul, la PWN radio avec le SNR mask ou le disque. L'émission  $\gamma$  est décrite par une loi de puissance. Par le biais de l'outil `gtlike`, nous avons ajusté les paramètres spectraux de chaque composante simultanément avec ceux de la source ponctuelle la plus proche et des fonds diffus Galactique et isotrope. Les résultats sont donnés en Table 6.3. Nous avons également testé d'autres représentations spectrales qui n'ont pas amélioré significativement l'ajustement.

En utilisant le modèle du disque seul, l'indice spectral obtenu est proche de 2. En revanche, l'utilisation de modèles morphologiques distincts pour la PWN et le SNR amène à une séparation spectrale entre les deux composantes : un spectre mou pour le SNR ( $\Gamma \approx 2.16$  et  $2.17$ ) et un spectre dur pour la PWN ( $\Gamma \approx 1.74$  et  $1.79$ ). Le choix du modèle pour le SNR (disque ou SNR mask) a un impact très léger sur l'analyse spectrale, qui n'est pas significatif en considérant les erreurs statistiques associées.

Nous avons ensuite calculé la distribution spectrale en énergie (SED, *Spectral Energy Distribution*), en divisant la bande en énergie de 300 MeV à 300 GeV en six intervalles. Un seuil de TS  $> 1$  a été imposé dans chaque bin pour le calcul du flux et dans le cas contraire, une limite supérieure est calculée. Les indices spectraux du SNR et de la PWN ont été fixés à 2 afin d'éviter une dépendance avec les modèles spectraux trouvés précédemment sur toute la bande en énergie (300 MeV–300 GeV). Les flux du SNR et de la PWN ont ainsi été ajustés simultanément avec celui de la source la plus proche et les paramètres spectraux des émissions diffuses Galactique et isotrope.

Les Figures 6.7 et 6.8 présentent les SEDs obtenues en utilisant le meilleur modèle à une composante (disque) et celui à deux composantes (PWN radio et SNR mask). Les barres verticales colorées représentent les erreurs statistiques à  $1 \sigma$  tandis que celles en noir correspondent à la somme quadratique des erreurs statistiques et systématiques; ces dernières étant calculées en utilisant huit modèles alternatifs pour l'émission diffuse Galactique (c.f. Section 3.5.6). Les erreurs systématiques ne sont jamais dominantes et sont comparables aux erreurs statistiques uniquement dans la première bande en énergie. L'incertitude sur la surface efficace induit également des erreurs systématiques (estimées à 10% entre 100 MeV et 100 GeV) qui ne sont pas représentées dans les Figures 6.7 et 6.8. Les SEDs indiquent clairement que deux modèles morphologiques distincts (pour la PWN et le SNR) sont associés à deux signatures spectrales différentes, tandis que les différentes émissions semblent mélangées lorsque nous utilisons le modèle du disque. Les valeurs de TS dans chaque intervalle en énergie montrent également la contribution des différentes composantes : aux basses énergies ( $E < 10$  GeV) l'émission est dominée par le SNR tandis que la contribution de la PWN apparaît au-delà de 3 GeV. La Figure 6.8 indique ainsi que le SNR contribue à la majorité de l'émission en  $\gamma$ .

Ces analyses ont mis en évidence la séparation morphologique et spectrale du SNR et de la PWN. Les indices spectraux sont compatibles avec des origines leptonique et hadronique de l'émission respectivement pour la PWN et le SNR. Les PWNs sont connues pour accélérer majoritairement des électrons et positrons qui produisent de l'IC et l'indice spectral trouvé ( $\Gamma \sim 1.79$ ) est compatible avec une origine leptonique. Quant au SNR, l'indice spectral obtenu indique une possible origine hadronique ( $\Gamma \sim 2.14$ ) mais la modélisation de son spectre est nécessaire pour comprendre l'origine de l'émission.

Modèles morphologiques	Disque seul	PWN radio	Disque	PWN radio	SNR mask
$\Phi$ ( $\times 10^{-8}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ )	$2.70 \pm 0.15$	$0.23 \pm 0.11$	$2.43 \pm 0.23$	$0.33 \pm 0.11$	$2.31 \pm 0.23$
$\Gamma$	$2.07 \pm 0.04$	$1.74 \pm 0.15$	$2.16 \pm 0.06$	$1.79 \pm 0.12$	$2.17 \pm 0.06$

TABLE 6.3 – Résultats de l’ajustement spectral de 300 MeV à 300 GeV pour différents modèles morphologiques, avec les erreurs statistiques associées.  $\Phi$  est le flux intégré au-delà de 300 MeV et  $\Gamma$  est l’indice spectral.

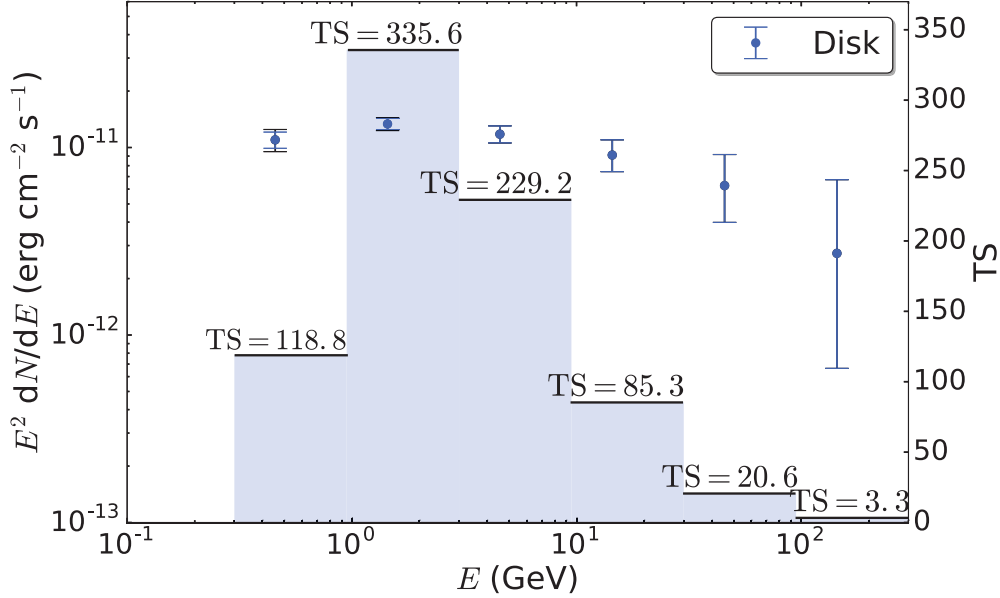


FIGURE 6.7 – SED (points) et valeurs des TS (zones colorées) dans différentes bandes en énergie, en utilisant uniquement le disque pour représenter l’émission  $\gamma$ . Les barres noires horizontales représentent la somme quadratique des erreurs statistiques et systématiques, uniquement discernable des erreurs statistiques dans la première bande en énergie. Les erreurs systématiques sont évaluées en considérant 8 modèles d’émission diffuse Galactique (voir Section 3.5.6).

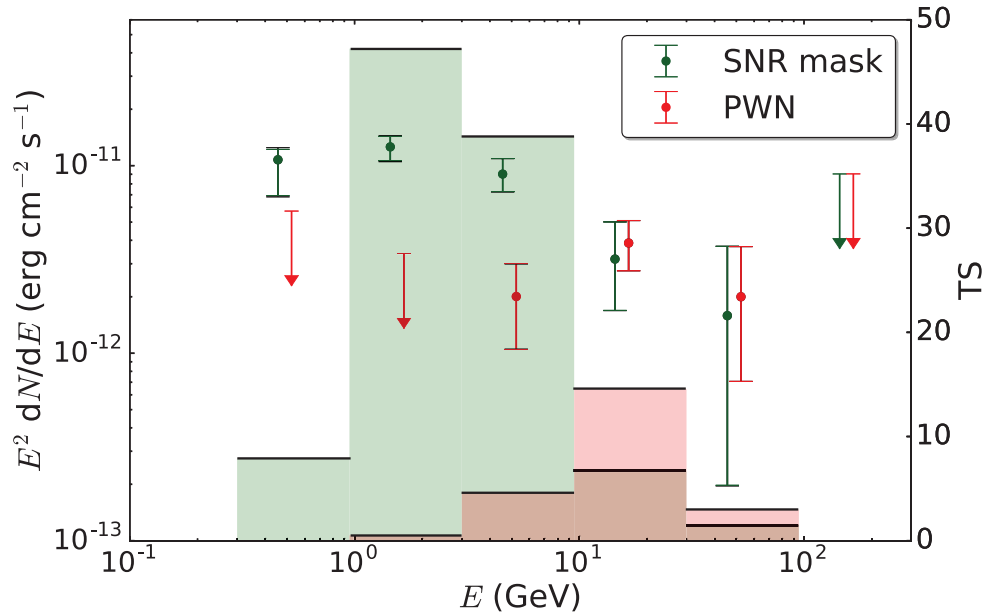


FIGURE 6.8 – Même chose que pour la Figure 6.7 mais en utilisant la carte radio de la PWN et le SNR mask pour modéliser l’émission  $\gamma$ . Les limites supérieures de détection sont dérivées dans les bandes en énergie pour lesquelles  $TS < 1$ .

## 6.5 Modélisation du spectre du vestige de supernova

Nous nous intéressons maintenant au spectre du SNR que nous voulons modéliser afin de comprendre l'origine de l'émission. En utilisant des modèles à une zone<sup>1</sup> fournis par l'outil *naima* (Zabalza, 2015), nous avons modélisé le spectre large-bande du SNR. Pour cela, nous avons utilisé les flux en radio mesurés par Dickel et al. (2000). Puisqu'aucune émission synchrotron en rayons X n'a été reportée, nous avons utilisé la valeur du flux thermique mesuré par *ROSAT* (Kassim et al., 1993) comme une limite supérieure sur le flux synchrotron en rayons X. Nous avons également utilisé la limite supérieure de détection au TeV, reportée par H.E.S.S. avec 14 heures d'observation et en supposant un indice spectral des photons égal à 2.3 (H.E.S.S. Collaboration et al., 2018).

Sous l'hypothèse que le SNR est en phase de Sedov-Taylor, l'énergie cinétique délivrée par la supernova est de :

$$E_{\text{SN}} = R_{12.5}^5 \times \left( \frac{n_0}{\text{cm}^{-3}} \right) \times t_4^{-2} = 0.5 \times 10^{51} \text{ erg} \quad (6.1)$$

avec  $R_{12.5} = R/(12.5 \text{ pc})$  et  $t_4 = t/(10\,000 \text{ ans})$ , et en prenant  $R = 21 \text{ pc}$ ,  $t = 16\,500 \text{ ans}$  et  $n_0 = 0.1 \text{ cm}^{-3}$  pour une distance de 4.1 kpc (Temim et al., 2013). L'énergie libérée lors de l'explosion et l'âge du SNR dépendent de la distance, dont l'estimation est incertaine. De plus, la densité de l'ISM et la température (fournissant la vitesse du choc) ont été estimées dans une petite région au Sud du SNR et il est possible que ces valeurs ne soient pas représentatives de l'entièreté du SNR. La modélisation présentée ici n'a donc pas pour but de mesurer précisément les propriétés physiques des particules accélérées mais plutôt de montrer qu'un modèle simple et cohérent peut reproduire les observations.

Le spectre des électrons est décrit par une loi de puissance brisée d'indices spectraux  $\Gamma_{e,1}/\Gamma_{e,2}$  avec une coupure exponentielle. Le changement de l'indice spectral se produit à l'énergie de cassure  $E_b$  et est dû au refroidissement des électrons, impliquant  $\Gamma_{e,2} = \Gamma_{e,1} + 1$ , tandis que la coupure exponentielle définit l'énergie maximale que peuvent atteindre les particules. Le spectre des protons est décrit par une loi de puissance simple (non brisée) d'indice spectral  $\Gamma_p$  avec une coupure exponentielle (c.f. Section 2.3).

Pour chaque modèle, nous considérons par défaut le CMB comme champ de photons cibles pour l'IC.

### 6.5.1 Modèle leptonique

Nous avons tout d'abord ajusté les données avec un modèle leptonique, pour lequel nous avons fait varier la valeur du champ magnétique  $B$ , l'énergie totale transmise aux électrons  $W_e$  et aux protons  $W_p$ , et l'énergie de cassure ainsi que l'énergie maximale des particules. La Figure 6.9 présente une des combinaisons ajustant simultanément les données radio et  $\gamma$ . Puisque cette solution n'est pas unique, nous reportons en Table 6.4 les valeurs permises pour reproduire les données (figurant entre parenthèses). Pour plus de clarté, l'énergie totale transmise aux protons est fixée à  $W_p = 5 \times 10^{49} \text{ erg}$ , correspondant à 10% de  $E_{\text{SN}}$ , et nous faisons varier le rapport  $K_{e-p}$  fournissant ainsi l'énergie totale transmise aux électrons. Puisque l'énergie maximale des protons est toujours supérieure ou égale à celle des électrons, ces derniers souffrant de pertes synchrotron, nous utilisons la valeur maximale de  $E_{\text{max},e}$  comme la limite inférieure de  $E_{\text{max},p}$ .

Pour reproduire les données radio, les indices spectraux des électrons doivent être de  $\Gamma_{e,1}/\Gamma_{e,2} = 1.8/2.8$  tandis que nous avons pris  $\Gamma_p = 2$  par manque de contraintes observationnelles. Avec un

1. Les modèles à une zone signifient que les électrons rayonnent par synchrotron et diffusion IC au sein d'un même volume.



champ magnétique  $B$  de  $10 \mu\text{G}$  à  $20 \mu\text{G}$ , les données  $\gamma$  peuvent être expliquées si l'énergie totale transmise aux électrons atteint  $W_e = (2.5-7) \times 10^{49}$  erg, ce qui est irréaliste puisque cela implique une valeur de  $K_{e-p}$  entre 0.5 et 1.4. Même en augmentant la valeur du champ magnétique jusqu'à  $100 \mu\text{G}$  – valeur toutefois irréaliste et ne pouvant pas résulter de la compression de l'ISM dans la théorie de la DSA – l'émission IC se situe un ordre de grandeur en dessous du flux  $\gamma$  observé. Nous avons aussi ajouté d'autres champs de photons cibles pour l'IC dans l'infrarouge lointain et proche, en fixant leur densité d'énergie à celle du CMB ( $0.26 \text{ eV cm}^{-3}$ ), ce qui reste raisonnable à une distance de  $100 \text{ pc}$  en dessous du plan Galactique. Le modèle nécessite toujours une énergie totale dans les électrons  $W_e$  trop élevée pour une valeur de champ magnétique raisonnable ( $B \sim 20-30 \mu\text{G}$ ).

De plus, le modèle leptonique ajusté implique des valeurs de  $E_b$ ,  $E_{\text{max,e}}$  et  $E_{\text{max,p}}$  incohérentes avec celle du champ magnétique. Afin de calculer les énergies de cassure et de coupure, nous utilisons le temps de pertes synchrotron :

$$\tau_{\text{sync}} = (1.25 \times 10^3) \times E_{\text{TeV}}^{-1} B_{100}^{-2} \text{ ans} \quad (6.2)$$

et le temps d'accélération :

$$t_{\text{acc}} = 30.6 \times \frac{3r^2}{16(r-1)} \times k_0(E) \times E_{\text{TeV}}^{-1} B_{100}^{-1} u_{\text{sh},3}^{-2} \text{ ans} \quad (6.3)$$

où  $r$  est le rapport de compression du choc,  $k_0$  le rapport entre le libre parcours moyen et le rayon de gyration de la particule,  $B_{100}$  et  $u_{\text{sh},3}$  le champ magnétique et la vitesse du choc en unités de  $100 \mu\text{G}$  et  $1000 \text{ km s}^{-1}$  respectivement (Parizot et al., 2006, c.f. Section 2.3).  $k_0$  s'interprète comme le rapport de la densité d'énergie du champ magnétique total sur celle du champ turbulent ( $B_{\text{tot}}^2/B_{\text{turb}}^2$ ) et  $k_0 \approx 1$  a été reporté pour de jeunes SNRs (Uchiyama et al., 2007). Pour un système relativement évolué comme G326.3–1.8, le champ magnétique turbulent est supposé faible devant le champ magnétique total de sorte que  $k_0 > 1$ , et nous adoptons ici  $k_0 = 10$  pour les particules de plus hautes énergies.

En prenant  $r = 4$ , nous avons calculé  $E_b$  ( $\tau_{\text{sync}} = t_{\text{age}}$ ),  $E_{\text{max,e}}$  ( $t_{\text{acc}} = \min\{\tau_{\text{sync}}, t_{\text{age}}\}$ ) et  $E_{\text{max,p}}$  ( $t_{\text{acc}} = t_{\text{age}}$ ). Pour  $B = 20 \mu\text{G}$ , nous obtenons  $E_b = 1.9 \text{ TeV}$ ,  $E_{\text{max,e}} = 2.3 \text{ TeV}$  et  $E_{\text{max,p}} = 2.7 \text{ TeV}$ . Le spectre obtenu en utilisant ces valeurs est présenté en Figure 6.10 et implique une coupure du spectre de l'IC à trop haute énergie pour ajuster les données  $\gamma$ .

La particularité majeure de G326.3–1.8 réside dans la difficulté d'expliquer simultanément ses flux radio et  $\gamma$  importants. Cette caractéristique est également présente dans des SNRs évolués interagissant avec des nuages moléculaires, tels que W44 ( $230 \text{ Jy}$  à  $1 \text{ GHz}$ , Castelletti et al., 2007) et IC 443 ( $160 \text{ Jy}$  à  $1 \text{ GHz}$ , Milne, 1971), où le gaz fortement comprimé augmente l'émission synchrotron en radio.

La valeur irréaliste de l'énergie totale transmise aux électrons et l'impossibilité de reproduire les données avec un modèle cohérent défavorisent l'origine leptonique de l'émission, et nous amène à étudier le scénario impliquant des processus hadroniques.

## 6.5.2 Modèle hadronique

Les émissions  $\text{H}\alpha$ , observées dans les parties Nord Est et Sud Ouest du SNR (van den Bergh, 1979), indiquent la présence de matière neutre dense dans certaines régions autour du SNR (Figure 6.1, droite). En particulier, le rapport d'émission  $[\text{S II}]/\text{H}\alpha$  a confirmé le caractère radiatif du choc dans ces régions (Dennefeld, 1980). De ce fait, nous modélisons le spectre du SNR par deux contributions :

## 6.5. MODÉLISATION DU SPECTRE DU VESTIGE DE SUPERNOVA

Scenario dominant	Modèle	$B$ ( $\mu\text{G}$ )	$W_p$ (erg)	$K_{e-p}$	$\Gamma_{e,1}/\Gamma_{e,2}$	$E_b$ (TeV)	$E_{\text{max},e}$ (TeV)	$\Gamma_p$	$E_{\text{max},p}$ (TeV)	$n_0$ ( $\text{cm}^{-3}$ )
Leptonique	ajusté	10	$5 \times 10^{49*}$	1.4	1.8/2.8	(0.15–0.35)	(0.4–1.1)	2*	( $\geq E_{\text{max},e}$ )	0.1*
	ajusté	20	$5 \times 10^{49*}$	0.5	1.8/2.8	(0.4–0.9)	(0.9–1.5)	2*	( $\geq E_{\text{max},e}$ )	0.1*
	cohérent	20	$5 \times 10^{49*}$	0.5	1.8/2.8	1.9*	2.3*	2*	2.7*	0.1*
Hadronique	choc principal	cohérent	$5 \times 10^{49*}$	0.03	2/3*	1.4*	1.4*	2*	1.4*	0.1*
	choc radiatif	cohérent	13.6*							1.88*
	régions refroidies		158*	$1.9 \times 10^{49}$	0.03	1.8/2.8	0.02*	0.08*	2*	0.08*

TABLE 6.4 – Paramètres physiques nécessaires pour reproduire les émissions en radio et en  $\gamma$  provenant du SNR dans les scénarios leptonique et hadronique. Les parenthèses indiquent les valeurs permises pour ajuster les données et les astérisques indiquent les valeurs fixées dans cette analyse. Les autres valeurs (sans parenthèse ni astérisque) ont été ajustées à la main. Pour les scénarios leptoniques ajustés, les énergies de cassure et maximales des particules ne sont pas cohérentes avec la valeur du champ magnétique, tandis qu’elles ont été calculées pour les modèles cohérents en suivant Parizot et al. (2006). Pour le scénario hadronique, les première et deuxième lignes correspondent respectivement aux propriétés du choc principal ( $u_{\text{sh}} = 500 \text{ km s}^{-1}$ ) et du choc radiatif ( $u_{\text{sh,cl}} = 150 \text{ km s}^{-1}$ ).

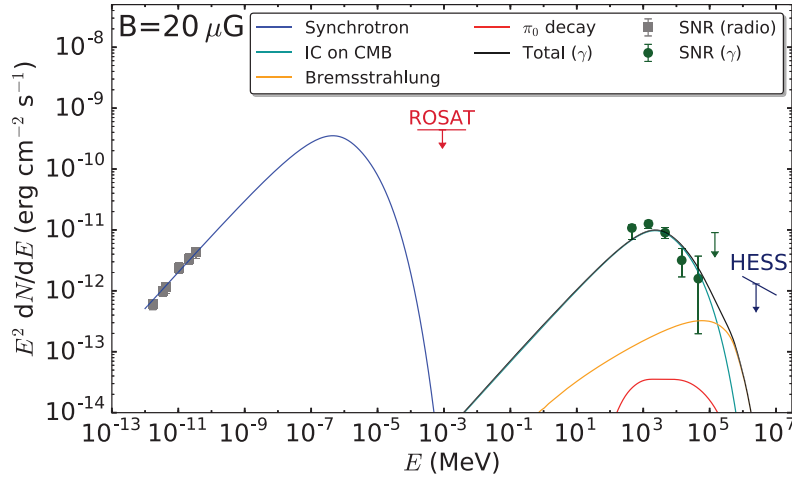


FIGURE 6.9 – Modélisation multi-longueurs d’onde du spectre du SNR dans le cas d’un scénario leptonique. Les points radio sont extraits de Dickel et al. (2000), et les limites supérieures de ROSAT et H.E.S.S. proviennent respectivement de Kassim et al. (1993) et H.E.S.S. Collaboration et al. (2018). Les paramètres physiques du spectre des électrons sont ajustés et les valeurs utilisées sont :  $E_b = 600 \text{ GeV}$ ,  $E_{\text{max},e} = 1 \text{ TeV}$ ,  $E_{\text{max},p} = 1 \text{ TeV}$ ,  $W_p = 5 \times 10^{49} \text{ erg}$  et  $K_{e-p} = 0.5$ .

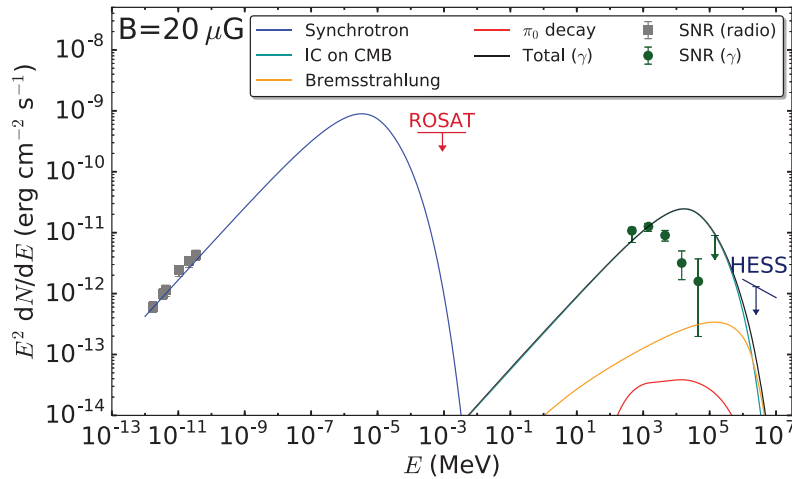


FIGURE 6.10 – Même chose que pour la Figure 6.9 mais avec des valeurs cohérentes avec un champ magnétique de  $20 \mu\text{G}$  :  $E_b = 1.9 \text{ TeV}$ ,  $E_{\text{max},e} = 2.3 \text{ TeV}$  and  $E_{\text{max},p} = 2.7 \text{ TeV}$ .

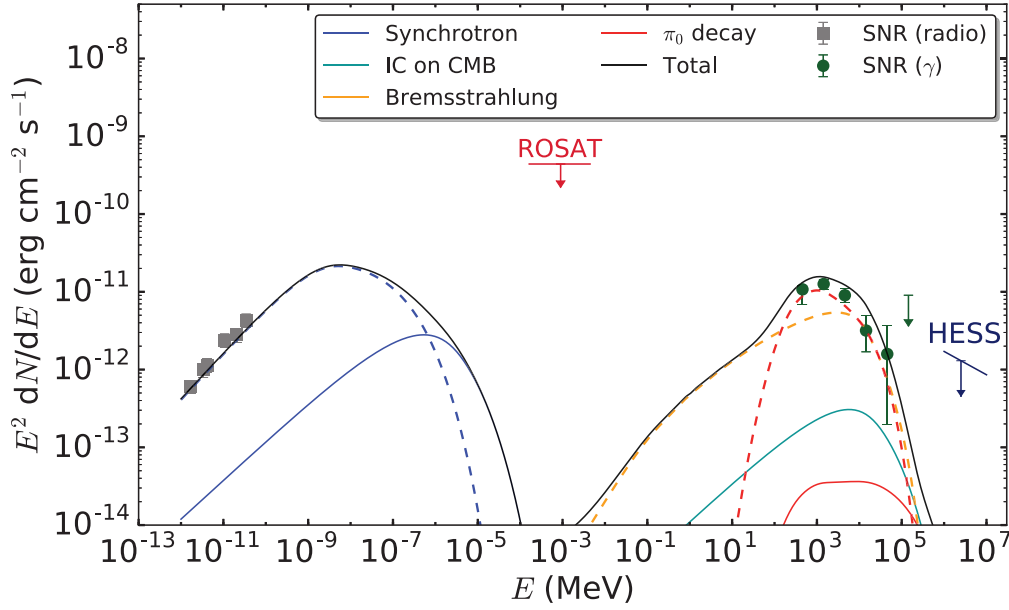


FIGURE 6.11 – Modélisation multi-longueurs d’onde du spectre du SNR dans le cas d’un scénario hadronique faisant intervenir deux contributions : celle d’un choc principal (lignes pleines) et celle d’un choc radiatif (lignes pointillées). Les points radio sont extraits de [Dickel et al. \(2000\)](#), et les limites supérieures de *ROSAT* et H.E.S.S. proviennent respectivement de [Kassim et al. \(1993\)](#) et [H.E.S.S. Collaboration et al. \(2018\)](#). Toutes les valeurs des paramètres calculées sont reportées en [Table 6.4](#).

- celle d’un choc radiatif, provenant de l’interaction du SNR avec des nuages neutres denses
- celle d’un choc principal, d’une vitesse  $v_s = 500 \text{ km s}^{-1}$  et s’étendant dans un milieu de densité  $n_0 = 0.1 \text{ cm}^{-3}$  ([Temim et al., 2013](#))

Le développement exposé ci-dessous calcule les paramètres physiques du choc radiatif. [Uchiyama et al. \(2010\)](#) ont étudié l’émission non-thermique de nuages choqués dans les SNRs, où une ré-accelération de rayons cosmiques pré-existants peut expliquer certaines observations au GeV, résultant de processus hadroniques. En s’appuyant sur ces travaux, le choc radiatif dans le nuage a une vitesse :

$$u_{\text{sh,cl}} = k \sqrt{\frac{n_0}{n_{0,\text{cl}}}} \times u_{\text{sh}} \quad (6.4)$$

où nous prenons  $k = 1.3$ , comme dans [Uchiyama et al. \(2010\)](#), et avec  $n_0$  et  $n_{0,\text{cl}}$  les densités de l’ISM et des nuages en amont du choc, respectivement.

Le champ magnétique dans le nuage en amont du choc s’écrit :

$$B_{0,\text{cl}} = b \sqrt{\frac{n_{0,\text{cl}}}{\text{cm}^{-3}}} \mu\text{G} \quad (6.5)$$

où  $b = v_A / (1.84 \text{ km s}^{-1})$ ,  $v_A$  étant la vitesse d’Alfvén pour laquelle la valeur moyenne est supposée approximativement égale à la dispersion des vitesses observées dans les nuages moléculaires ( $\sim 0.5\text{--}5 \text{ km s}^{-1}$ ) impliquant  $b \sim 0.3\text{--}3$  ([Hollenbach & McKee, 1989](#)). Le modèle de [Uchiyama et al. \(2010\)](#) suppose que la pression magnétique dans le gaz refroidi est égale à la pression dynamique du SNR :

$$\frac{B_m^2}{8\pi} = k^2 n_0 \mu_H u_{\text{sh}}^2 \quad (6.6)$$

avec  $\mu_H$ , la masse par atome d'hydrogène et  $B_m$  le champ magnétique en aval des régions refroidies, tel que :

$$B_m = \sqrt{\frac{2}{3}} \times \left( \frac{n_m}{n_{0,\text{cl}}} \right) \times B_{0,\text{cl}} \quad (6.7)$$

où  $n_m$  est la densité en aval du choc dans le nuage.

Dans ce modèle, la valeur du champ magnétique dans le nuage en aval du choc est fixée à  $158 \mu\text{G}$  par la pression dynamique du SNR (équation 6.6, en prenant  $u_{\text{sh}} = 500 \text{ km s}^{-1}$  et  $n_0 = 0.1 \text{ cm}^{-3}$ ). Toutefois, cette valeur du champ magnétique nécessite toujours une énergie totale importante transmise aux électrons dans les nuages pour expliquer le flux radio important. De ce fait, nous avons pris  $K_{e-p} = 0.03$ , valeur assez grande mais toujours raisonnable, puisqu'une plus petite valeur de  $K_{e-p}$  résulte en une énergie totale des protons  $W_p$  trop élevée. Dans tous les cas, l'énergie des rayons cosmiques dans les nuages choqués doit être élevée. Ainsi, l'ajustement simultané des données en  $\gamma$  implique une densité aussi basse que possible.

Des équations 6.5 et 6.7, nous avons :

$$n_m = \sqrt{\frac{3}{\pi\mu_H}} \times \frac{B_m^2}{4b \times u_{\text{sh},\text{cl}}} \quad (6.8)$$

et nous adoptons ici les plus hautes valeurs possibles :  $b = 3$  et  $u_{\text{sh},\text{cl}} = 150 \text{ km s}^{-1}$ . Pour une vitesse supérieure à  $150 \text{ km s}^{-1}$ , le choc n'aurait pas eu le temps de devenir radiatif. Avec ces valeurs, la densité en aval dans les régions refroidies est  $n_m = 88.3 \text{ cm}^{-3}$ . En prenant  $n_0 = 0.1 \text{ cm}^{-3}$ ,  $u_{\text{sh}} = 500 \text{ km s}^{-1}$  (Temim et al., 2013),  $u_{\text{sh},\text{cl}} = 150 \text{ km s}^{-1}$  et  $b = 3$ , la densité et le champ magnétique en amont du choc sont de  $n_{0,\text{cl}} = 1.88 \text{ cm}^{-3}$  and  $B_{0,\text{cl}} = 4.11 \mu\text{G}$  (équations 6.4 et 6.5). La relativement faible densité obtenue  $n_{0,\text{cl}}$  est en accord avec la non-détection de raies CO proche de ce SNR, traçant généralement la présence de milieux plus denses ( $\gtrsim 10 \text{ cm}^{-3}$ ).

Avec un champ magnétique  $B = 158 \mu\text{G}$ , les électrons accélérés dans les nuages se refroidissent rapidement et nous avons calculé leur énergie de cassure en posant  $\tau_{\text{sync}} = t_{\text{age}}/2$  (temps depuis lequel les nuages ont été choqués). Au choc, le champ magnétique en aval est de  $B_{\text{d},\text{cl}} = \sqrt{11}B_{0,\text{cl}} = 13.6 \mu\text{G}$ , en supposant un champ magnétique isotrope, et nous avons dérivé l'énergie maximale atteinte par les particules en prenant  $k_0 = 10$  et  $u_{\text{sh},\text{cl}} = 150 \text{ km s}^{-1}$  et en posant  $t_{\text{acc}} = \min\{\tau_{\text{sync}}, t_{\text{age}}/2\}$ . Pour les particules dans les nuages, nous obtenons  $E_b = 15.2 \text{ GeV}$  et  $E_{\text{max},e} = E_{\text{max},p} = 82.7 \text{ GeV}$ .

La Figure 6.11 présente le spectre résultant de la contribution du choc principal (lignes pleines) et de celle du choc radiatif (lignes pointillées) en utilisant les valeurs calculées ci-dessus. Avec de telles valeurs pour le champ magnétique et la densité dans les nuages, le choc radiatif domine l'émission synchrotron et l'émission  $\gamma$ . En prenant  $K_{e-p} = 0.03$ , les données sont adéquatement reproduites avec  $W_p = 1.9 \times 10^{49} \text{ erg}$ , correspondant à 3.8% de  $E_{\text{SN}}$  transmis aux protons dans les nuages et impliquant  $W_e = 5.7 \times 10^{47} \text{ erg}$ . Le spectre en radio nécessite un indice spectral dur pour les électrons avant la cassure  $\Gamma_{e,1}/\Gamma_{e,2} = 1.8/2.8$ , également observé dans d'autres SNRs radiatifs (Ferrand & Safi-Harb, 2012)<sup>1</sup>. La coupure de l'émission hadronique en  $\gamma$ , provenant de  $E_{\text{max},p} = 82.7 \text{ GeV}$ , ajuste bien les données. Toutefois, cette compatibilité est fortuite puisque la valeur de  $k_0$  est inconnue, tout comme le temps depuis lequel les nuages ont été choqués. Uchiyama et al. (2010) prédisent également une augmentation de l'énergie maximale des protons d'un facteur  $((n_m/n_0)/4)^{1/3} \sim 2.27$  due à la compression adiabatique, que nous n'avons pas pris en compte dans notre modèle. L'amortissement des ondes d'Alfvén dû aux collisions ions-neutres résulte en une cassure du spectre des protons que nous n'avons pas considérée puisque pour  $B_{0,\text{cl}} = 4.11$

1. Les indices spectraux en radio de SNRs radiatifs tels que W 44 ou IC 443 peuvent se trouver à <http://www.physics.umanitoba.ca/snr/SNRcat/>

$\mu\text{G}$  et  $n_{0,\text{cl}} = 1.88 \text{ cm}^{-3}$ , la coupure se situe à une énergie de  $\sim 100 \text{ GeV}$ . D'un point de vue observationnel, l'énergie maximale des protons  $E_{\text{max,p}}$  doit se situer entre 30 et 100 GeV, similaire à l'énergie maximale inférée dans d'autres SNRs en phase radiative comme W44 et IC 443 (22 et 239 GeV respectivement, [Ackermann et al., 2013](#)).

Puisque le choc radiatif domine l'entièreté de l'émission du SNR, nous ne pouvons pas contraindre les paramètres physiques du choc principal. Nous avons pris  $B = 10 \mu\text{G}$ , impliquant  $B_{\text{ISM}} \approx 3 \mu\text{G}$  (avec  $r = 4$ ) afin de rester cohérents avec  $B_{0,\text{cl}} > B_{\text{ISM}}$  mais le champ magnétique interstellaire peut être diminué. Nous avons aussi utilisé la valeur typique de 10% de  $E_{\text{SN}}$  pour l'énergie totale transmise aux protons mais cette valeur, ainsi que celle du  $K_{e-p}$  peuvent être réduites. Concernant le spectre des particules accélérées, nous avons pris  $\Gamma_{e,1} = \Gamma_p = 2$  et  $\Gamma_{e,2} = 3$  par manque de contraintes observationnelles. Les énergies de cassure et maximales au choc principal sont calculées en suivant [Parizot et al. \(2006\)](#) avec  $u_{\text{sh}} = 500 \text{ km s}^{-1}$ , comme précédemment pour le scénario leptonique. Toutes les valeurs des paramètres utilisées dans la Figure 6.11 sont résumées dans la Table 6.4.

La modélisation du spectre du SNR indique que l'intégralité de l'émission peut être expliquée par la contribution du choc radiatif. La non-corrélation entre la carte radio et la carte  $\text{H}\alpha$  peut toutefois s'expliquer par l'orientation du champ magnétique : là où  $B$  est parallèle au choc, l'émission synchrotron est augmentée (compression de la composante tangentielle du champ magnétique) tandis que si  $B$  est perpendiculaire au choc, l'émission optique est plus importante car la compression n'est plus limitée par le champ magnétique.

## 6.6 Brève discussion autour de la nébuleuse de pulsar

Puisque la majorité de l'émission  $\gamma$  semble provenir du SNR, nous discutons brièvement l'impact de la diminution du flux de la PWN sur les paramètres physiques dérivés dans [Temim et al. \(2013\)](#), qui ont supposé une origine de l'émission purement leptonique et provenant intégralement de la PWN. La Figure 6.12 compare les émissions  $\gamma$  obtenues des deux analyses, où le modèle de [Temim et al. \(2013\)](#) est ajusté sur les données de cette étude. Le flux de la PWN correspond à 45% de celui obtenu dans [Temim et al. \(2013\)](#).

En faisant l'approximation  $W_e \approx \int_0^{t_{\text{age}}} \dot{E} dt$ ,  $\dot{E}$  étant le taux de perte d'énergie rotationnelle du pulsar, nous pouvons écrire :

$$W_e \approx \dot{E}_0 \frac{\tau_0 t_{\text{age}}}{\tau_0 + t_{\text{age}}} \quad (6.9)$$

où  $\tau_0$  est le temps caractéristique initial du pulsar et  $\dot{E}_0$ , le taux de dissipation de l'énergie initial. Grâce à des simulations à une dimension, [Temim et al. \(2013\)](#) ont estimé un âge caractéristique du pulsar  $\tau_c \approx 2.1 \times 10^4 \text{ ans}$  et  $\dot{E}_0 = 3 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ . Le spectre obtenu dans cette étude nécessite une énergie totale transmise aux électrons environ deux fois moins importante que précédemment, impliquant  $\dot{E}_0 = 1.35 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$  pour le même âge du système et le même âge caractéristique initial du pulsar.

Dans leur modèle, le rayon du SNR est égal à celui observé à un âge de 19 000 ans et pour une valeur du champ magnétique dans la PWN de  $B_{\text{PWN}} \approx 34 \mu\text{G}$ . La diminution de l'énergie totale transmise aux électrons  $W_e$  impliquerait alors une augmentation du champ magnétique pour ajuster les données radio de la PWN.

Toutefois, une modélisation et une interprétation plus détaillées sont nécessaires afin d'expliquer un système aussi évolué et complexe que cette PWN, notamment après l'interaction avec le choc

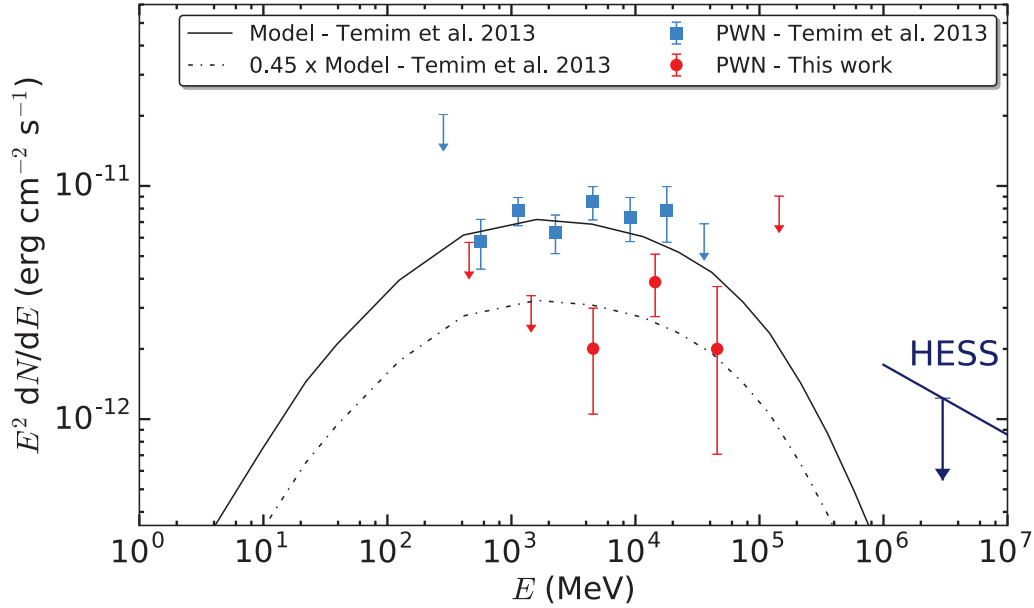


FIGURE 6.12 – Comparaison des émissions  $\gamma$  de la PWN obtenue dans cette étude et dans celle de [Temim et al. \(2013\)](#). Le modèle de [Temim et al. \(2013\)](#) est multiplié par un facteur 0.45 pour ajuster les données de cette analyse.

en retour du SNR. Néanmoins, le flux  $\gamma$  de la PWN doit être réduit, puisque le SNR contribue à la majeure partie de l'émission.

## 6.7 Conclusions

Nous avons analysé le vestige de supernova composite G326.3–1.8 de 300 MeV à 300 GeV avec la dernière version des données Pass 8 du *Fermi*-LAT. En particulier, nous avons tiré profit du nouveau type d'événements PSF3 permettant la sélection des événements les mieux reconstruits. L'analyse morphologique a confirmé l'extension de la source à plus de  $13 \sigma$  et a révélé une évolution de la morphologie avec l'énergie, qui se localise proche de la PWN aux plus hautes énergies. Cette première étape de l'analyse morphologique a fourni un indice quant à la possible présence de deux contributions. Afin d'étudier la morphologie plus en détail, nous avons testé différentes combinaisons de modèles morphologiques, impliquant une ou deux composantes. Les modèles à une composante indiquent que l'émission  $\gamma$  est mieux reproduite par des modèles plus étendus que celui de la morphologie en radio de la PWN. Le meilleur modèle morphologique obtenu combine la morphologie en radio de la PWN avec un nouveau modèle représentant le SNR, basé sur les observations radio mais dont l'émission est uniforme. L'analyse spectrale des deux composantes a révélé un indice spectral mou pour le SNR ( $\Gamma \sim 2.17$ ) et dur pour la PWN ( $\Gamma \sim 1.79$ ), compatibles avec des origines hadronique et leptonique pour le SNR et la PWN, respectivement. Les distributions spectrales en énergie mettent en évidence les différentes contributions de ces deux composantes : l'émission du SNR est dominante aux basses énergies tandis que la contribution de la PWN apparaît aux plus hautes énergies. Cette analyse représente ainsi la première séparation spatiale et spectrale en  $\gamma$  de deux composantes imbriquées au sein d'une petite région ( $\sim 0.3^\circ$ ).

Puisque le SNR contribue à la majorité de l'émission  $\gamma$ , nous avons brièvement discuté l'impact de

la diminution du flux de la PWN sur les paramètres physiques estimés dans des études précédentes. La diminution du flux engendre une diminution de l'énergie totale nécessaire à fournir aux électrons et implique donc un champ magnétique plus élevé pour ajuster les données radio.

La modélisation multi-longueurs d'onde du spectre du SNR exclut une origine leptonique de l'émission, par la valeur trop élevée de l'énergie totale des électrons et l'impossibilité d'expliquer les données avec un modèle cohérent. Puisque de l'émission  $H\alpha$  a été détectée dans certaines parties du choc du SNR, nous avons construit un modèle dans lequel le choc se trouve dans deux phases distinctes (adiabatiques et radiatives) et nous suggérons une origine hadronique de l'émission. Les valeurs des paramètres physiques ont été calculées et reproduisent adéquatement le spectre observé. La modélisation indique que l'intégralité du spectre peut être expliquée par la contribution majoritaire du choc radiatif, dominant les émissions en radio et en  $\gamma$ . Bien qu'un rapport d'électrons sur protons de 0.03 soit nécessaire pour expliquer le flux radio important du SNR, ce modèle reste le seul permettant d'expliquer simultanément les données radio et  $\gamma$  du SNR et de manière satisfaisante. Il semblerait donc que G326.3–1.8 représente ainsi une nouvelle preuve de protons accélérés au sein d'un SNR, renforçant le faible échantillon que nous connaissons aujourd'hui.

La modélisation du spectre du SNR a utilisé les valeurs de la vitesse du choc et de la densité environnante, dérivées des observations en rayons X sur une petite région du SNR. De ce fait, ces valeurs ne sont peut-être pas représentatives de celles correspondant à l'intégralité du SNR. Un programme d'observation (LP, *Large Program*) a été mené avec *XMM-Newton* sur le SNR en Août et Septembre 2017. Les données seront probablement rendues publiques avant la fin d'année 2018 et fourniront des précisions importantes quant à l'émission en rayons X de G326.3–1.8. La prochaine génération de télescopes CTA apportera également plus d'informations sur la source grâce à une meilleure sensibilité au delà de  $\sim 50$  GeV.

# Le vestige de supernova RX J1713.7–3946 avec les données H.E.S.S.

## Sommaire

<b>7.1</b>	<b>Présentation générale</b> . . . . .	<b>115</b>
<b>7.2</b>	<b>La question soulevée par les rayons <math>\gamma</math></b> . . . . .	<b>116</b>
<b>7.3</b>	<b>Étude spectro-morphologique avec les <i>Ctools</i></b> . . . . .	<b>117</b>
7.3.1	Corrélation non-linéaire X–TeV . . . . .	120
7.3.2	Au-delà de l'émission X . . . . .	121
7.3.3	Étude de l'impact de la PSF . . . . .	123
<b>7.4</b>	<b>Conclusions et perspectives</b> . . . . .	<b>125</b>

Tout comme l'étude du SNR composite G326.3–1.8 présentée au chapitre précédent, nous entreprenons une analyse spectro-morphologique sur le SNR RX J1713.7–3946 afin de comprendre l'origine de l'émission en  $\gamma$ . En particulier, cette étude utilise un nouvel outil (les *Ctools*, Knödlseder et al., 2016) offrant la possibilité d'effectuer des analyses spectro-morphologiques aux VHE.

## 7.1 Présentation générale

Le vestige de supernova RX J1713.7–3946 (aussi appelé G347.3–0.5) est sûrement une des sources Galactiques les plus étudiées avec la nébuleuse du Crabe et soulève pourtant toujours de nombreuses questions. Détectée pour la première fois en rayons X avec le satellite *ROSAT* (Pfeffermann & Aschenbach, 1996), RX J1713.7–3946 constitua la deuxième preuve quant à la présence d'électrons accélérés jusqu'à  $\sim 100$  TeV<sup>2</sup>, grâce à l'étude de son rayonnement synchrotron avec le satellite *ASCA* (Koyama et al., 1997).

D'un point de vue observationnel, l'émission faible en radio, pour la première fois révélée par le *Molonglo Galactic Plane Survey* (Slane et al., 1999) contraste avec l'émission importante en rayons X, et est spatialement coïncidente avec cette dernière. L'indice spectral radio, dérivé dans la région Nord Ouest du SNR avec les données ATCA<sup>3</sup>, est de  $\alpha = -0.5 \pm 0.4$  (Lazendic et al., 2004) et le flux sur l'entièreté du SNR a été estimé à 22–26 Jy à 1.4 GHz (Acero et al., 2009). De nombreux travaux ont entrepris la recherche d'émission X thermique qui n'a cependant été révélée que récemment,

2. La première preuve observationnelle a été rapportée dans le SNR SN 1006 (Koyama et al., 1995).

3. *Australia Telescope Compact Array*



proche du centre du SNR, grâce à des observations prolongées (Katsuda et al., 2015). La faible émission thermique suggère dès lors une très faible densité dans les éjectas, proche de  $\sim 0.01 \text{ cm}^{-3}$  (Tsuji & Uchiyama, 2016; Acero et al., 2017c). La densité de colonne, dérivée des observations en rayons X, a permis d’estimer la distance à  $\sim 1 \text{ kpc}$ , ce qui fait de RX J1713.7–3946 une source relativement proche (Koyama et al., 1997). Plusieurs observations successives des filaments brillants en rayons X, détectés proche du choc avec *XMM-Newton*, ont permis d’estimer la vitesse du choc à  $v_s \sim 3500 \text{ km s}^{-1}$  dans le Sud Est du SNR (Acero et al., 2017c). Cette mesure a mené à l’estimation de l’âge du SNR entre  $t \sim 1500 \text{ ans}$  et  $t \sim 2300 \text{ ans}$ , selon le profil de densité du milieu dans lequel le SNR évolue (Acero et al., 2017c). Ces estimations pointent vers une possible association de RX J1713.7–3946 avec le vestige de SN 393, une supernova ayant été observée par des astronomes chinois, même si cette hypothèse semble peu probable (Fesen et al., 2012).

RX J1713.7–3946 a été révélée pour la première fois en  $\gamma$  avec les télescopes H.E.S.S. (Aharonian et al., 2004b) dont le spectre a été ajusté par une loi de puissance avec une coupure exponentielle. L’étude des données du *Fermi*-LAT a ensuite indiqué un indice spectral très dur au GeV :  $\Gamma = 1.5 \pm 0.1$  (Abdo et al., 2011). En dépit des nombreux travaux effectués sur le SNR, l’origine de l’émission  $\gamma$  est encore débattue. L’absence d’émission thermique au voisinage du choc principal place une limite supérieure sur la densité de l’ISM à  $\sim 0.05 \text{ cm}^{-3}$  et défavorise ainsi une origine hadronique (Ellison et al., 2010). Néanmoins, il apparaît que la région Ouest du SNR, proche du plan Galactique, coïncide spatialement avec des nuages moléculaires, observés avec les raies du CO, et avec des régions HI (Fukui et al., 2003, 2012). Toutefois, une corrélation entre ces nuages et l’émission en rayons X plus importante de RX J1713.7–3946 a également été reportée (Sano et al., 2013).

## 7.2 La question soulevée par les rayons $\gamma$

Parmi les 13 SNRs que nous connaissons au TeV aujourd’hui<sup>1</sup>, RX J1713.7–3946 est le plus brillant et le plus étudié de tous. En dépit des nombreux travaux effectués sur cette source, l’origine de l’émission  $\gamma$  reste un des plus grands débats dans la communauté scientifique. Tout d’abord, le spectre au GeV présente des caractéristiques étonnantes, avec un spectre dur ( $\Gamma \sim 1.5$ ) qui se redresse ( $\Gamma \sim 2$ ) vers  $\sim 50 \text{ GeV}$  (Ackermann et al., 2016). Pour expliquer cette forme spectrale, les modèles leptoniques nécessitent d’introduire une deuxième population d’électrons, une cassure dans leur spectre ou d’avoir une densité d’énergie de  $140 \text{ eV cm}^{-3}$  pour les champs de photons optiques, bien plus élevée que celle prédite par Porter et al. (2006). Une analyse spectro-morphologique récente, avec les données du *Fermi*-LAT, sépare le SNR en deux régions (dont une est située proche du plan Galactique) et retrouve cette cassure dans le spectre de la partie Est du SNR uniquement, tandis que la région Ouest peut s’expliquer par des processus hadroniques (Condon, 2017).

Outre un spectre aux très hautes énergies en loi de puissance avec une coupure exponentielle pour lequel  $F_{>1 \text{ TeV}} = (1.64 \pm 0.02) \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ,  $\Gamma = 2.06 \pm 0.02$  et  $E_{\text{cut}} = 12.9 \pm 1.1 \text{ TeV}$ , l’étude récente du jeu entier des données H.E.S.S. a révélé une différence notable entre l’extension mesurée par *XMM-Newton* et celle mesurée en  $\gamma$  (H. E. S. S. Collaboration et al., 2018c). Les profils radiaux de l’émission en rayons X, dont l’image a été convoluée à la PSF de H.E.S.S., témoignent d’une différence significative par rapport à l’extension au TeV, au sein des régions 3 et 4 de la Figure 7.1. Deux scénarios ont alors été envisagés pour expliquer l’origine de cette émission :

- soit par la présence d’un précurseur, modifiant la dynamique en amont du choc par les effets

1. Cas A, Tycho, SN 1006, RX J1713.7–3946, RCW 86, Vela Junior, HESS J1731–347, HESS J1534–571, G349.7+0.2, W49B, IC 443, W51C et W28N.

non-linéaires de la DSA (c.f. Section 1.1.2). Le choc ne serait donc pas tracé par l'émission en rayons X mais s'étendrait sur une épaisseur plus grande, avec une diminution du champ magnétique où les électrons accélérés continueraient de produire de l'IC,

- soit par l'interaction de protons, échappés du SNR, avec le milieu environnant.

Il est intéressant de noter que les plus grandes différences entre l'extension en rayons X et au TeV proviennent des régions proches du plan Galactique (notées 3 et 4), où une densité élevée a été rapportée au sein de nuages moléculaires (Fukui et al., 2003). La réponse concernant l'origine de l'émission  $\gamma$  s'étendant au-delà du rayonnement synchrotron est d'une importance majeure. En effet, si l'émission trace la présence d'un précurseur, RX J1713.7–3946 serait le premier SNR offrant la possibilité d'étudier les aspects non-linéaires de la DSA, où la rétro-action des CRs sur le milieu modifie le champ magnétique et l'efficacité de l'accélération. Si l'émission  $\gamma$  provient d'une population de protons échappés du SNR, ce résultat constituerait la première preuve observationnelle d'échappement de particules, et ce notamment durant les premières phases de la vie d'un SNR.

Bien qu'il soit séduisant d'y voir une réalité physique, la comparaison des profils radiaux de *XMM-Newton* et de H.E.S.S. fait l'hypothèse d'une corrélation linéaire entre l'émission en rayons X et celui au TeV et néglige les inhomogénéités spatiales du champ magnétique au sein du SNR. Les contours de la Figure 7.1 semblent effectivement indiquer que les parties les plus brillantes en rayons X et au TeV sont spatialement coïncidentes (régions 3 et 4). Toutefois, Acero et al. (2009) ont dérivé une corrélation non-linéaire entre l'émission X et l'émission en  $\gamma$  en comparant les flux au sein de différentes régions du SNR, comme illustré en Figure 7.2. Si dès lors, le flux en  $\gamma$  s'écrit  $F_\gamma \propto F_X^{1/\alpha}$ , où  $\alpha > 1$ , l'émission  $\gamma$  serait moins contrastée que l'émission en rayons X et devrait s'étendre sur des régions plus larges que celles tracées par le choc.

Nous entreprenons une analyse spectro-morphologique de RX J1713.7–3946 afin de mieux comprendre l'origine de l'émission  $\gamma$ , s'étendant au-delà de l'émission en rayons X.

## 7.3 Étude spectro-morphologique avec les *Ctools*

### Présentation des *Ctools*

Inspiré des *Science Tools*, l'outil officiel d'analyse des données du *Fermi-LAT*, les *Ctools* sont un ensemble d'outils permettant des analyses spectro-morphologiques des données en  $\gamma$  de HE et de VHE (Knödlseder et al., 2016). Proposé comme outil officiel pour l'analyse des données de CTA, les *Ctools* sont encore en développement mais offrent déjà la possibilité d'analyser les données du *Fermi-LAT* et des IACTs (VERITAS, MAGIC, H.E.S.S., etc.). Écrits en langages `python` et `C++`, les *Ctools* sont basés sur les bibliothèques `GammaLib` permettant un traitement des événements en  $\gamma$ . Les *Ctools* disposent d'environ  $\sim 30$  outils d'analyse et utilisent une méthode de vraisemblance à 3 dimensions (deux dimensions spatiales et une en énergie)<sup>1</sup>. L'objectif est donc de créer un outil d'analyse des données  $\gamma$  utilisable par une large communauté scientifique. À ce jour, un autre outil est également en développement, nommé *Gammapy*<sup>2</sup>, écrit en langage `python`, avec les mêmes objectifs scientifiques que les *Ctools* (Deil et al., 2017). Tous deux candidats pour devenir l'outil officiel d'analyse des données de CTA, les *Ctools* restent à ce jour le seul permettant de faire des analyses spectro-morphologiques avec les données H.E.S.S. L'analyse présentée dans ce chapitre diffère des analyses standard effectuées au sein de la collaboration H.E.S.S. pour deux raisons principales. Tout d'abord, les *Ctools* permettent l'utilisation d'un grand nombre de modèles spatiaux

1. Une description détaillée des *Ctools* se trouve à <http://cta.irap.omp.eu/ctools/>

2. Pour plus de détails : <http://docs.gammapy.org/dev/>

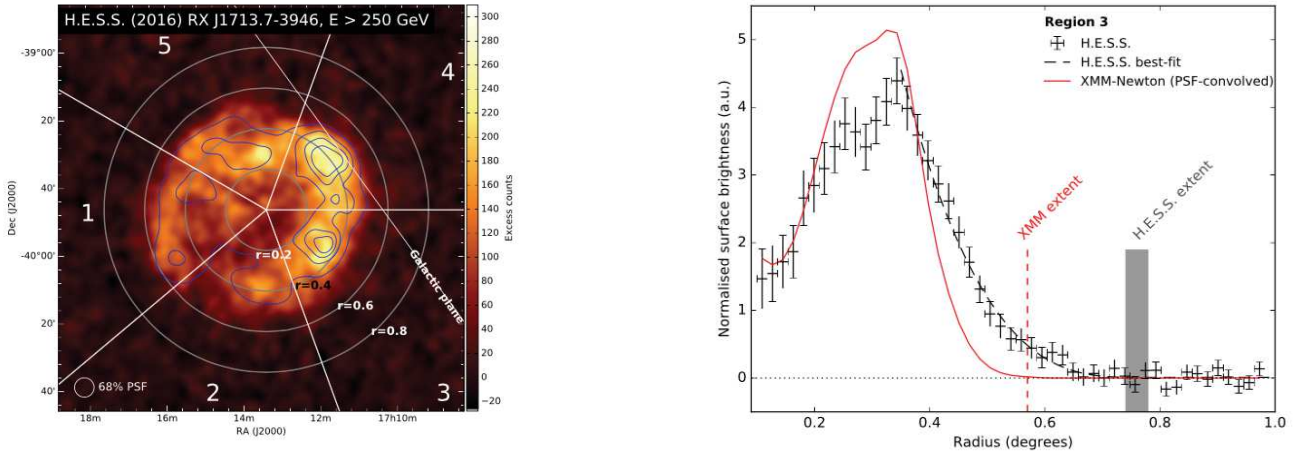


FIGURE 7.1 – Comparaison morphologique de RX J1713.7–3946 avec les données de *XMM-Newton* et celles de H.E.S.S. (*Gauche*) Carte en coupes, obtenue avec les données H.E.S.S., pour  $E > 250$  GeV. Les contours de *XMM-Newton* (1–10 keV) apparaissent en bleu. La carte est divisée en 5 secteurs au sein desquels l’extension en rayons X est comparée avec celle en  $\gamma$ . (*Droite*) Profils radiaux de la brillance de surface dans la région 3, mesurés par H.E.S.S. (points noirs) et par *XMM-Newton* (courbe rouge, dont les données ont été convoluées par la PSF de H.E.S.S.). La différence entre l’extension en X et au TeV est la plus notable dans la région 3, suivie de la région 4 dont les profils radiaux ne sont pas montrés ici. Les figures sont extraites de [H. E. S. S. Collaboration et al. \(2018c\)](#).

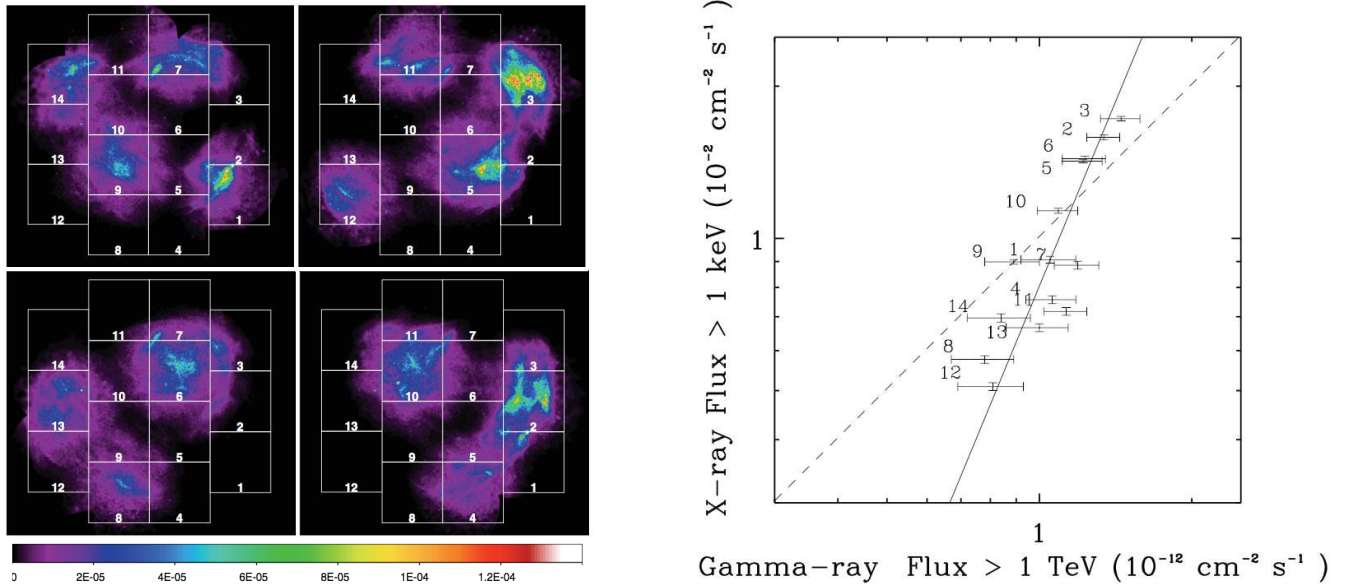


FIGURE 7.2 – (*Gauche*) Cartes en flux *XMM-Newton* réparties en 14 sous-régions du SNR telles que définies dans [Aharonian et al. \(2006b\)](#). (*Droite*) Comparaison des flux mesurés en rayons X avec ceux mesurés au TeV dans 14 régions du SNR. Le meilleur ajustement (ligne pleine) révèle une corrélation non-linéaire telle que  $F_X = 0.81 \pm 0.09 (F_\gamma)^{2.41 \pm 0.55}$ . La ligne pointillée représente le meilleur ajustement linéaire :  $F_X = 1.01 \pm 0.04 F_\gamma$ . Les figures sont extraites de [Acero et al. \(2009\)](#).

(source ponctuelle, disque, coquille, etc.) dont les paramètres morphologiques peuvent être ajustés simultanément avec les paramètres spectraux de la source. Des modèles morphologiques, basés sur les données aux autres longueurs d’onde, peuvent également être utilisés. De plus, les paramètres spectraux du fond, dont les coups sont estimés dans les régions “OFF” comme dans l’analyse H.E.S.S. standard, sont ajustés simultanément avec les paramètres de la source étudiée. Comme cela a été fait pour le SNR G326.3–1.8, dont l’étude a été présentée au chapitre précédent, nous menons une analyse spectro-morphologique en utilisant les images en rayons X de RX J1713.7–3946 provenant de *XMM-Newton*.

### Préparation des données

Cette analyse utilise la dernière version des *Ctools* (v1.5.2)<sup>1</sup> et des données reconstruites avec les télescopes CT1–4, qui ont été prises entre le 4 Avril 2004 et le 11 Août 2012. Ces données proviennent de la chaîne d’analyse *ParisAnalysis* de H.E.S.S. et les informations relatives à ces dernières sont au format *FITS* contenant le fichier d’événements, les IRFs (surface efficace, dispersion en énergie et PSF) et l’estimation du fond. Ces données sont disponibles sur un serveur du Centre de Calcul de l’IN2P3, utilisé par la collaboration H.E.S.S. Les runs sélectionnés concernent tous ceux dont la direction de pointé est à moins de  $2.5^\circ$  de RX J1713.7–3946, fournissant un total de 403 runs.

Un fichier d’observation au format XML a été créé grâce à l’outil *csiactobs* à partir de la liste de runs fournie. Les photons, dont les directions reconstruites sont situées à moins de  $2.5^\circ$  du centre de RX J1713.7–3946 ( $RA_{J2000} = 258.41^\circ$  et  $Dec_{J2000} = -39.78^\circ$ ) et dont les énergies reconstruites se situent entre 300 GeV et 100 TeV, ont été sélectionnés. Les critères de qualité standard, définis par défaut dans les *Ctools*, ont été appliqués sur les données. Nous avons ensuite créé une carte de photons binnée, de  $2^\circ \times 2^\circ$  avec une taille de pixels de  $0.02^\circ$ . La bande en énergie (300 GeV–100 TeV) a été divisée en 30 intervalles, espacés logarithmiquement. La carte en coups correspondante est donnée en Figure 7.3 (gauche).

Nous avons ensuite créé des cubes (ou hypercubes) décrivant l’exposition, la PSF, le fond et la dispersion en énergie<sup>2</sup>. Le cube d’exposition correspond à la multiplication de la surface efficace par le temps réel d’observation et est défini en position et en énergie vraies du photon. L’hypercube de la PSF est en 4 dimensions : 2 dimensions spatiales, une en énergie vraie et une en  $\theta$ , l’angle entre les directions reconstruite et vraie du photon. Le cube de fond (deux dimensions spatiales et une en énergie) estime le nombre de coups attendus provenant du fond dans chaque bin. Ce cube peut prendre en entrée un fichier au format XML définissant les paramètres spatiaux et spectraux de la source (de la même manière que dans la Figure 3.6) dans lequel sont rajoutés les paramètres spectraux du fond. Le type du fond dans le fichier XML se nomme *CTACubeBackground*, et spécifie à l’outil d’ajustement que les informations relatives au fond se trouvent dans un cube au format *FITS*. L’hypercube de dispersion en énergie contient le rapport entre l’énergie vraie et l’énergie reconstruite des photons, en fonction des 2 dimensions spatiales et de l’énergie.

D’une manière générale, l’outil *ctlike* permet de faire un ajustement morphologique et spectral, en utilisant les IRFs créés précédemment ainsi que le fichier d’événements (liste d’observation ou carte en coups). La méthode utilisée est celle du maximum de vraisemblance, identique à celle utilisée pour l’analyse des données du *Fermi*-LAT. Les sources sont définies dans un fichier au format XML, avec les représentations morphologiques (source ponctuelle, disque, Gaussienne, etc.) et spectrales (loi de puissance, parabole logarithmique, etc.) associées. L’attribut “free” permet de spécifier les paramètres qui doivent être laissés libres, et donc ajustés.

1. Disponible à <http://cta.irap.omp.eu/ctools/admin/download.html>

2. Ces cubes sont créés respectivement par les outils *ctexpcube*, *ctpsfcube*, *ctbkcube* et *ctdispcube*.

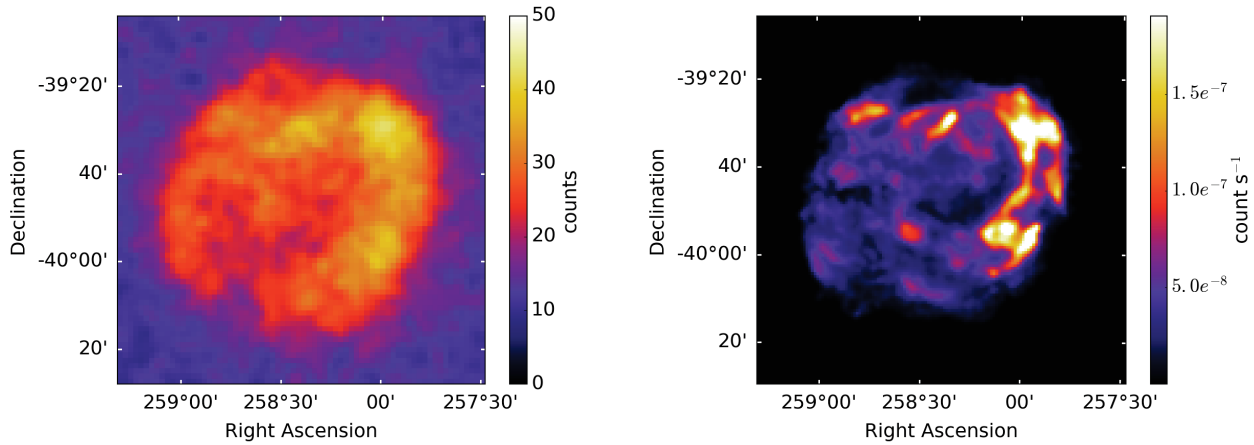


FIGURE 7.3 – (Gauche) Carte H.E.S.S. (CT1–4) en coups (300 GeV–100 TeV), lissée avec une Gaussienne de  $\sigma = 0.02^\circ$ , de  $2^\circ \times 2^\circ$  avec une taille de pixels de  $0.02^\circ$ . (Droite) Carte *XMM-Newton* (2.0–4.5 keV) utilisée dans cette analyse (Acero et al., 2009). Les sources ponctuelles et le fond ont été soustraits. Les deux cartes sont à la même échelle spatiale.

Pour l’analyse morphologique de RX J1713.7–3946, nous nous basons sur les observations *XMM-Newton*. Nous avons obtenu deux cartes en flux de 0.5–4.5 keV et de 2.0–4.5 keV, créés et soustraits du fond par F. Acero (Acero et al., 2009). Puisque les rayons X souffrent de l’absorption interstellaire aux basses énergies ( $E \lesssim 2$  keV), nous utilisons la carte *XMM-Newton* de 2.0 à 4.5 keV pour nous affranchir d’un potentiel manque de flux. Après avoir soustrait les sources ponctuelles brillantes dans le champ de vue, nous avons fixé tous les pixels du fond à 0. La carte obtenue est présentée en Figure 7.3 (droite).

### 7.3.1 Corrélacion non-linéaire X–TeV

En suivant la corrélation non-linéaire X–TeV dérivée dans Acero et al. (2009), nous avons appliqué à l’image *XMM-Newton* (notée  $X$ ) une puissance  $X^{1/\alpha}$ , où  $\alpha$  prend des valeurs entre 1.86 et 2.96 ; ce qui correspond à l’intervalle  $\alpha = 2.41 \pm 0.55$  (Figure 7.2, droite). Les images ont ensuite été normalisées de sorte que la brillance de surface totale (sommée sur tous les pixels) soit égale à 1. Dans H. E. S. S. Collaboration et al. (2018c), les meilleurs modèles spectraux reproduisant l’émission de RX J1713.7–3946 correspondent à une loi de puissance avec une coupure exponentielle et une coupure super-exponentielle tels que :

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \exp \left( - \frac{E}{E_{\text{cut}}} \right)^\beta \quad (7.1)$$

où  $N_0$  est le facteur de normalisation en  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}$ ,  $E_0$  l’énergie de pivot,  $\Gamma$  l’indice spectral,  $E_{\text{cut}}$  l’énergie de coupure et  $\beta$  un facteur décrivant la rapidité de la coupure ( $= 1$  ou  $2$ ). Nous avons donc utilisé ces deux modèles spectraux avec l’image initiale *XMM-Newton* ( $\alpha = 1$ ) et les 8 autres, correspondant à des valeurs de  $\alpha$  prises entre 1.86 et 2.96. L’utilisation du cube de dispersion en énergie a mené à des problèmes de convergence, qu’il nous reste à comprendre. Nous n’utilisons donc pas la dispersion en énergie pour cette analyse. Les valeurs de maximum de vraisemblance obtenues, que nous comparons au modèle  $\alpha = 1$  avec  $\Delta\text{TS} = 2 \times (\mathcal{L}_{\alpha=1} - \mathcal{L}_\alpha)$ , sont reportées en Table 7.1. Pour  $\beta = 1$  et  $\beta = 2$ , le meilleur ajustement est obtenu pour  $\alpha = 2.06$ , bien que les valeurs de  $\alpha = 2.26$  et  $2.41$  restent statistiquement similaires (la différence des TS étant inférieure à 10).

Valeurs de $\alpha$	1.0	1.86	2.06	2.26	2.41*	2.46	2.66	2.86	2.96
$\Delta\text{TS}$ ( $\beta = 1$ )	–	902.2	<b>916.1</b>	914.0	906.4	903.1	887.2	868.7	859.0
$\Delta\text{TS}$ ( $\beta = 2$ )	–	907.9	<b>922.3</b>	920.6	913.2	909.9	894.2	875.9	866.3

TABLE 7.1 – Valeurs de TS obtenues après l’ajustement spectral pour différentes valeurs de  $\beta$  et de  $\alpha$  telles que  $X^{1/\alpha}$ . Les valeurs correspondent à  $\Delta\text{TS} = 2 \times (\mathcal{L}_{\alpha=1} - \mathcal{L}_\alpha)$ , où  $\alpha$  prend des valeurs entre 1.86 et 2.96. La valeur de  $\alpha$  notée avec un astérisque (2.41) correspond à la moyenne de l’ajustement dans [Acero et al. \(2009\)](#). Les meilleurs ajustements sont indiqués en gras.

$\beta$ (fixé)	analyse <i>Ctools</i>		analyse H.E.S.S. standard	
	1	2	1	2
$F_{1\text{TeV}} (\times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1})$	$2.11 \pm 0.03$	$1.85 \pm 0.02$	$2.3 \pm 0.1$	$2.08 \pm 0.09$
$\Gamma$	$1.73 \pm 0.02$	$1.89 \pm 0.01$	$2.06 \pm 0.02$	$2.17 \pm 0.02$
$E_{\text{cut}}$ (TeV)	$8.48 \pm 0.46$	$13.00 \pm 0.42$	$12.9 \pm 1.1$	$16.5 \pm 1.1$

TABLE 7.2 – Résultats de l’ajustement par une loi de puissance avec une coupure exponentielle, obtenus avec  $\alpha = 2.06$  et pour les deux valeurs de  $\beta$ , et avec les erreurs statistiques associées.  $F_{1\text{TeV}}$  est le flux différentiel à 1 TeV,  $\Gamma$  est l’indice spectral et  $E_{\text{cut}}$  est l’énergie de coupure des photons. Les deux dernières colonnes correspondent aux résultats obtenus avec l’analyse H.E.S.S. standard ([H. E. S. S. Collaboration et al., 2018c](#)).

L’ajustement est nettement amélioré en prenant  $\alpha \neq 1$ , favorisant ainsi la corrélation non-linéaire entre les rayons X et le TeV. Le meilleur modèle spectral avec une courbure plus prononcée ( $\alpha = 2.06$ ,  $\beta = 2$ ) a une différence de  $\Delta\text{TS} \sim 9.5$  par rapport au modèle avec une courbure simple ( $\alpha = 2.06$ ,  $\beta = 1$ ).

Nous nous intéressons maintenant aux paramètres spectraux ajustés, pour  $\alpha = 2.06$  et  $\beta = 1$  et 2. La Table 7.2 reporte les valeurs obtenues pour le flux différentiel  $F_{1\text{TeV}}$  à 1 TeV ( $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ ), l’indice spectral  $\Gamma$  et l’énergie de coupure des photons  $E_{\text{cut}}$  (TeV). Ces valeurs sont comparées avec celles obtenues de l’analyse H.E.S.S. standard ([H. E. S. S. Collaboration et al., 2018c](#)). L’indice spectral obtenu avec les *Ctools* ( $\Gamma \sim 1.73, 1.89$ ) est plus dur que celui obtenu avec l’analyse H.E.S.S. standard ( $\Gamma \sim 2.06, 2.17$ ) et les énergies de coupure sont plus basses. Bien que ces deux modèles spectraux fournissent des valeurs de TS proches (Table 7.1), nous gardons dans ce qui suit le modèle avec  $\beta = 2$ . Nous avons ensuite créé la carte des résidus, obtenue après soustraction du meilleur modèle morphologique et spectral ( $\alpha = 2.06$ ,  $\beta = 2$ ) aux données. À titre de comparaison, la Figure 7.4 présente les cartes résiduelles obtenues avec les modèles  $\alpha = 1$ ,  $\beta = 2$  et  $\alpha = 2.06$ ,  $\beta = 2$ . La corrélation non linéaire X–TeV a diminué les contrastes dans la carte *XMM-Newton*, donnant moins de résidus négatifs au Nord Ouest du SNR. L’excès positif de  $\gamma$  au-delà des rayons X a été légèrement diminué mais une émission résiduelle est toujours notable. L’utilisation de la carte *XMM-Newton* ( $\alpha = 2.06$ ,  $\beta = 2$ ) comme modèle pour l’émission  $\gamma$  engendre des résidus négatifs et positifs, mais il est toutefois préféré à celui d’une coquille seule dont les paramètres morphologiques et spectraux (avec  $\beta = 2$ ) ont été ajustés (avec  $\Delta\text{TS} = 568.1$ ).

### 7.3.2 Au-delà de l’émission X

#### Morphologie de l’émission résiduelle

Nous voulons maintenant savoir si cette émission  $\gamma$  résiduelle est significative. Pour cela, nous ajustons un modèle spatial de coquille, à trois dimensions et projeté en deux dimensions. Nous ajustons cette composante simultanément avec la carte *XMM-Newton*, en utilisant le même modèle

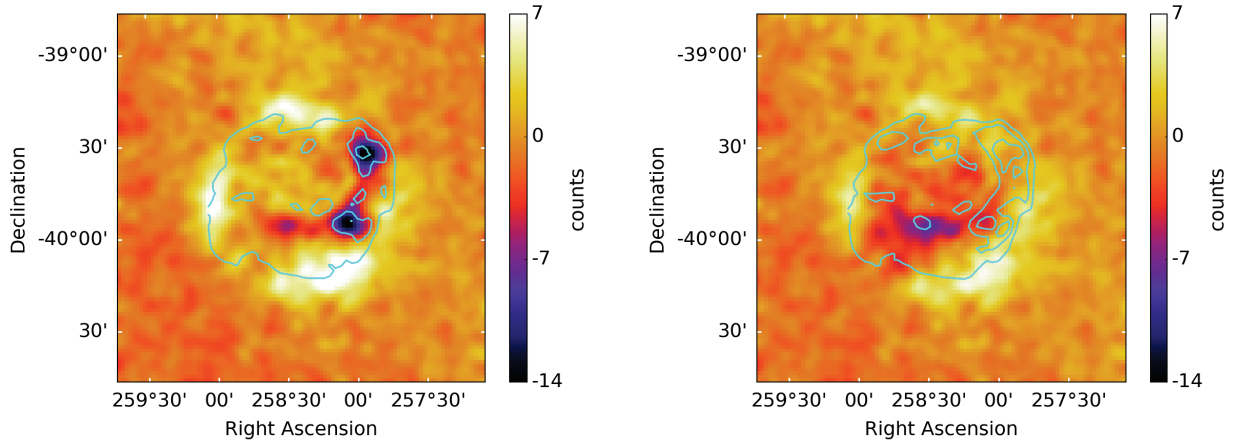


FIGURE 7.4 – (*Gauche*) Carte en coups résiduelle (données – modèle) de H.E.S.S. après soustraction de la carte *XMM-Newton* ( $\alpha = 1$ ), ajustée avec le meilleur modèle spectral ( $\beta = 2$ ), de 300 GeV à 100 TeV. (*Droite*) Carte en coups résiduelle de H.E.S.S. obtenue avec  $\alpha = 2.06$  et  $\beta = 2$  de 300 GeV à 100 TeV. Les deux cartes sont lissées avec une Gaussienne de taille  $\sigma = 0.03^\circ$ . Les contours proviennent de la carte *XMM-Newton* initiale (*gauche*) et modifiée avec  $\alpha = 2.06$  (*droite*).

spectral que précédemment ( $\beta = 2$ ). La position du centre de la coquille est fixée à celle de RX J1713.7–3946 ( $RA_{J2000} = 258.4^\circ$  et  $Dec_{J2000} = -39.8^\circ$ ) et les paramètres libres du modèle sont au nombre de 10 : 3 pour le spectre de RX J1713.7–3946, 3 pour celui de la coquille et 2 pour les rayons interne et externe de la coquille. Nous avons testé les 9 valeurs de  $\alpha$  et le meilleur ajustement est obtenu pour  $\alpha = 1$ . La différence de TS avec le modèle impliquant  $\alpha = 1.86$  est de  $\sim 60$  et augmente avec les valeurs de  $\alpha$ . Les rayons interne  $R_{in}$  et externe  $R_{out}$  de la coquille sont :

$$\begin{cases} R_{in} = 0.38^\circ \pm 0.01^\circ \\ R_{out} = 0.60^\circ \pm 0.01^\circ \end{cases} \quad (7.2)$$

L'amélioration de l'ajustement en ajoutant la coquille est de  $\Delta TS = 2 \times (\mathcal{L}_X - \mathcal{L}_{X+shell}) = 1714.4$ , fournissant une significativité de la coquille à plus de  $5 \sigma$  pour 5 degrés de liberté ajoutés par rapport au modèle contenant la carte *XMM-Newton* uniquement. La carte des résidus est illustrée en Figure 7.5, avec les contours de la carte *XMM-Newton* et les paramètres morphologiques de la coquille ajustés. L'ajout de cette deuxième composante modélise bien la partie externe de l'émission  $\gamma$  mais des excès négatifs et positifs sont toujours présents, notamment au Sud Est de la carte où il n'y a pas d'émission  $\gamma$  (résidus négatifs).

### Spectres des deux composantes

Comme discuté en Section 7.2, il a été envisagé que l'origine de cette émission puisse provenir de protons s'échappant du vestige. Si tel est le cas, l'indice spectral des particules échappées doit être plus dur que celui des particules accélérées dans le vestige, l'échappement s'opérant à des temps plus courts dans l'évolution du SNR pour les particules de plus haute énergie. Une différence d'indice spectral significative, avec un spectre plus dur pour la coquille que pour le coeur de l'émission (représenté par la carte *XMM-Newton*) favoriserait le scénario de protons échappés du SNR. Les valeurs de l'ajustement spectral des deux composantes sont données en Table 7.3. Il est très surprenant que le flux de la coquille ait dépassé celui de la carte *XMM-Newton* semblant indiquer que

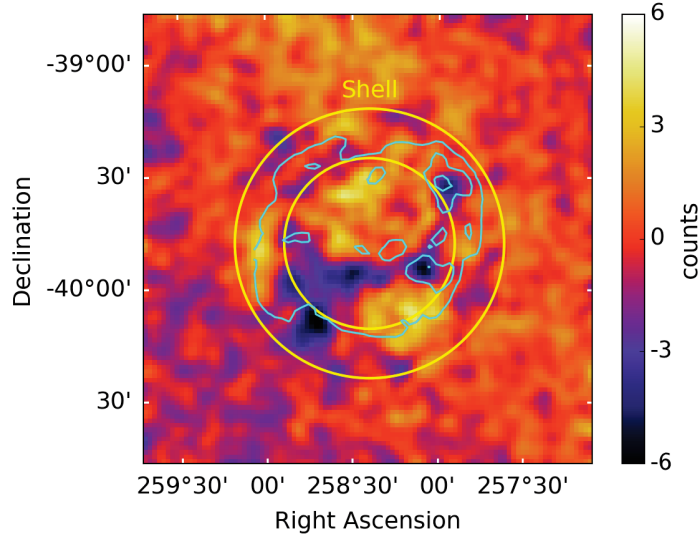


FIGURE 7.5 – Carte en coups résiduelle (300 GeV–100 TeV), obtenue en utilisant le meilleur modèle morphologique de la carte *XMM-Newton* ( $\alpha = 1$ , contours en bleu) et de la coquille avec les mêmes représentations spectrales ( $\beta = 2$ ). L’anneau jaune délimite les rayons interne et externe ajustés de la coquille. La carte est lissée avec une Gaussienne de taille  $\sigma = 0.03^\circ$ .

les données  $\gamma$  sont mieux reproduites avec un modèle plus homogène que la carte *XMM-Newton*. En laissant l’intégralité des paramètres libres, les indices spectraux sont similaires et l’énergie de coupure de la coquille est plus basse. Pour savoir si les indices spectraux des deux composantes sont différents, nous fixons l’énergie de coupure des photons à la même valeur, que nous prenons égale à celle obtenue pour la carte *XMM-Newton* ( $E_{\text{cut}} = 16.19$  TeV). Comme indiqué en Table 7.3, les indices spectraux des deux composantes sont compatibles. La similarité des spectres indique probablement une même origine de l’émission, s’étendant pourtant dans certaines régions à  $\sim 0.1^\circ$  au-delà du choc tracé par le rayonnement synchrotron.

Composante	Paramètres libres		$E_{\text{cut}}$ fixé	
	carte <i>XMM-Newton</i>	coquille	carte <i>XMM-Newton</i>	coquille
$F_{1\text{TeV}}$ ( $\times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ )	$0.95 \pm 0.03$	$1.13 \pm 0.04$	$0.94 \pm 0.03$	$1.13 \pm 0.03$
$\Gamma$	$1.92 \pm 0.03$	$1.88 \pm 0.04$	$1.93 \pm 0.03$	$1.96 \pm 0.03$
$E_{\text{cut}}$ (TeV)	$16.19 \pm 1.41$	$11.21 \pm 0.92$	16.19 (fixé)	16.19 (fixé)
$\beta$	2 (fixé)	2 (fixé)	2 (fixé)	2 (fixé)

TABLE 7.3 – Résultats de l’ajustement spectral par une loi de puissance avec une coupure exponentielle ( $\beta = 2$ ), et erreurs statistiques associées.  $\Gamma$  est l’indice spectral,  $F_{1\text{TeV}}$ , le flux différentiel à 1 TeV ( $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ ) et  $E_{\text{cut}}$  l’énergie de coupure (TeV). Dans le premier cas, tous les paramètres sont laissés libres tandis que dans le second cas, l’énergie de coupure est fixée à 16.19 TeV pour les deux composantes.

### 7.3.3 Étude de l’impact de la PSF

Nous cherchons à savoir dans quelle mesure une connaissance imparfaite de la PSF peut impacter les données, et en particulier si cela peut expliquer le halo de  $\gamma$  ou tout du moins une partie. Dans la collaboration H.E.S.S., la PSF a été estimée à partir de l’émission de sources ponctuelles mais varie



en fonction des conditions d’observations. De ce fait, la description de la PSF n’est probablement pas représentative de celle correspondant aux données de RX J1713.7–3946. Dans le but de l’estimer, nous avons tracé le profil radial de la brillance de surface de CTB 37A (HESS J1714–385), un SNR non-résolu dans les données H.E.S.S. et situé juste à côté de RX J1713.7–3946. La Figure 7.6 présente le profil mesuré ainsi que la PSF (lignes pleines) dans différentes bandes en énergie provenant du cube généré par les *Ctools*. Nous avons ensuite convolué la PSF par une Gaussienne de taille  $\sigma = 0.02^\circ$  (lignes pointillées), choisie de manière arbitraire et semblant globalement reproduire les données.

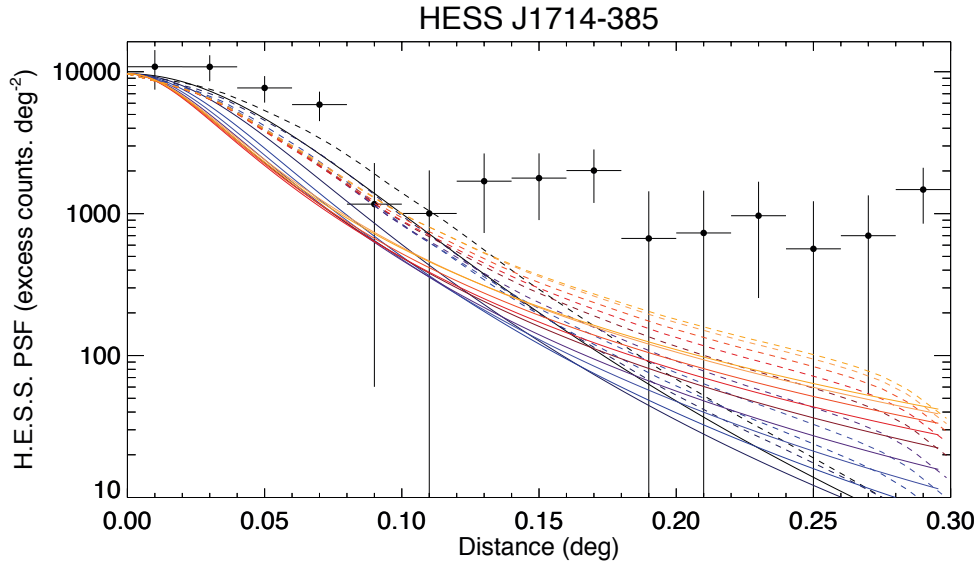


FIGURE 7.6 – Profil radial de la brillance de surface de CTB 37A (points noirs). Les lignes colorées représentent la PSF de H.E.S.S. dans différentes bandes en énergie de 300 GeV à 30 TeV (lignes pleines), et la PSF après convolution avec une Gaussienne de  $\sigma = 0.02^\circ$  (lignes pointillées).

En utilisant cette nouvelle PSF, le modèle avec la carte *XMM-Newton* uniquement a été testé pour différentes valeurs de  $\alpha$  en gardant  $\beta = 2$ . Les valeurs de TS apparaissent en Table 7.4, que nous comparons à la valeur obtenue avec  $\alpha = 1$ . Avec la carte *XMM-Newton* initiale ( $\alpha = 1$ ), l’ajustement est amélioré avec une PSF élargie ( $\Delta\text{TS} = 164.1$  par rapport au modèle avec la PSF non modifiée) et le meilleur ajustement est obtenu pour  $\alpha = 2.06$ . La carte des résidus (non montrée ici) présente toujours un excès positif autour de la carte *XMM-Newton*. Nous avons donc ajusté les paramètres morphologiques et spectraux d’une coquille, de même spectre que la carte en rayons X, et pour différentes valeurs de  $\alpha$ , comme effectué précédemment. Le meilleur modèle est obtenu pour  $\alpha = 1$  et les rayons interne et externe de la coquille ajustés sont :

$$\begin{cases} R_{\text{in}} = 0.39^\circ \pm 0.01^\circ \\ R_{\text{out}} = 0.59^\circ \pm 0.01^\circ \end{cases} \quad (7.3)$$

La différence avec les rayons de la coquille obtenus en utilisant la PSF non modifiée n’est que de  $0.01^\circ$ . La significativité de cette deuxième composante est supérieure à  $\sim 5\sigma$  ( $\Delta\text{TS} = 1565.9$ , pour 5 degrés de liberté). La carte des résidus est présentée en Figure 7.7 et reste très similaire à celle de la Figure 7.5.

Valeurs de $\alpha$	1.0	1.86	2.06	2.26	2.41*	2.46	2.66	2.86	2.96
$\Delta\text{TS} (\beta = 2)$	–	784.9	<b>789.7</b>	781.1	769.7	765.3	745.9	724.8	714.1

TABLE 7.4 – Valeurs de TS obtenues pour différents modèles de la carte *XMM-Newton*. La PSF a été convoluée avec une Gaussienne de taille  $\sigma = 0.02^\circ$ .

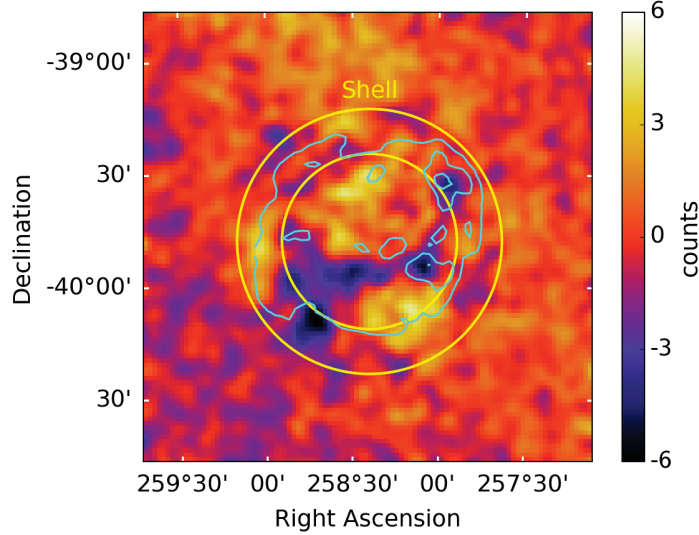


FIGURE 7.7 – Carte en coups résiduelle après soustraction du meilleur modèle obtenu ( $\alpha = 1$ ). La PSF a été convoluée par une Gaussienne de taille  $\sigma = 0.02^\circ$ . Les contours proviennent de la carte *XMM-Newton* initiale et les rayons interne et externe ajustés de la coquille sont représentés par des cercles jaunes.

## 7.4 Conclusions et perspectives

Nous avons étudié l'émission  $\gamma$  de RX J1713.7–3946, mesurée avec H.E.S.S., par le biais des *Ctools* permettant des ajustements spectro-morphologiques des données aux VHE. En particulier, nous nous sommes focalisés sur l'extension en  $\gamma$ , s'étendant au-delà de l'émission en rayons X traçant le choc du SNR.

Nous avons tout d'abord ajusté les données avec la carte *XMM-Newton* (2.0–4.5 keV), puis avec 8 cartes nouvellement créés, diminuant le contraste observé en rayons X. La diminution du contraste améliore nettement l'ajustement, indiquant que les données au TeV sont plus homogènes que celles en rayons X. Toutefois, une émission  $\gamma$  résiduelle entourant les rayons X est toujours présente. En modélisant cette émission par une coquille dont les paramètres sont ajustés simultanément avec la carte *XMM-Newton*, le modèle est amélioré à plus  $5\sigma$ . Cette deuxième composante modélise la majorité du flux de RX J1713.7–3946 et son ajout favorise le même contraste au TeV qu'en rayons X au coeur de l'émission. Il est cependant surprenant de noter que la majorité du flux est attribuée au modèle s'étendant au-delà des rayons X (coquille) plutôt qu'à la carte *XMM-Newton*, représentant le coeur de l'émission de RX J1713.7–3946. Toutefois, cette analyse semble confirmer la présence d'une émission  $\gamma$  résiduelle significative s'étendant au-delà du choc. La carte des résidus montre néanmoins des excès négatifs et positifs, indiquant que la carte *XMM-Newton* n'est pas adéquate pour reproduire l'émission au TeV.

En décrivant le spectre des deux composantes par une loi de puissance avec une coupure exponentielle, l'analyse spectrale révèle des indices spectraux similaires, avec une énergie de coupure plus basse pour les parties externes de l'émission  $\gamma$ , par rapport aux paramètres des régions internes

de l'émission. En fixant l'énergie de coupure à la même valeur pour les deux composantes, les indices spectraux obtenus ne montrent pas de différence, ce qui va à l'encontre d'un scénario mettant en jeu une population de protons s'étant échappés du SNR. Cette similarité des spectres semble surtout indiquer une même origine de l'émission, qui est cependant difficile à interpréter au vu des différentes extensions.

Nous avons ensuite étudié l'impact de la PSF, afin de savoir si un élargissement de cette dernière pouvait expliquer l'origine de ce halo de  $\gamma$ . Avec un élargissement arbitraire de  $\sigma = 0.02^\circ$ , nous avons obtenu les mêmes résultats : l'addition d'une coquille au modèle contenant la carte *XMM-Newton* a une significativité de plus de  $5\sigma$ . Bien que la méconnaissance de la PSF doive intervenir à un certain niveau, il semblerait que les données soient toujours mieux reproduites par une composante plus étendue que la carte *XMM-Newton*.

Il serait important de vérifier cette analyse avec l'autre chaîne de calibration des données de la collaboration H.E.S.S. (HAP), ainsi qu'en utilisant une autre chaîne d'analyse, telle que *GammaPy* lorsque les outils d'analyses spectro-morphologiques seront implémentés. L'utilisation des *Run-Wise Simulations* (c.f. Section 5.4.1) permettrait également d'avoir l'estimation la plus réaliste de la PSF. D'autre part, cette analyse a utilisé la carte *XMM-Newton* de 2.0 à 4.5 keV pour modéliser des photons  $\gamma$  de 300 GeV à 100 TeV. Or, dans un champ magnétique  $B = 10 \mu\text{G}$ , l'émission synchrotron de 2.0 à 4.5 keV (respectivement de 0.5 à 2.0 keV) provient des électrons d'énergie  $\sim 100$  à 150 TeV (resp. 8–100 TeV), qui produisent des photons de  $\sim 30$  à 70 TeV (8–30 TeV) par diffusion Compton inverse sur le CMB. Il serait dès lors intéressant de refaire cette analyse entre  $\sim 8$  et 30 TeV, en utilisant la carte *XMM-Newton* entre 0.5 et 2.0 keV corrigée de l'absorption interstellaire. L'analyse au TeV dans cette bande en énergie plus restreinte pourrait alors apporter de nouvelles indications.

Il serait également intéressant de construire un modèle morphologique, basé sur les observations de nuages moléculaires, afin de quantifier l'amélioration du modèle par rapport à l'utilisation d'une coquille. D'un point de vue purement analyse et non basée sur des considérations physiques, l'étude du spectre de ces émissions résiduelles localisées, avec les données du *Fermi-LAT* et de H.E.S.S., permettrait de mieux comprendre l'origine de l'émission. Toutefois, c'est surtout grâce au futur observatoire Tcherenkov CTA que ces interrogations persistantes pourront trouver des réponses. Les études morphologiques et spectrales plus détaillées permettront de connaître l'origine de la majorité de l'émission (leptonique et hadronique) au sein de RX J1713.7–3946, et de sonder les spécificités dans de petites régions au sein du SNR (Acero et al., 2017b).

## Quatrième partie

Recherche de contreparties de sources  
non-identifiées dans le relevé du plan  
Galactique de H.E.S.S.



# Développement d'un code générique

## Sommaire

---

<b>8.1</b>	<b>Contexte</b> . . . . .	<b>129</b>
8.1.1	Le relevé du plan Galactique de H.E.S.S. . . . . .	129
8.1.2	Le catalogue des nébuleuses de pulsar au TeV . . . . .	132
8.1.3	Scénarios pour les sources sans contrepartie . . . . .	133
8.1.4	Intérêt de l'approche multi-longueurs d'onde . . . . .	134
<b>8.2</b>	<b>Exploitation des données multi-longueurs d'onde</b> . . . . .	<b>135</b>
8.2.1	Outils existants . . . . .	135
8.2.2	Données archivées et catalogues . . . . .	136
8.2.3	Contraintes sur des paramètres physiques . . . . .	140
<b>8.3</b>	<b>Validation du code sur des sources connues</b> . . . . .	<b>143</b>
8.3.1	La nébuleuse de pulsar HESS J1356–645 . . . . .	143
8.3.2	Le vestige de supernova HESS J1534–571 . . . . .	149
<b>8.4</b>	<b>Conclusions générales</b> . . . . .	<b>154</b>

---

Les études spectro-morphologiques en  $\gamma$  présentées dans la partie précédente ont permis de séparer différentes contributions et de fournir une nouvelle indication de protons accélérés au sein du SNR G326.3–1.8, ainsi que d'apporter de nouveaux éléments quant à l'origine de l'extension au TeV de RX J1713.7–3946. Ces études ont grandement été guidées et enrichies par l'utilisation des données aux autres longueurs d'onde : les observations en radio pour G326.3–1.8 et les observations en rayons X pour RX J1713.7–3946. D'une manière générale, il est évident que les informations apportées aux différentes longueurs d'onde permettent de mieux comprendre l'origine de l'émission en  $\gamma$ . Pour cette raison, cette partie se focalise sur l'exploitation des données multi-longueurs d'onde afin de contraindre la nature des sources non-identifiées révélées au TeV par les télescopes H.E.S.S.

## 8.1 Contexte

### 8.1.1 Le relevé du plan Galactique de H.E.S.S.

#### Présentation

Le relevé du plan Galactique de H.E.S.S. (HGPS, *H.E.S.S. Galactic Plane Survey*) cumule  $\sim 2700$  heures d'observations effectuées avec les télescopes de la phase I (CT1–4) de 2004 à 2013

(H. E. S. S. Collaboration et al., 2018d). Il couvre des régions de longitude  $l = 250^\circ$  à  $65^\circ$  et de latitude  $|b| \leq 3.5^\circ$ , avec une résolution angulaire (PSF) de  $\sim 0.08^\circ$  (rayon contenant 68% du flux  $r_{68}$ ) et une sensibilité  $\lesssim 1.5\%$  du flux de la nébuleuse du Crabe<sup>1</sup> pour des sources ponctuelles. Un premier et deuxième relevé du plan Galactique de H.E.S.S. avaient été effectués plusieurs années auparavant cumulant respectivement  $\sim 140$  et  $\sim 230$  heures d'observation (Aharonian et al., 2005, 2006c). Grâce à un temps d'exposition plus important, une couverture du ciel plus large, et une amélioration des méthodes de reconstruction et d'analyse des gerbes électromagnétiques, le HGPS représente ainsi le relevé du plan Galactique le plus sensible aux VHE (0.2–100 TeV). La Figure 8.1 illustre la couverture du HGPS ainsi que les cartes en temps d'exposition et en flux associés.

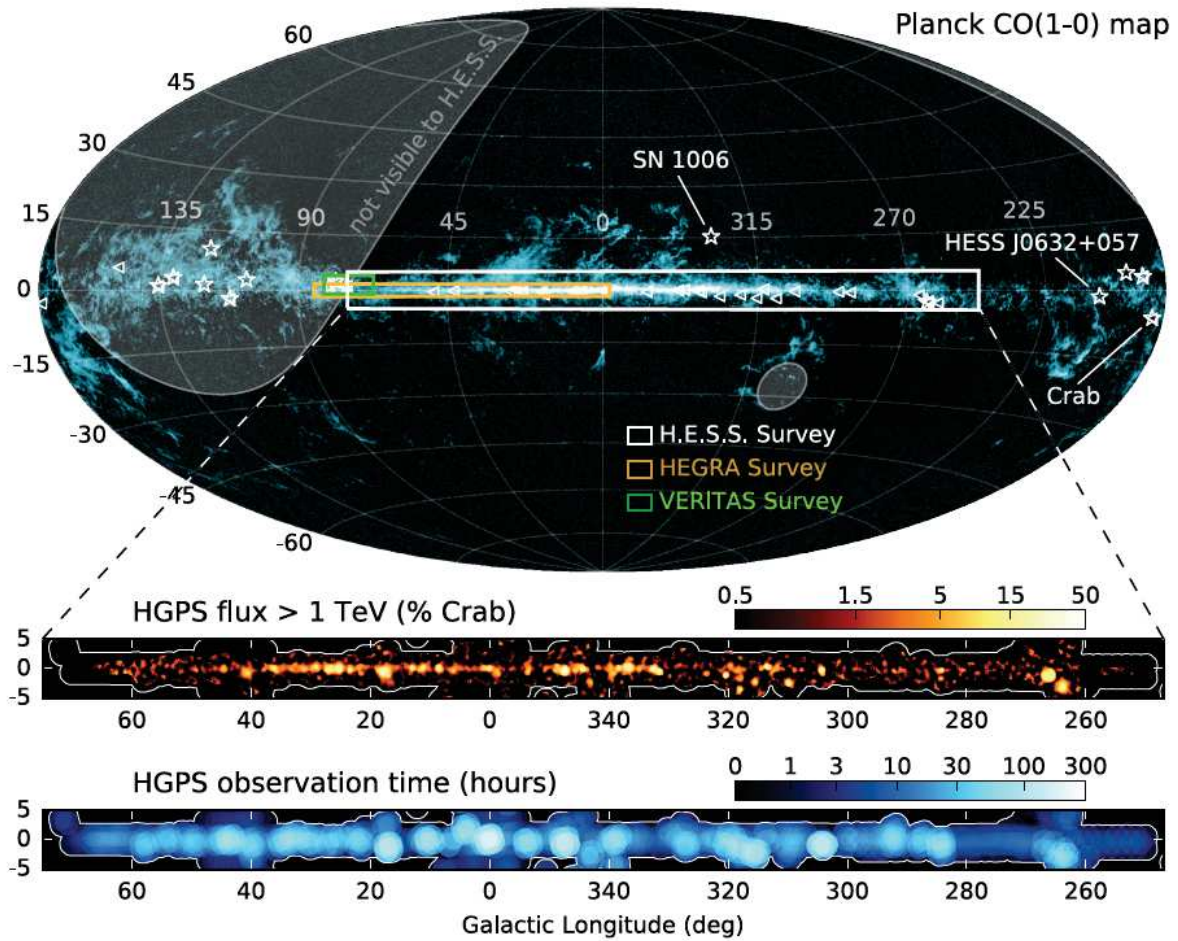


FIGURE 8.1 – Couverture du ciel observée par le HGPS sur la carte CO(1–0) de Planck, comparée à celles de HEGRA et de VERITAS. Les cartes en flux au delà de 1 TeV ainsi qu'en temps d'exposition sur chaque région du ciel sont également présentées (H. E. S. S. Collaboration et al., 2018d).

### Brève explication de la méthode

La méthode de détection de sources du HGPS se veut uniformisée et n'est donc pas adaptée à des sources de morphologie complexe ou en coquille ; ces dernières nécessitant des analyses dédiées. C'est pourquoi, 14 sources très brillantes ont été supprimées de la chaîne d'analyse (comme par exemple

1. En considérant un flux intégré  $F (> 1 \text{ TeV}) = 2.26 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (Aharonian et al., 2006a).

RX J1713.7–3946, RX J0852.0–4622 ou encore le centre Galactique) mais sont listées néanmoins dans le catalogue. Les paramètres morphologiques de l’émission diffuse Galactique, représentée par un profil en latitude Gaussien, ont été ajustés au sein d’une fenêtre glissante avec un pas de  $2.5^\circ$  et de  $20^\circ$  de large en longitude Galactique. Les paramètres du diffus Galactique ont alors été fixés et des régions d’exclusion, contenant les sources brillantes et connues, ont été définies. La procédure entame ensuite une analyse morphologique par un ajustement de plusieurs Gaussiennes au sein des sous-régions. L’estimation du fond se fait par une méthode dérivée du *ring background* (Section 4.5.2), pour laquelle le rayon interne de l’anneau varie en fonction des régions. La procédure cherche ensuite des excès vérifiant  $TS > 30$  en utilisant la méthode du maximum de vraisemblance. Au total, 98 composantes Gaussiennes ont été reportées et plusieurs d’entre elles ont été fusionnées en une seule composante, semblant provenir de la même source astrophysique (confusion importante entre les Gaussiennes et absence d’association évidente, voir ci-dessous). Sur un total de 78 sources, 15 d’entre elles sont le résultat de la fusion de plusieurs composantes (2 et 3 Gaussiennes pour 10 et 5 sources respectivement).

Pour l’analyse spectrale, le fond a été estimé suivant la méthode ON–OFF (Berge et al., 2007). L’émission de chaque source est décrite par une loi de puissance avec et sans coupure exponentielle. Le rayon défini pour l’extraction spectrale, noté  $R_{\text{spec}}$ , est un compromis entre une perte de signal et une contamination par les sources voisines. Il a été choisi :

- à  $0.15^\circ$  pour les sources dont la taille est inférieure à  $0.15^\circ$
- au rayon contenant 70% du flux total pour les sources de taille intermédiaire
- à  $0.5^\circ$  pour des sources dont la taille est plus grande que  $0.5^\circ$

La catalogue du HGPS répertorie ainsi pour chaque source les meilleurs paramètres morphologiques (pour une Gaussienne ou une source ponctuelle) ainsi que ceux des deux modèles spectraux.

### Critère d’association et d’identification

Les sources du HGPS sont ensuite associées à des objets et des sources catalogués aux autres longueurs d’onde. L’association repose sur une corrélation spatiale et nécessite que les positions des sources cataloguées se situent à l’intérieur du rayon d’extraction  $R_{\text{spec}}$ . Les catalogues utilisés sont le 3FGL (Acero et al., 2015a), le 2FHL (Ackermann et al., 2016), le SNRcat (Ferrand & Safi-Harb, 2012) et le catalogue des pulsars du ATNF (version 1.54)<sup>1</sup>. Concernant les objets du SNRcat, les candidates PWNe du catalogue, ainsi classées par la présence d’une émission au TeV et d’un pulsar énergétique à proximité, n’ont pas été prises en compte afin d’éviter une répétition dans la procédure d’association. Les pulsars millisecondes du ATNF ont été exclus, et les pulsars considérés vérifient  $\dot{E}/d^2 > 10^{33} \text{ erg s}^{-1} \text{ kpc}^{-2}$  et  $\dot{E} > 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$ , résultant en un total de 222 pulsars. Les pulsars énergétiques ne sont pas considérés comme responsables de l’émission au TeV, mais leur présence indique qu’ils pourraient engendrer des PWNe, capables de produire l’émission observée. Le HGPS utilise aussi une liste de 20 sources provenant d’analyses externes, comme pour HESS J1427–608, associée à la source Suzaku J1427–6051, que nous étudions dans cette partie. Lorsque l’association est évidente (source variable ou morphologie en coquille vue à d’autres longueurs d’onde), la source est classée comme clairement identifiée.

Sur un total de 78 sources détectées, plus de la moitié (47 sources) sont de nature inconnue ou incertaine. Parmi ces sources, 36 ne sont pas clairement identifiées, notamment dû à la confusion multiple de sources ou à plusieurs scénarios envisageables, tandis que 11 sources n’ont aucune contrepartie dans les catalogues utilisés. La répartition de la nature des sources du HGPS est illustrée en Figure 8.2.

1. <http://www.atnf.csiro.au/people/pulsar/psrcat/>



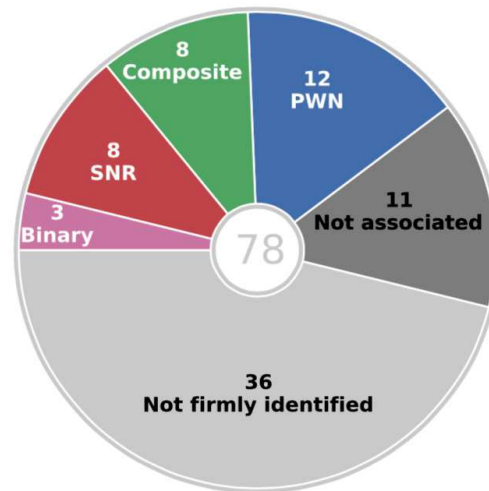


FIGURE 8.2 – Répartition de la nature des sources du HGPS : 31 sources sont clairement identifiées et 47 sources sont de nature incertaine ou inconnue. Figure extraite de [H. E. S. S. Collaboration et al. \(2018d\)](#).

Les fichiers, rendus public au format *FITS*, contiennent les cartes en significativité, en flux (mesures et erreurs associées, et limites supérieures de détection) et en sensibilité pour deux rayons de corrélation ( $R_{\text{corr}} = 0.1^\circ$  et  $0.2^\circ$ ). Les paramètres morphologiques et spectraux de chaque source sont disponibles, ainsi que leurs associations et les informations concernant les composantes Gaussiennes préalablement identifiées.

## 8.1.2 Le catalogue des nébuleuses de pulsar au TeV

### Sélection des objets

En utilisant les 9 ans de données du HGPS et le catalogue des pulsars du ATNF, la collaboration H.E.S.S. a également entrepris une analyse de population des PWNe au TeV, afin de contraindre des paramètres physiques au travers de lois d'échelle. En partant des 12 PWNe identifiées par le HGPS et des 8 objets composites (sous l'hypothèse que la majeure partie de l'émission provient de la PWN et non de la coquille du SNR), la procédure de sélection nécessite que le pulsar ait été détecté avec une énergie rotationnelle  $\dot{E}$  mesurée, excluant ainsi les SNRs G327.1–1.1, G15.4+0.1, CTB 37A et W41. La source HESS J1640–465 est considérée comme une candidate PWN, la majeure partie de l'émission au TeV pouvant provenir de la coquille. Cinq autres PWNe, provenant d'autres analyses, ont été prises en compte, comme par exemple la nébuleuse du Crabe ou encore 3C58.

Une première sélection a été faite sur les sources non-identifiées du HGPS pouvant être associées à des pulsars. Les critères de sélection nécessitent que le pulsar soit énergétique ( $\dot{E}/d^2 > 10^{34}$  erg  $\text{s}^{-1}$   $\text{kpc}^{-2}$ ), que sa distance angulaire à la source H.E.S.S. ne dépasse pas  $0.5^\circ$ , et que son âge caractéristique soit inférieur à  $\tau_c < 10^7$  ans, afin de ne pas considérer les pulsars millisecondes. La distance du pulsar doit également être connue, pour pouvoir estimer les propriétés physiques de la PWN telles que sa luminosité ou son extension. De ce fait, trois pulsars détectés en  $\gamma$  et non en radio, ont été exclus de l'analyse : PSR J1459–6053, PSR J1813–1246 et PSR J1826–1256.

Pour un total de 37 sources (incluant les PWNe identifiées et candidates), les caractéristiques de ces objets ont été étudiées selon plusieurs critères :

- le rapport entre la distance séparant le pulsar du centre de la source H.E.S.S. et l'extension au TeV

- l’extension au TeV en fonction de l’âge caractéristique du pulsar
- la luminosité au TeV en fonction de  $\dot{E}$
- la brillance de surface au TeV en fonction de  $\dot{E}$

L’étude de ces quatre critères a permis de révéler, sur un total de 18 candidates, 10 sources du HGPS dont la nature est très probablement celle d’une PWN.

### Lois d’échelle

Cet échantillon de PWNe a permis de déduire des lois d’échelle au TeV, reliant différents paramètres physiques tels que la luminosité, l’extension ou la surface de brillance au TeV en fonction de l’énergie rotationnelle et du temps caractéristique du pulsar. Les résultats de ces ajustements sont donnés en Figure 8.3.

	$R_{\text{PWN}}(\dot{E})$	$R_{\text{PWN}}(\tau_c)$	$L_{1-10 \text{ TeV}}(\dot{E})$	$L_{1-10 \text{ TeV}}(\tau_c)$	$S(\dot{E})$	$d_{\text{P-P}}(\epsilon_{\text{TeV}})$	$d_{\text{P-P}}(\dot{E})$	$d_{\text{P-P}}(\tau_c)$
$p$ -value	0.012	0.047	0.010	0.13	0.0013	0.0004	0.035	0.0086
$\sigma_{\log Y}$	0.32	0.39	0.83	0.91	0.28	0.18	0.49	0.42
$p_0$	$1.48 \pm 0.20$	$0.38 \pm 0.22$	$33.22 \pm 0.27$	$34.1 \pm 0.4$	$30.62 \pm 0.13$	$1.97 \pm 0.16$	$1.07 \pm 0.25$	$-0.9 \pm 0.5$
$p_1$	$-0.65 \pm 0.20$	$0.55 \pm 0.23$	$0.59 \pm 0.21$	$-0.46 \pm 0.36$	$0.81 \pm 0.14$	$0.52 \pm 0.07$	$-0.75 \pm 0.29$	$1.4 \pm 0.5$

FIGURE 8.3 – Lois d’échelle au TeV dérivées en utilisant les PWNe identifiées et candidates.  $R_{\text{PWN}}$ ,  $L_{1-10 \text{ TeV}}$  et  $S$  sont respectivement le rayon de la PWN (pc), la luminosité entre 1 et 10 TeV ( $\text{erg s}^{-1}$ ) et la brillance de surface ( $\text{erg s}^{-1} \text{pc}^{-2}$ ).  $\dot{E}$ ,  $\tau_c$  et  $\epsilon_{\text{TeV}}$  sont respectivement l’énergie rotationnelle ( $\text{erg s}^{-1}$ ), l’âge caractéristique du pulsar (kyr) et l’efficacité au TeV ( $L_{1-10 \text{ TeV}}/\dot{E}$ ).  $d_{\text{P-P}}$  est la distance séparant le pulsar du centre de la PWN (pc). Les paramètres  $p_0$  et  $p_1$  vérifient la relation  $\log Y = p_0 + p_1 \log X$ , où  $X$  correspond aux paramètres entre parenthèses dans la première ligne.  $\sigma_{\log Y}$  est l’écart-type obtenu sur toutes les PWNe considérées et la deuxième ligne indique la qualité de l’ajustement ( $p$ -value). Table extraite de [H. E. S. S. Collaboration et al. \(2018b\)](#).

Les deux lois d’échelle que nous utilisons dans cette partie sont la brillance de surface et la luminosité en fonction de l’énergie rotationnelle du pulsar  $\dot{E}$ . La brillance de surface peut s’écrire :

$$S = \frac{L_{1-10 \text{ TeV}}}{4\pi R_{\text{PWN}}^2} \approx \frac{F_{1-10 \text{ TeV}}}{\sigma^2} \quad (8.1)$$

où  $F_{1-10 \text{ TeV}}$  est le flux intégré entre 1 et 10 TeV ( $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ) et  $\sigma$  représente l’extension de la Gaussienne décrivant l’émission au TeV ( $^\circ$ ). Ces quantités mesurées permettent de dériver  $\dot{E}$  grâce à la relation  $S \propto \dot{E}^{0.81 \pm 0.14}$ , ainsi que la distance du système avec  $L_{1-10 \text{ TeV}} \propto \dot{E}^{0.59 \pm 0.21}$  (Figure 8.3). Ces deux paramètres ( $\dot{E}$  et  $d$ ) permettent d’estimer la possibilité du pulsar à produire une PWN détectable au TeV ; ce qui est le cas pour  $\dot{E}/d^2 > 10^{34} \text{ erg s}^{-1} \text{ kpc}^{-2}$  ([Carrigan et al., 2008](#)).

Nous avons également étudié les autres relations pour dériver la distance de plusieurs manières, notamment en utilisant la taille de l’extension au TeV et la distance angulaire séparant le pulsar du centre de l’émission au TeV. Les incertitudes importantes sur les paramètres et celles intrinsèques aux lois d’échelle, ainsi que la moins bonne qualité de l’ajustement, ne permettent pas de mieux contraindre la distance autrement qu’avec l’équation 8.1. Nous utilisons donc les relations reliant la brillance de surface et la luminosité à l’énergie rotationnelle du pulsar dans cette partie.

### 8.1.3 Scénarios pour les sources sans contrepartie

Les sources émettant au TeV et sans aucune contrepartie cataloguée sont nommées les “*dark TeV sources*”. Ce terme est apparu il y a une dizaine d’années et concerne des émissions brillantes au

TeV pour lesquelles aucune contrepartie, en radio et en rayons X, n'a été cataloguée et/ou trouvée. Deux scénarios ont alors été envisagés dans lesquels l'émission au TeV proviendrait :

- d'une PWN évoluée, dite "relique", où le faible champ magnétique ne permet plus d'émission synchrotron détectable par les télescopes actuels. L'émission au TeV serait alors produite par des électrons âgés et refroidis depuis longtemps (de Jager & Djannati-Ataï, 2009)
- d'un nuage moléculaire illuminé par des CRs s'échappant d'un SNR à proximité (Gabici et al., 2009). L'émission au TeV serait alors produite par des processus hadroniques. Les particules secondaires pourraient également produire une émission synchrotron, bien que potentiellement trop faible pour être détectable.

La Figure 8.4 présente les distributions spectrales en énergie (SEDs) attendues pour chacun de ces scénarios. Ces deux scénarios prédisent un rayonnement synchrotron faible, pouvant être en-deçà ou proche de la sensibilité des instruments actuels en radio et en rayons X.

Dans les recherches de contreparties, les contraintes observationnelles pour répondre à ces scénarios sont la présence d'un pulsar énergétique, indiquant la possibilité d'observer une PWN au TeV, ou du gaz moléculaire proche d'un SNR, tracé par les raies du CO et choqué. L'association de l'émission au TeV avec un pulsar énergétique est notamment renforcée par des études morphologiques en fonction de l'énergie, faisant apparaître une émission localisée proche du pulsar aux plus hautes énergies, comme pour la PWN HESS J1825–137 (Reynolds et al., 2017). Cela nécessite néanmoins que la source soit très significative pour permettre une étude morphologique dans différentes bandes en énergie. Les sensibilités instrumentales et une faible statistique peuvent donc entraver la recherche de contreparties.

Outre ces aspects là, ces deux scénarios restent difficiles à identifier avec les données multi-longueurs d'onde car ils ont tous deux la caractéristique de présenter des morphologies au TeV particulières et potentiellement éloignées de la source responsable de l'émission. Pour les PWNe évoluées, l'émission au TeV, provenant des électrons âgés, peut être éloignée du pulsar. Le scénario du nuage moléculaire illuminé implique que les CRs se soient échappés du SNR et produisent de l'émission  $\gamma$  dans un nuage possiblement éloigné de ce dernier. Le point commun entre ces deux scénarios est donc de ne pas présenter de corrélation morphologique entre la source et son émission au TeV. D'autre part, la recherche de contreparties et les associations peuvent s'avérer difficiles dans des PWNe relativement évoluées et proches, comme Vela X ( $\sim 11\,000$  ans) dont le rayonnement synchrotron n'est pas corrélé à celui de la diffusion Compton inverse (Reynolds et al., 2017).

Ces morphologies au TeV pouvant être éloignées de la source, ainsi que la complexité des PWNe évoluées, sont des complications importantes dans la recherche de contreparties multi-longueurs d'onde.

### 8.1.4 Intérêt de l'approche multi-longueurs d'onde

Le relevé du plan Galactique de H.E.S.S. et l'étude de population au TeV des PWNe résultent en un grand nombre de sources dont la nature est toujours incertaine ou totalement inconnue. Dans ce contexte, nous explorons les données multi-longueurs d'onde afin de mieux comprendre la nature de l'émission. Le but n'est pas de mener des analyses dédiées mais de récupérer et d'exploiter une grande quantité de données archivées qui n'a encore jamais été entièrement utilisée. En particulier, nous nous intéressons aux contreparties leptoniques des émissions au TeV, pour lesquelles la détection d'un rayonnement synchrotron en radio et en rayons X indiquerait la présence d'électrons accélérés pouvant rayonner au TeV par diffusion Compton inverse. Ainsi, nous recherchons des excès d'émission en radio et en rayons X non catalogués. Notre approche se base tout d'abord sur une inspection visuelle des données et non sur des catalogues de sources, tirés de ces images, qui peuvent

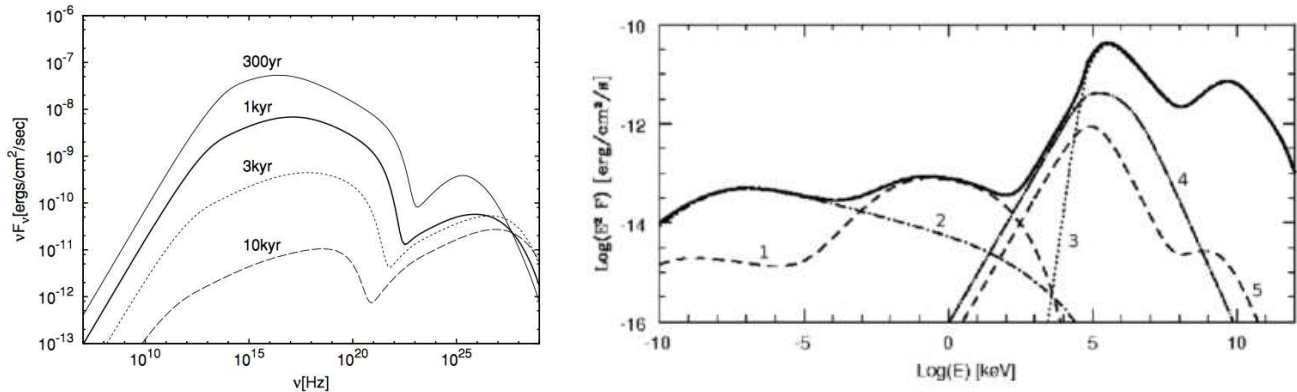


FIGURE 8.4 – (Gauche) Évolution de la SED d’une PWN en fonction du temps (de 300 à  $10^4$  ans), illustrant la diminution du rapport des flux synchrotron et diffusion Compton inverse. La figure est extraite de Tanaka & Takahara (2010). (Droite) SED d’un nuage moléculaire de masse  $10^5 M_{\odot}$ , de rayon 20 pc, de densité  $120 \text{ cm}^{-3}$  et de champ magnétique  $B = 20 \mu\text{G}$ . Le nuage moléculaire est situé à une distance de 1 kpc et est séparé de 100 pc d’un SNR âgé de 2000 ans. La ligne pointillée représente l’émission due à la désintégration du  $\pi^0$  (courbe 3), les lignes point-pointillées correspondent au rayonnement synchrotron (courbe 2) et au Bremsstrahlung (courbe 4) des électrons primaires du rayonnement cosmique pénétrant dans le nuage. Les lignes pointillées représentent l’émission synchrotron (courbe 1) et le Bremsstrahlung (courbe 5) des électrons secondaires, résultant des processus hadroniques. La courbe épaisse en noir représente l’émission totale du nuage moléculaire. Le flux de l’émission  $\gamma$  est bien supérieur à celui du rayonnement synchrotron et l’indice spectral est dur. Figure extraite de Gabici et al. (2009).

être incomplets ou ne contenir que des sources compactes. Nous utilisons ensuite des catalogues afin d’effectuer de possibles associations. Nous présentons de ce fait un code générique, visant à récupérer et à exploiter un maximum d’informations, avec lequel nous dérivons des paramètres physiques pour contraindre la nature de l’émission.

## 8.2 Exploitation des données multi-longueurs d’onde

### 8.2.1 Outils existants

Des travaux ont déjà été effectués en ce qui concerne l’extraction de données multi-longueurs d’onde. À l’IRAP, le Centre d’Analyse des Données Étendues (CADE) fournit un accès à plusieurs relevés multi-longueurs d’onde qu’il est également possible d’extraire<sup>1</sup>. Aussi, un outil interactif des sources  $\gamma$  au TeV existe et permet de superposer des catalogues, notamment ceux du *Fermi*-LAT ou du SNRcat, ainsi que d’en exporter l’image (Voruganti et al., 2017)<sup>2</sup>. Le SSDC (*Space Science Data Center*), un centre situé en Italie et dirigeant les opérations de plusieurs instruments, fournit une base de données archivées interactive<sup>3</sup>. De même, l’outil SkyView permet de générer des images à toutes les longueurs d’onde et pour toutes les positions du ciel<sup>4</sup>. C’est d’ailleurs ce que nous utilisons pour extraire les données du satellite *Swift*. Concernant les informations spectrales, un outil en ligne, développé par l’Agence Spatiale Italienne (ASI), permet de récupérer les mesures de spectre d’une source en utilisant divers instruments. L’outil est principalement dédié aux sources

1. <http://cade.irap.omp.eu/dokuwiki/doku.php?id=start>

2. <http://gamma-sky.net/map>

3. <http://www.ssdsc.asi.it/mma.html>

4. <https://skyview.gsfc.nasa.gov/current/cgi/titlepage.pl>

ponctuelles extragalactiques et permet aussi un ajustement de la SED sur toute la bande en énergie <sup>1</sup>.

De ce fait, la communauté scientifique a depuis longtemps souhaité créer une base de données, facile d'accès et permettant d'obtenir une grande quantité d'informations sur une même source. C'est en suivant la même démarche que notre premier objectif a été de créer un code générique, récupérant des données archivées pour une quelconque position dans le ciel. Notre approche se focalise sur l'exploitation visuelle des images archivées, complétée par les catalogues, dans le but d'appliquer cette recherche de contreparties aux sources non-identifiées du HGPS. Le code que nous présentons ici est écrit en langage IDL (*Interactive Data Language*) et ne nécessite pas l'installation d'autres outils pour être utilisé.

## 8.2.2 Données archivées et catalogues

### Radio

Nous récupérons les données archivées de 14 instruments ou relevés en radio. Deux principales différences existent entre les télescopes radio : les données peuvent provenir d'une seule antenne utilisant des récepteurs à différentes fréquences ou de plusieurs télescopes combinés en réseau interférométrique. La première technique d'observation a l'avantage de pouvoir détecter toutes les échelles spatiales mais dispose d'une résolution angulaire modérée, tandis que la seconde permet de sonder plus finement les détails mais ne permet pas de révéler des structures à toutes les échelles. Concernant les antennes seules, les données du continuum radio que nous récupérons proviennent de :

- Parkes, un radiotélescope de 64 mètres situé en Australie (Duncan et al., 1995)
- CHIPASS, un relevé du ciel combinant celui de HIPASS (*HI Parkes All-Sky Survey*) et de HIZOA (*HI Zone Of Avoidance*, Calabretta et al., 2014)
- GBT (*Green Bank Telescope*), un radiotélescope de 91 mètres situé en Virginie-Occidentale aux États-Unis dont nous utilisons le GPA (*Galactic Plane A survey*) et le relevé 87GB effectué en 1987 (Gregory & Condon, 1991)
- le PMN (*Parkes-MIT-NRAO*), utilisant le télescope Parkes avec un récepteur multi-canaux du NRAO (*National Radio Astronomy Observatory*) (Griffith & Wright, 1993)

Concernant les interféromètres, nous utilisons :

- le TGSS (*TIFR GMRT Sky Survey*), un relevé du plan Galactique effectué avec le GMRT (*Giant Metrewave Radio Telescope*), constitué de 30 antennes pouvant sonder 6 fréquences et situé en Inde (Intema et al., 2017)
- le MGPS-2 (*Molonglo Galactic Plane Survey*), deuxième relevé Galactique utilisant les données du MOST (*Molonglo Observatory Synthesis Telescope*), un interféromètre situé en Australie (Murphy et al., 2007)
- le SGPS (*Southern Galactic Plane Survey*), un interféromètre utilisant les données de ATCA (*Australia Telescope Compact Array*) et de Parkes, tous deux localisés en Australie (McClure-Griffiths et al., 2005)
- le VGPS (*VLA Galactic Plane Survey*), utilisant les données du VLA (*Very Large Array*) constitué de 27 antennes situées au Nouveau-Mexique aux États-Unis (Stil et al., 2006)
- le NVSS (*NRAO VLA Southern Survey*), effectué avec le VLA dans la configuration la plus compacte, correspondant à une distance minimale entre les antennes pour obtenir une meilleure résolution angulaire (Condon et al., 1998)

---

1. <http://www.asdc.asi.it/articles.php?id=11>

- le CGPS (*Canadian Galactic Plane Survey*) obtenu avec les 7 antennes du DRAO (*Dominion Radio Astrophysical Observatory*) au Canada (Taylor et al., 2003)
- le MAGPIS (*Multi-Array Galactic Plane Imaging Survey*), utilisant les données du VLA (Helfand et al., 2006)
- le THOR (*The HI, OH, Recombination line survey*) utilisant également les données du VLA, à différentes fréquences (Beuther et al., 2016)

Nous récupérons également les données en température des instruments HFI et LFI (*High et Low Frequency Instrument*) à bord du satellite Planck de 30 à 143 GHz, dont la mission spatiale s'étala de 2009 à 2013 (Planck Collaboration et al., 2016). Pour les télescopes en radio, il existe une taille maximale de structures qui peuvent être révélées ou au-delà de laquelle la mesure d'un flux n'est plus fiable. Cette taille varie en fonction du type de télescope. D'une manière générale, les antennes seules peuvent révéler de plus grandes structures que les interféromètres mais disposent d'une moins bonne résolution angulaire. La Table 8.1 reporte les propriétés des instruments listés ci-dessus.

## Rayons X

Nous récupérons les données publiques en rayons X d'instruments tels que par exemple *ROSAT*, *XMM-Newton*, *Chandra* et *Suzaku*. Par le biais de fichiers listant les informations relatives aux pointés individuels, nous récupérons toutes les données pour lesquelles le centre de l'observation se situe à moins d'un rayon défini du centre de la source d'intérêt. Pour les instruments à petits champs de vue, nous créons une mosaïque d'images, corrigées de l'exposition, lorsque plusieurs observations sont disponibles, à l'exception de *Chandra* pour lequel les cartes d'exposition ne sont pas disponibles. Nous récupérons également les cartes en flux et en significativité des télescopes BAT et IBIS, respectivement à bord de *Swift* (Barthelmy et al., 2005) et INTEGRAL (Ubertini et al., 2003)<sup>1</sup>. Ces instruments à grand champ de vue offrent l'avantage de couvrir toutes les sources du HGPS. La Table 8.2 liste les propriétés des instruments utilisés.

## Autres données

Nous récupérons également les données de *Spitzer/GLIMPSE* (*Galactic Legacy Infrared Mid-Plane Survey Extraordinaire*) dans l'infrarouge (3.6, 4.5, 5.8, 8, 21, 24, 870 et 1100  $\mu\text{m}$ )<sup>2</sup>. Bien que les PWNe puissent émettre de l'émission synchrotron dans l'infrarouge, quoique faiblement, ces données nous permettent surtout de tracer les régions H II, émettant fortement dans ce domaine.

Nous avons également récupéré  $\sim 10$  ans de données du *Fermi-LAT*, du 4 Août 2008 au 1 Janvier 2018. Nous avons créé deux cartes du plan Galactique ( $E > 10$  GeV et  $E > 50$  GeV) pour toutes les latitudes  $|b| < 5^\circ$ . Les événements de type SOURCE ont été sélectionnés en imposant un angle zénithal maximal  $z_{\text{max}} = 90^\circ$  et les critères de qualité standard ont été appliqués. Nous avons défini des cartes de  $2600 \times 200$  pixels, avec une taille de pixels de  $0.05^\circ$ . Nous avons utilisé les derniers modèles des fonds diffus Galactique et isotrope, dont nous avons fixé les paramètres spectraux afin de soustraire leur contribution. Nous avons ainsi créé des cartes en coups résiduelles, après soustraction des fonds diffus Galactique et isotrope. Créées dans le souci d'une approche générique, ces cartes doivent être considérées avec précaution, puisque les fonds diffus doivent normalement être ajustés dans chaque sous-région, tout comme les sources à proximité de la source d'intérêt.

1. Les données de BAT ont été récupérées à <https://skyview.gsfc.nasa.gov/> et celles de IBIS à <http://hea.iki.rssi.ru/integral/fourteen-years-galactic-survey/>

2. Données récupérées sur le site de MAGPIS à <https://third.ucllnl.org/gps/>

## CHAPITRE 8. DÉVELOPPEMENT D'UN CODE GÉNÉRIQUE

Propriétés	Type	Couverture	Fréquence (GHz)	Sensibilité (mJy)	PSF (FWHM)
TGSS	I	$\delta > -63^\circ$	0.153	24.5	$\sim 0.45''^*$
MGPS-2	I	$245^\circ < l < 365^\circ$ $b < 10^\circ$	0.843	8	45''
THOR	I	$14.5^\circ \leq l \leq 67.4^\circ$ $b < \pm 1.25^\circ$	1.06/1.31/1.44 1.69/1.82	$\sim 6$ $\sim 2.5$	0.42'
CHIPASS	S	$\delta < 25^\circ$	1.4	90	14.4'
VGPS	I	$18^\circ < l < 67^\circ$	1.4	20	1'
NVSS	I	$\delta > 40^\circ$	1.4	2.5	45''
CGPS	I	$74.2^\circ < l < 147.3^\circ$ $-3.6^\circ < b < +5.6^\circ$	1.42	1.3	$\sim 1''^*$
SGPS	I	$253^\circ \leq l \leq 358^\circ$ $ b  < 1.5^\circ$	1.42	1	1.67'
Parkes	S	$238^\circ \leq l \leq 365^\circ$ $b < 5^\circ$	2.4	60	10.62'
PMN	S	$-87.5^\circ < \delta < +10^\circ$	4.85	20	4.9'
GBT/GPA	S	$-15^\circ < l < 255^\circ$ $ b  < -5^\circ$	8.35 14.35	900 2500	11.17' 8.0'
87GB	S	$0^\circ < \delta < +75^\circ$	4.85	18	$\sim 3.72'$
MAGPIS	I	$3.6^\circ < l < 33.2^\circ$ $ b  < 2^\circ$	0.325	1.5	1'
	I	$5^\circ < l < 48.5^\circ$ $ b  < 0.8^\circ$	1.4	1.5	$\sim 0.12'$
	I	$350^\circ < l < 42^\circ$ $ b  < 0.4^\circ$	5	1.5	0.03'

TABLE 8.1 – Propriétés des instruments radio dont les données archivées sont récupérées. Le type de télescope peut correspondre à une antenne seule (S pour *Single Dish*) ou à un interféromètre (I). Les sensibilités correspondent au flux minimal détectable pour une source ponctuelle. La FWHM (*Full Width at Half Maximum*) correspond à la largeur à mi-hauteur de la PSF de l'instrument, qui peut être parfois asymétrique ; auquel cas, la plus grande des deux valeurs est donnée. Pour le TGSS et le CGPS, la FWHM dépend de la déclinaison (indiquée par des astérisques).

Satellite	Détecteur	Champ de vue	Energie (keV)	PSF (FWHM)
<i>Chandra</i>	ACIS	17' × 17'	0.1 – 10.0	1''
<i>Suzaku</i>	XIS	19' × 19'	0.2 – 12.0	< 1.5'
<i>XMM-Newton</i>	EPIC (MOS1-2)	30' × 30'	0.2 – 12.0	6''
	EPIC (PN)	30' × 30'	0.2 – 12.0	6''
<i>ASCA</i>	SIS	22' × 22'	0.4 – 12.0	1'
	GIS	20' × 20'	0.6 – 12.0	1'
<i>Swift</i>	XRT	23.6' × 23.6'	0.2 – 10.0	18''*
	BAT	5400' × 3000'	14 – 195	17'
Integral	IBIS	1140' × 1140'	17 – 60	12'
NuSTAR	–	13' × 13'	5 – 80	7.5''
<i>ROSAT</i>	PSPC	114' × 114'	0.1 – 2.4	45''

TABLE 8.2 – Propriétés des instruments en rayons X dont les données archivées sont récupérées. La PSF de *Swift*/XRT (dénotée par un astérisque) correspond au diamètre contenant la moitié du signal (HPD, *Half-Power Diameter*).

## Catalogues

Bien que le but premier du code soit de chercher de faibles contreparties dans les images multi-longueurs d'onde, les catalogues de sources restent indispensables pour permettre de possibles associations. De ce fait, nous utilisons :

- le catalogue des pulsars du ATNF (version 1.58)<sup>1</sup>
- le SNRcat (Ferrand & Safi-Harb, 2012)
- le catalogue des SNRs Galactiques de Green (Green, 2017)
- la liste des candidats SNRs récemment publiée et obtenue avec les données du THOR (Anderson et al., 2017)
- les catalogues des sources ponctuelles du *Fermi*-LAT : 3FGL, 2FHL, 3FHL, 2PC et le catalogue préliminaire 4FGL<sup>2</sup>
- le catalogue des sources étendues du *Fermi*-LAT (FGES, *Fermi Galactic Extended Sources*, Ackermann et al., 2017)
- le 2HWC, catalogue de HAWC (Abeysekara et al., 2017)
- le catalogue des régions H II, obtenu avec les données du WISE (*Wide-field Infrared Survey Explorer*)<sup>3</sup>, et le catalogue des nuages moléculaires (Rice et al., 2016)
- le catalogue GOSC (*Galactic O-Star Catalog*) pouvant indiquer la présence de régions de formation d'étoiles massives (Maíz Apellániz et al., 2013)

Concernant les catalogues du *Fermi*-LAT, le 4FGL n'étant à ce stade que préliminaire, nous récupérons le 3FGL basé sur quatre ans de données, ainsi que le 2FHL et le 3FHL qui ne couvrent pas les mêmes bandes en énergie (50 GeV–2 TeV et 10 GeV–2 TeV, respectivement). Le 2PC correspond au deuxième catalogue des pulsars détectés par le *Fermi*-LAT. Le catalogue WISE permet de vérifier qu'une structure en radio n'est pas cataloguée comme une région H II, dont la morphologie s'apparente aux SNRs, tandis que le catalogue Galactique des nuages moléculaires nous informe sur la densité environnante de l'objet.

Nous récupérons également les catalogues associés aux instruments en radio et en rayons X. Parmi tous les instruments radio, le THOR, le SGPS, le VGPS et CHIPASS ne disposent pas de catalogue et pour certains, tels que le MGPS-2 ou le MAGPIS par exemple, seul un catalogue de sources compactes est disponible. Tous les instruments en rayons X ont un catalogue associé, à l'exception de *Suzaku*.

Nous avons également développé un module, intégré au code, pour effectuer une requête sur la base de données Simbad<sup>4</sup>. Un fichier est ensuite créé, regroupant toutes les informations sur les sources situées à l'intérieur d'une région définie (position, taille, variabilité et références associées si elles ont déjà été étudiées). Cela nous permet d'obtenir toutes les informations disponibles dans la base de données Simbad pour une région du ciel.

Nous consultons également la base de données de l'IRAP<sup>5</sup>, répertoriant les flux des sources *XMM-Newton* cataloguées. Cette base de données met à disposition un outil interactif pour effectuer un ajustement du spectre de certaines sources, ce qui nous permet notamment d'obtenir une

1. <http://www.atnf.csiro.au/people/pulsar/psrcat/>

2. Références dans l'ordre cité : Acero et al. (2015a), Ackermann et al. (2016), Ajello et al. (2017), Abdo et al. (2013), et pour le 4FGL : <https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/fl8y/>

3. <http://astro.phys.wvu.edu/wise/>

4. <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>

5. <http://xmm-catalog.irap.omp.eu/source/>



estimation sur la densité de colonne associée (exemple sur HESS J1427–608 en Section 9.2.1).

Le premier objectif du code est de récupérer les données disponibles et de chercher des associations ; la seconde étape est d'en exploiter les informations afin de contraindre l'origine de l'émission au TeV.

### 8.2.3 Contraintes sur des paramètres physiques

En plus de rechercher des contreparties, nous estimons des paramètres physiques avec les données disponibles. En particulier, la valeur de l'indice spectral en radio et du champ magnétique moyen au sein d'une source permettent de contraindre la nature de celle-ci. Nous utilisons également les informations disponibles dans les catalogues du *Fermi*-LAT et les lois d'échelle, présentées dans la Section 8.1.2, permettant d'estimer la capacité d'un système à produire une PWN au TeV.

#### Indice spectral radio

Afin d'estimer l'indice spectral en radio, nous calculons le flux à différentes fréquences, selon les données disponibles. Pour cela, nous masquons toutes les sources cataloguées en radio, situées hors de la région d'extraction du flux (région ON). Les cartes sont en Jy/beam (noté  $\Phi$  dans ce qui suit), où le beam est la FWHM de l'instrument dont la surface effective s'écrit :

$$B_{\text{area}} = \frac{2\pi ab}{(2\sqrt{2}\ln 2)^2} \text{ deg}^2 \quad (8.2)$$

où  $a$  et  $b$  sont les demi-grand/-petit axes de la PSF de l'instrument. En notant  $c_1$  et  $c_2$ , les tailles en degrés des pixels de l'image dans les deux directions, le nombre de pixels par beam est de :

$$N_{\text{pix,psf}} = \frac{B_{\text{area}}}{c_1 c_2} \quad (8.3)$$

Un ajustement de la distribution des pixels, hors de la région ON et non masqués, par une Gaussienne symétrique fournit la moyenne du fond  $B_0$  et la déviation standard (rms ou "bruit") dans l'image. En notant  $N_{\text{pix,on}}$ , le nombre total de pixels dans la région ON, le flux total dans la région ON et son erreur associée s'écrivent :

$$F_{\text{tot}} = \frac{\sum_i^{N_{\text{pix,on}}} \Phi_i}{N_{\text{pix,psf}}} \text{ Jy} \quad (8.4)$$

$$\sigma_{\text{tot}} = \text{rms} \times \sqrt{\frac{N_{\text{pix,on}}}{N_{\text{pix,psf}}}} \text{ Jy} \quad (8.5)$$

avec  $\Phi_i$ , le flux en mJy/beam par pixel. Le fond total dans la région ON est de :

$$B_{\text{tot}} = B_0 \times \frac{N_{\text{pix,on}}}{N_{\text{pix,psf}}} \text{ Jy} \quad (8.6)$$

fournissant un flux dans la région ON :  $F_{\text{ON}} = F_{\text{tot}} - B_{\text{tot}}$ . Si la mesure du flux a une significativité de moins de  $3\sigma$ , nous dérivons une limite supérieure à 99% telle que  $\text{UL} = 3 \times \sigma_{\text{tot}}$ . Nous ajustons ensuite les flux obtenus par une loi de puissance, en ne tenant compte que des mesures significatives pour l'ajustement. Si nous écrivons le flux radio sous la forme  $S_\nu \propto \nu^\alpha$ , où  $\nu$  et  $\alpha$  sont respectivement la fréquence et l'indice spectral, la valeur de l'indice spectral permet de poser des contraintes physiques sur l'objet. Tout d'abord, le signe de  $\alpha$  permet de distinguer l'émission thermique, souvent

associée à des régions H II pour lesquelles nous avons  $\alpha \gtrsim 0$ , de l'émission non-thermique provenant d'objets astrophysiques qui nous intéressent ici avec  $\alpha \lesssim 0$  (Section 2.4.1). Les études en radio sur plusieurs SNRs et PWNe ont permis d'estimer des valeurs moyennes de  $\alpha \sim -0.5$  pour les SNRs et  $\alpha \sim -0.3 - 0$  pour les PWNe (Green, 2017).

Nous avons vérifié l'estimation des flux radio sur des SNRs et des régions H II cataloguées, pour lesquels nous avons obtenu des résultats compatibles avec les valeurs attendues. Nous avons cependant rencontré des incohérences avec les instruments MAGPIS et THOR. Nous n'utilisons donc pas ces données pour l'estimation du flux radio. Puisque la méthode d'estimation du fond masque les sources et ne fait pas d'ajustement morphologique sur les données, les instruments avec une PSF modérée ne peuvent pas être utilisés pour l'estimation du flux. Par exemple, les données CHIPASS, dont la PSF est de  $\sim 0.24^\circ$  (FWHM), peuvent parfois résulter en une carte totalement masquée dans la région ON ou OFF, de par la confusion de sources cataloguées au voisinage de la région ON, ce qui rend l'estimation d'un flux impossible.

### Champ magnétique

Nous utilisons les données *ROSAT* entre 0.9 et 2.4 keV pour déduire le flux (ou une limite supérieure sur le flux) en rayons X, et ainsi contraindre la valeur du champ magnétique moyen étant donné le flux mesuré au TeV. Cet instrument offre l'avantage de couvrir toutes les sources du HGPS. Nous utilisons les deux catalogues *ROSAT* : le 1RXS contenant les sources les plus brillantes (Voges et al., 1999) et le 2RXS (Boller et al., 2016), afin de masquer les sources cataloguées hors de la région ON. Pour les sources que nous étudions dans la suite de ce chapitre, nous définissons la région ON comme étant égale à la région d'extraction spectrale utilisée dans le HGPS ( $R_{\text{spec}}$ ). Le fond est estimé grâce aux méthodes du *ring background* et du *reflected background*<sup>1</sup>. La significativité est ensuite calculée suivant la formule de Li et Ma (Section 4.5.1), en prenant un rayon de corrélation égal au  $R_{\text{spec}}$  de la source H.E.S.S. Si la significativité de la source est nulle, une limite supérieure de détection à  $5 \sigma$  est dérivée. Pour ce faire, un flux est simulé par le biais de l'outil *WebPimms*<sup>2</sup>, suivant une loi de puissance, tel que :

$$F_{\text{obs}} = F_0 \times e^{-\sigma(E)N_{\text{H}}} \quad \text{avec} \quad F_0 = N_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \quad (8.7)$$

où  $F_0$  est le flux non-absorbé de la source,  $\sigma(E)$  est la section efficace d'absorption photoélectrique ( $\text{cm}^2$ ) et  $N_{\text{H}}$  est la densité de colonne ( $\text{cm}^{-2}$ ). Tous les instruments en rayons X mesurent un flux observé  $F_{\text{obs}}$ , ayant été affecté par l'absorption interstellaire, notamment dans les X mous ( $\lesssim 2$  keV). À chaque flux simulé pour un jeu de paramètres ( $\Gamma$ ,  $N_{\text{H}}$ ) correspond un taux de comptage dans la bande 0.9–2.4 keV que nous simulons dans l'image *ROSAT* par tirage Monte-Carlo. La simulation s'arrête lorsque la significativité mesurée dans les données *ROSAT* est atteinte (ou lorsque celle-ci atteint  $5 \sigma$  dans le cas d'une non-détection) et fournit donc le flux (ou limite supérieure de détection) dans l'espace ( $\Gamma$ ,  $N_{\text{H}}$ ).

Pour l'estimation du champ magnétique, nous faisons l'hypothèse que les électrons rayonnent en synchrotron et par diffusion Compton inverse au sein du même volume (modèle à une zone) et qu'ils sont dans le régime de Thomson ( $\Gamma_{\text{sync}} = \Gamma_{\text{IC}} = \Gamma$ , où  $\Gamma$  est l'indice spectral des photons). En représentant le spectre des électrons par une loi de puissance ( $K\gamma^{-p}$ ,  $\gamma$  et  $p$  étant le facteur de Lorentz et l'indice spectral de l'électron), le rapport des flux synchrotron et Compton inverse

1. Ces méthodes d'estimation du fond proviennent des analyses H.E.S.S. et ont été présentées en Section 4.5.2.

2. [https://heasarc.gsfc.nasa.gov/Tools/w3pimms\\_help.html](https://heasarc.gsfc.nasa.gov/Tools/w3pimms_help.html)

s'écrit :

$$\frac{F_{\text{sync}}}{F_{\text{IC}}} = \frac{U_{\text{B}}}{U_{\text{CMB}}} \times \left( \frac{\gamma_{2,\text{sync}}^{3-p} - \gamma_{1,\text{sync}}^{3-p}}{\gamma_{2,\text{IC}}^{3-p} - \gamma_{1,\text{IC}}^{3-p}} \right) \quad (8.8)$$

où  $U_{\text{B}} \sim 2.5B_{-5}^2 \text{ eV cm}^{-3}$  et  $U_{\text{CMB}} = 0.26 \text{ eV cm}^{-3}$  sont respectivement les densités d'énergie du champ magnétique ( $B_{-5} = \frac{B}{10 \mu\text{G}}$ ) et du CMB. Les énergies caractéristiques auxquelles les électrons émettent leur rayonnement synchrotron et Compton inverse vérifient :

$$\gamma_{\text{sync}} \simeq 1.4 \times 10^8 E_{\text{sync,keV}}^{1/2} B_{-5}^{-1/2} \quad \text{et} \quad \gamma_{\text{IC}} \simeq 3.6 \times 10^7 E_{\text{IC,TeV}}^{1/2} \quad (8.9)$$

En remplaçant les formules précédentes dans l'équation 8.8, le champ magnétique moyen peut alors s'écrire :

$$B_{-5} \simeq G(\Gamma) \times \left( \frac{F_{\text{sync}}}{F_{\text{IC}}} \times \frac{E_{2,\text{IC,TeV}}^{2-\Gamma} - E_{1,\text{IC,TeV}}^{2-\Gamma}}{E_{2,\text{sync,keV}}^{2-\Gamma} - E_{1,\text{sync,keV}}^{2-\Gamma}} \right)^{1/\Gamma} \quad (8.10)$$

avec  $G(\Gamma) \simeq (0.1 \times 15^{\Gamma-2})^{1/\Gamma}$  et  $\Gamma = (p + 1)/2$ , l'indice spectral des photons du rayonnement synchrotron et Compton inverse. Dans le cas où  $\Gamma = 2$ , l'équation 8.8 se simplifie :

$$\frac{F_{\text{sync}}}{F_{\text{IC}}} \simeq 10B_{-5}^2 \quad (8.11)$$

Nous estimons ainsi le champ magnétique moyen en utilisant le flux et l'indice spectral au TeV du HGPS, ainsi que le flux (ou limite supérieure de détection) préalablement dérivé(e) avec les données *ROSAT*. Cette méthode d'estimation du flux et du champ magnétique moyen avec les données *ROSAT* a été appliquée à la PWN HESS J1356–645 dans [H.E.S.S. Collaboration et al. \(2011\)](#).

Dans le cadre de la théorie linéaire de la DSA, présentée au Chapitre 2, le champ magnétique au choc du SNR est de  $B \sim 3.32B_{\text{ISM}} \sim 15\text{--}20 \mu\text{G}$  pour un rapport de compression  $r = 4$  et un champ magnétique du milieu interstellaire  $B_{\text{ISM}} \sim 5\text{--}6 \mu\text{G}$ . Les mesures des rapports des flux en rayons X et au TeV sur plusieurs SNRs et PWNe ont également montré que les valeurs typiques de champ magnétique moyen pour ces sources sont de  $B_{\text{SNR}} \sim 10\text{--}20 \mu\text{G}^1$  et  $B_{\text{PWN}} \sim 5 \mu\text{G}$  pour les PWNe évoluées ([Renaud, 2009](#)). Cette différence de champ magnétique entre SNRs et PWNe permet de poser des contraintes sur la nature de l'émission au TeV.

### Contraintes au GeV et lois d'échelle

Disposant du spectre mesuré au TeV, les contraintes au GeV sur le spectre de la source sont nécessaires pour comprendre l'origine de l'émission en  $\gamma$ . Pour cela, nous récupérons le spectre des sources cataloguées du *Fermi*-LAT, situées à l'intérieur du  $R_{\text{spec}}$ , afin de savoir si le spectre des sources au GeV rejoint celui mesuré au TeV. Si les sources du *Fermi*-LAT sont réellement associées à une source étendue H.E.S.S., leurs flux mesurés doivent être considérés comme des limites inférieures puisqu'ils ont été dérivés pour des sources ponctuelles. Lorsque les sources cataloguées ont des limites supérieures sur leur flux, nous recalculons une limite supérieure en tenant compte de la taille de la source H.E.S.S., ainsi que celle de la source du *Fermi*-LAT, telle que :

$$F_{\text{UL}} = F_{\text{UL,cat}} \times \frac{\sqrt{\text{PSF}^2 + \sigma_{\text{HESS}}^2}}{\sqrt{\text{PSF}^2 + \sigma_{\text{Fermi}}^2}} \quad (8.12)$$

où  $F_{\text{UL,cat}}$  est la limite supérieure sur le flux de la source cataloguée et  $\sigma_{\text{HESS}}$ ,  $\sigma_{\text{Fermi}}$  sont respectivement les tailles intrinsèques de la Gaussienne décrivant l'émission de la source H.E.S.S., et de

1. Notons que ce calcul fait plusieurs hypothèses et ne dérive qu'une valeur de champ magnétique moyen.

la source du *Fermi*-LAT. Nous avons donc récupéré les valeurs de la PSF associées à chaque catalogue. Les spectres au GeV donnent des informations cruciales quant à la nature de l'émission. Un spectre en loi de puissance avec une coupure exponentielle, correspondant à un spectre typique de pulsar au GeV, pourrait indiquer la présence d'un pulsar non-détecté. La présence d'une autre source cataloguée à proximité, avec un spectre en loi de puissance d'indice spectral dur, favoriserait le scénario leptonique d'une PWN. Si de surcroît, le spectre au GeV est dans la continuité de celui de la source du HGPS, le scénario d'une PWN produisant l'émission observée au TeV serait alors renforcé. Si aucune source du *Fermi*-LAT ne se situe à l'intérieur du  $R_{\text{spec}}$  de la source H.E.S.S., nous dérivons des limites supérieures de détection avec les spectres en loi de puissance des sources les plus proches et en tenant compte de leur taille, ainsi que de celle de la source H.E.S.S. Cette estimation fait l'approximation raisonnable que les fonctions de réponse du *Fermi*-LAT ne changent pas drastiquement sur des échelles de  $\sim 1^\circ$  ou  $2^\circ$ , mais fait cependant l'hypothèse que l'émission du diffus Galactique reste équivalente ; ce qui peut ne pas être le cas, surtout proche du plan Galactique.

Sous l'hypothèse que l'émission au TeV proviendrait d'une PWN, nous utilisons également les lois d'échelle présentées dans la Section 8.1.2. Nous utilisons la brillance de surface et la taille de la Gaussienne décrivant l'émission de la source H.E.S.S. afin de dériver l'énergie rotationnelle  $\dot{E}$  et la distance d'un potentiel pulsar. Nous utilisons ensuite le critère  $\dot{E}/d^2 > 10^{34} \text{ erg s}^{-1} \text{ kpc}^{-2}$  pour savoir si les paramètres physiques de cet hypothétique pulsar pourraient engendrer une PWN au TeV (H. E. S. S. Collaboration et al., 2018b). Lorsqu'une source cataloguée dans le *Fermi*-LAT se situe proche du centre de la source H.E.S.S. et a un spectre de type pulsar (loi de puissance avec une coupure exponentielle ou parabole logarithmique), nous utilisons également les lois d'échelles au GeV afin d'estimer la distance d'une manière différente. Aux énergies sondées par le *Fermi*-LAT, nous avons la relation empirique (Abdo et al., 2013) :

$$L_\gamma = \sqrt{10^{33} \dot{E}} \text{ erg s}^{-1} \quad (8.13)$$

où  $L_\gamma \simeq 4\pi d^2 G_{0.1-100 \text{ GeV}}$ <sup>1</sup> et  $G_{0.1-100 \text{ GeV}}$  sont respectivement la luminosité et le flux intégré du pulsar entre 0.1 et 100 GeV. En utilisant l'énergie rotationnelle du pulsar dérivée par les mesures au TeV, nous vérifions la cohérence de la distance estimée.

## 8.3 Validation du code sur des sources connues

Avant d'appliquer le code sur des sources non-identifiées du HGPS, nous voulons vérifier la méthode et les résultats obtenus en l'appliquant sur des sources connues au TeV : la nébuleuse de pulsar HESS J1356–645 (H.E.S.S. Collaboration et al., 2011) et le SNR en coquille HESS J1534–571 (H. E. S. S. Collaboration et al., 2018a).

### 8.3.1 La nébuleuse de pulsar HESS J1356–645

HESS J1356–645 fut préalablement considérée comme une candidate PWN, au sein de la collaboration H.E.S.S., de par sa proximité avec le pulsar énergétique PSR J1357–6429 ( $\dot{E} = 3.1 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$ ,  $\tau_c = 7.3 \text{ kyr}$ ). La distance du pulsar a été estimée à  $d = 2.4d_{2.4} \text{ kpc}$  grâce aux mesures de dispersion en radio avec le télescope Parkes et en utilisant le modèle de distribution d'électrons

1. La luminosité dépend aussi d'un facteur de correction prenant en compte la couverture du faisceau du pulsar mais nous le prenons égal à 1 comme dans Abdo et al. (2013).

libres dans la Galaxie de Cordes & Lazio (2002, 2003). Des observations dédiées *Chandra* et *XMM-Newton*, avec des temps d'observation modérés, ont été menées sur le pulsar et la possible présence d'une structure à petite échelle non-thermique a été annoncée (Esposito et al., 2007; Zavlin, 2007). Une étude plus récente a révélé une émission pulsée en rayons X et  $\gamma$  et a permis de dériver une densité de colonne de  $N_{\text{H}} = (3.9 \pm 0.4) \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  (Lemoine-Goumard et al., 2011). HESS J1356–645 a également été étudiée avec les données *ROSAT* et *XMM-Newton*, confirmant la nature de cette source comme une PWN (H.E.S.S. Collaboration et al., 2011). L'indice spectral de la PWN à grande échelle vue par *XMM-Newton* est de  $\Gamma_{\text{X}} = 1.82 \pm 0.04$  et aux VHE, le spectre est représenté par une loi de puissance avec un flux intégré entre 1 et 10 TeV  $F_{1-10 \text{ TeV}} \sim 8 \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  et un indice spectral  $\Gamma_{\text{TeV}} = 2.2 \pm 0.2_{\text{stat}} \pm 0.2_{\text{syst}}$ .

Les méthodes d'estimation du flux radio et du champ magnétique utilisées dans H.E.S.S. Collaboration et al. (2011) constituaient la base du code présenté dans ce chapitre, qui est maintenant construit de manière générique et automatisée pouvant traiter une plus grande quantité de données. Ici, nous appliquons le code multi-longueurs d'onde sur HESS J1356–645, en partant des informations du HGPS afin de vérifier les résultats obtenus.

Dans la chaîne d'analyse du HGPS, l'émission de HESS J1356–645 est localisée à  $l = 309.79^\circ \pm 0.02^\circ$  et  $b = -2.50^\circ \pm 0.02^\circ$  et est représentée par une Gaussienne de taille  $\sigma = 0.23^\circ \pm 0.02^\circ$  et de significativité  $\sqrt{\text{TS}} = 17.4$ . En prenant un rayon d'extraction  $R_{\text{spec}} = 0.37^\circ$ , le meilleur modèle spectral est celui d'une loi de puissance. Le flux intégré est de  $F_{1-10 \text{ TeV}} = (1.56 \pm 0.14) \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  avec un indice spectral  $\Gamma = 2.20 \pm 0.08_{\text{stat}}$  (valeurs estimées entre 0.5 et 82.5 TeV). La Figure 8.5 présente la carte en significativité du HGPS, obtenue avec un rayon de corrélation de  $0.2^\circ$ , avec la position du pulsar PSR J1357–6429 représentée.

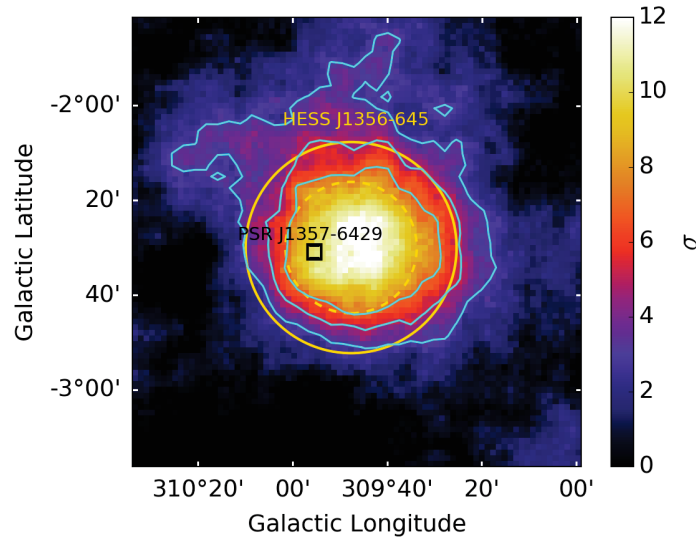


FIGURE 8.5 – Carte en significativité de HESS J1356–645 (et contours associés en bleu à 3, 5 et 7  $\sigma$ ) provenant du HGPS et obtenue avec un rayon de corrélation de  $0.2^\circ$ . La taille de la Gaussienne décrivant l'émission au TeV ( $\sigma = 0.23^\circ$ ) et le rayon d'extraction ( $R_{\text{spec}} = 0.37^\circ$ ) sont représentés respectivement par des cercles jaunes en pointillés et traits pleins. Le carré noir correspond à la position du pulsar (la taille n'étant pas représentative de l'incertitude sur la position).

## Radio

Les données disponibles en radio concernent le MGPS-2, CHIPASS, Parkes, PMN et Planck. Aucune région H II ou moléculaire cataloguée n'apparaît à l'intérieur du  $R_{\text{spec}}$  de HESS J1356–645, ni même aux alentours proches. Les cartes Planck (en température) ne montrent pas d'émission en provenance de HESS J1356–645. Les cartes du MGPS-2, Parkes et PMN sont présentées en Figure 8.6 où la région d'extraction du flux (région ON) est représentée par un cercle blanc.

Trois sources cataloguées dans le PMN apparaissent dans la région ON (PMN J1355–6435, PMN J1355–6433, et PMN 1357–6429; cette dernière étant coïncidente avec le pulsar), ainsi qu'une source cataloguée dans le MGPS-2 (MGPS J135623–643323). Toutes les sources des catalogues MGPS-2, Parkes et PMN (hors région ON) ont été masquées dans les trois cartes pour l'estimation du fond. Les paramètres obtenus pour les mesures du flux sont donnés en Table 8.3, et les limites supérieures de détection sont à  $3\sigma$ . À titre d'illustration, l'estimation du fond dans l'image du MGPS-2 par un ajustement Gaussien sur la distribution de tous les pixels, non masqués et hors région ON, est donnée en Figure 8.7 (gauche). L'ajustement des différents flux par une loi de puissance apparaît en Figure 8.7 (droite). L'indice spectral obtenu est plat  $\alpha \sim -0.03 \pm 0.06$  et compatible avec la valeur trouvée dans H.E.S.S. Collaboration et al. (2011) :  $\alpha \sim 0.01 \pm 0.07$ . La différence peut s'expliquer par un algorithme différent concernant l'estimation du fond et une légère différence sur la taille de la région ON.

## Rayons X

Le pulsar PSR J1357–6429 est vu dans les données *Chandra*, *XMM-Newton* et *Suzaku*. Les autres instruments n'ont pas d'observation pointant sur HESS J1356–645. Les cartes *Chandra* et *XMM-Newton* sont présentées en Figure 8.8 et font apparaître l'émission du pulsar. Quant à la PWN, elle est détectée par *ROSAT*, dont les cartes en coups et en significativité dans la bande 0.9–2.4 keV, sont données en Figure 8.9 (gauche). L'émission très significative (jusqu'à plus de  $8\sigma$ ) permet de contraindre la valeur du champ magnétique moyen, estimé en fonction de l'indice spectral au TeV et de la densité de colonne (Figure 8.9, droite).

En utilisant la densité de colonne  $N_{\text{H}} = (3.9 \pm 0.4) \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ , dérivée à partir du spectre du pulsar dans Lemoine-Goumard et al. (2011), et en considérant les erreurs statistiques associées à l'indice spectral au TeV de HESS J1356–645, le champ magnétique moyen est de  $B \sim 4.7 [4.0 - 5.5] \mu\text{G}$  (équation 8.10), similaire à la valeur typique attendue pour les PWNe (Section 8.2.3). Ce résultat est compatible avec la valeur du champ magnétique dérivé dans H.E.S.S. Collaboration et al. (2011), avec les données *ROSAT* ( $B \sim 4.5 [2.5 - 8.5] \mu\text{G}$ ) et *XMM-Newton* ( $B \sim 3.5 [2.5 - 4.5] \mu\text{G}$ ).

## GeV

Une région de  $4^\circ \times 4^\circ$  a été extraite dans les cartes du *Fermi*-LAT (décrites en Section 8.2.2), avant et après soustraction des fonds diffus Galactique et isotrope (Figure 8.10 pour  $E > 10 \text{ GeV}$ ). L'absence d'émission dans la carte résiduelle montre une des limitations de cette approche, pour laquelle les fonds n'ont pas été ajustés dans la région, puisque HESS J1356–645 est seulement visible dans la carte en coups. Au total, 5 sources sont cataloguées au GeV à l'intérieur du  $R_{\text{spec}}$  : 2 sources sont proches du pulsar (cataloguées dans le 3FGL et le 4FGL) et 3 sources ont leur barycentre décalé vers le Nord (2FHL, 3FHL et 4FGL). Les sources au Nord sont étendues dans les données : la collaboration *Fermi*-LAT utilise des modèles au format *FITS* et ne reporte pas l'incertitude sur leur position et leur taille dans l'extension du catalogue que nous récupérons. Les distributions spectrales en énergie (SEDs) de ces sources, ainsi que celle de HESS J1356–645, sont présentées en Figure 8.11. La source du 4FGL, proche du pulsar PSR J1357–6429, a un spectre

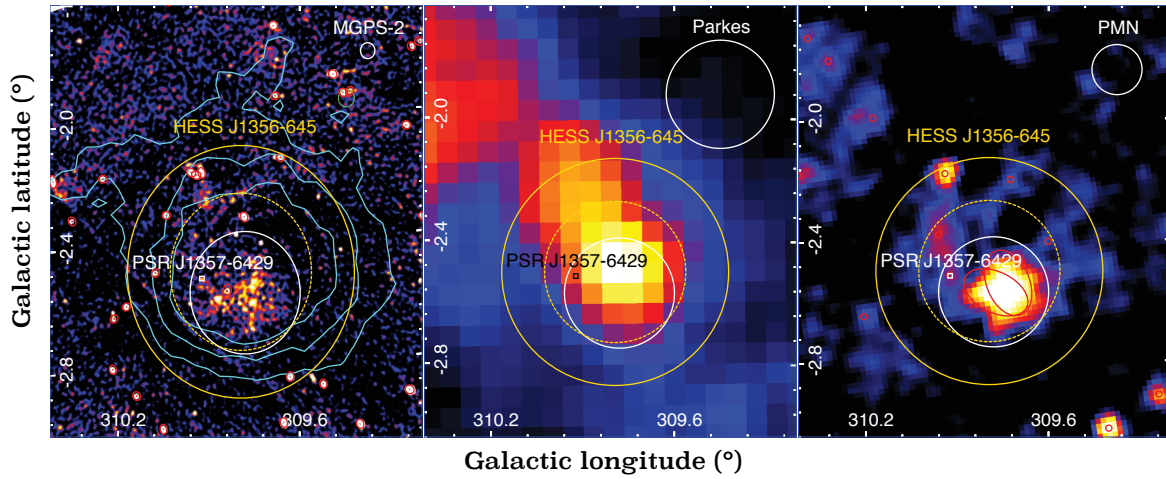


FIGURE 8.6 – Cartes radio (en mJy/beam) couvrant la position de HESS J1356–645 : MGPS, Parkes et PMN. La région pour l'extraction du flux (région ON) est représentée par un cercle blanc et la position du pulsar apparaît en noir ou blanc. La taille de la PSF (FWHM) de chaque instrument est illustrée en haut à droite des images et les sources cataloguées apparaissent en rouge.

	MGPS-2	CHIPASS	Parkes	PMN
Fréquence (GHz)	0.843	1.4	2.4	4.85
rms (mJy/beam)	1.76	637.2	235.1	10.57
Densité de flux (mJy)	$538.6 \pm 42.3$	$< 2822.0$	$< 1296.6$	$509.4 \pm 39.7$

TABLE 8.3 – Résultats obtenus pour l'estimation du flux, avec les erreurs statistiques associées. La rms correspond à l'écart-type de l'ajustement Gaussien sur la distribution de tous les pixels dans l'image (non masqués et hors région ON). Les limites supérieures de détection sont données à  $3\sigma$ .

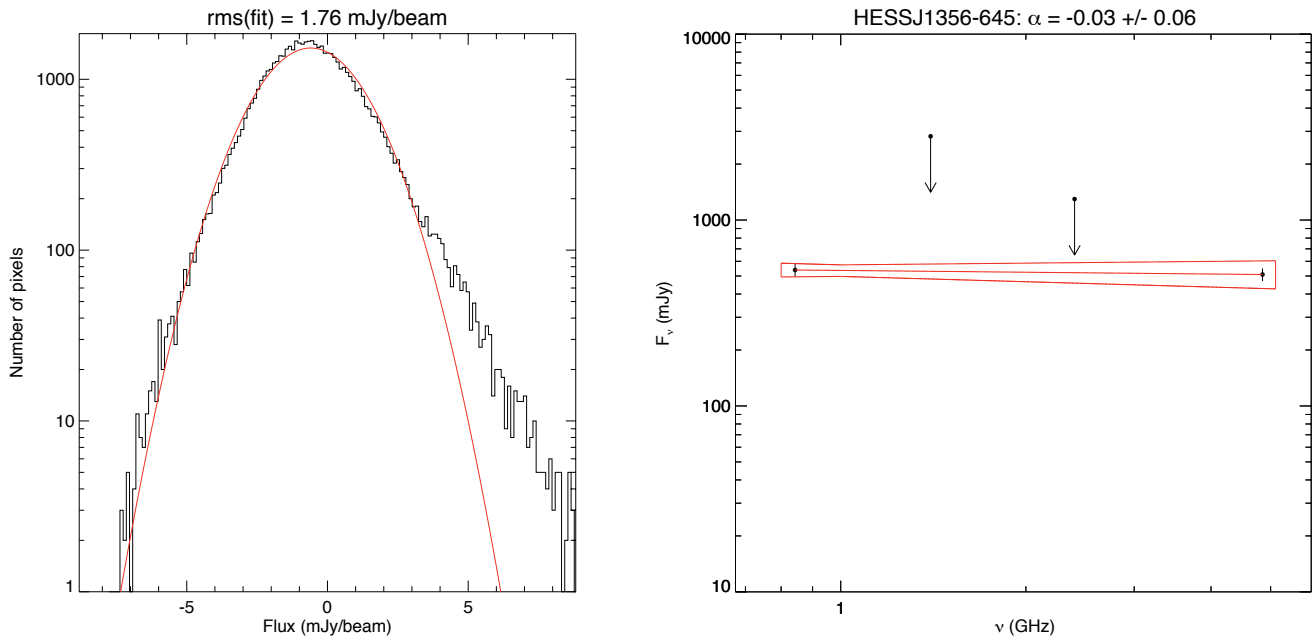


FIGURE 8.7 – (*Gauche*) Illustration de l'ajustement Gaussien sur la distribution de tous les pixels (non masqués et hors région ON) dans l'image du MGPS-2 pour l'estimation du fond. (*Droite*) Résultat de l'ajustement des flux radio par une loi de puissance. Les limites supérieures de détection sont données à  $3\sigma$ .

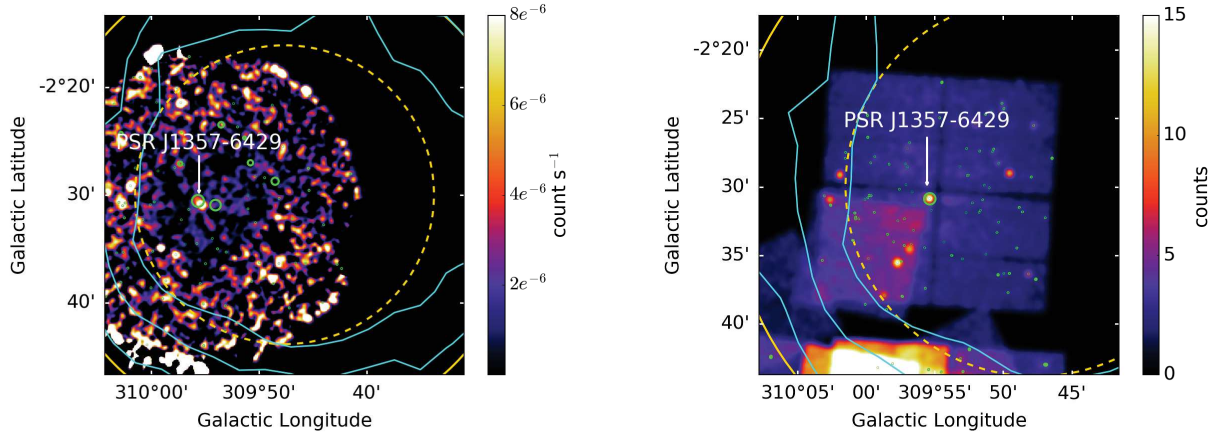


FIGURE 8.8 – Images *XMM-Newton* (gauche) et *Chandra* (droite) respectivement dans les bandes 4.5–12.0 keV et 0.1–10.0 keV, avec les sources cataloguées apparaissant en vert. Les cartes sont lissées avec une Gaussienne de  $\sigma \sim 10.8''$ . La taille du cercle vert indiquant la position du pulsar dans la carte *Chandra* a été augmentée pour des effets de visualisation. Les contours obtenus de la carte en significativité de H.E.S.S. sont représentés en bleu (3, 5 et 7  $\sigma$ ).

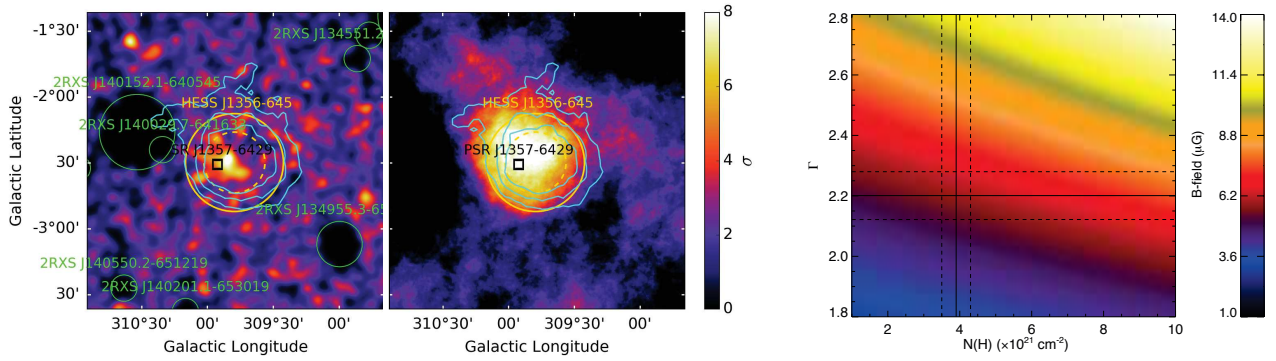


FIGURE 8.9 – (Gauche) Carte en coups  $s^{-1}$  et carte en significativité obtenues avec les données *ROSAT* dans la bande 0.9–2.4 keV. La carte en coups est obtenue après masquage des sources cataloguées dans le 1RXS et le 2RXS, et est lissée avec une Gaussienne de  $\sigma \sim 22''$ . La carte en significativité est calculée en prenant un rayon de corrélation  $R_{\text{corr}}$  égal au  $R_{\text{spec}}$  de la source H.E.S.S. ( $0.37^\circ$ ). (Droite) Estimation du champ magnétique moyen en fonction de l'indice spectral et de la densité de colonne. Les lignes noires (pleines) représentent l'indice spectral de HESS J1356–64 (reporté dans le HGPS) et la densité de colonne (dérivée de l'analyse sur le pulsar, Lemoine-Goumard et al., 2011), avec les erreurs statistiques associées (lignes pointillées).

en loi de puissance avec une coupure exponentielle, typique des pulsars, tandis que les 3 sources au Nord ont un spectre en loi de puissance avec un indice spectral dur, cohérent avec une émission provenant d'une PWN, et rejoignant le spectre mesuré par H.E.S.S. L'erreur sur le flux de la source 4FGL est bien prise en compte mais est très faible ( $\sim 7 \times 10^{-14}$  erg  $\text{cm}^{-2}$   $\text{s}^{-1}$ ), de par la large statistique, et n'est pas discernable sur la Figure 8.11.

### Lois d'échelle

En utilisant le flux intégré  $F_{1-10 \text{ TeV}} = (1.56 \pm 0.14) \times 10^{-11}$  erg  $\text{cm}^{-2}$   $\text{s}^{-1}$  et la taille de la Gaussienne  $\sigma = 0.23^\circ \pm 0.02^\circ$  représentant l'émission de HESS J1356–645, les lois d'échelle au TeV,



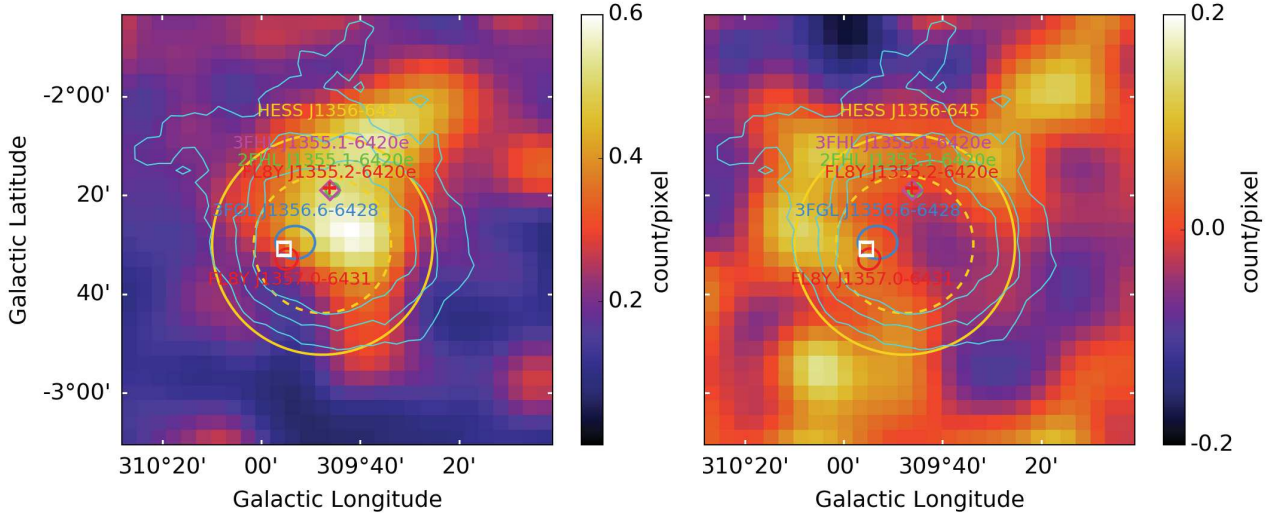


FIGURE 8.10 – Cartes en coups du *Fermi*-LAT ( $E > 10$  GeV) avant (*gauche*) et après (*droite*) soustraction des émissions du diffus Galactique et extragalactique. Les images sont lissées avec une Gaussienne de  $0.1^\circ$ . Les incertitudes sur les positions (à 95%) des sources cataloguées sont représentées par des cercles (à l'exception des sources étendues), et la position du pulsar apparaît en blanc. Les contours de la carte en significativité du HGPS, la taille et le  $R_{\text{spec}}$  de HESS J1356–645 sont représentés respectivement en bleu et en jaune.

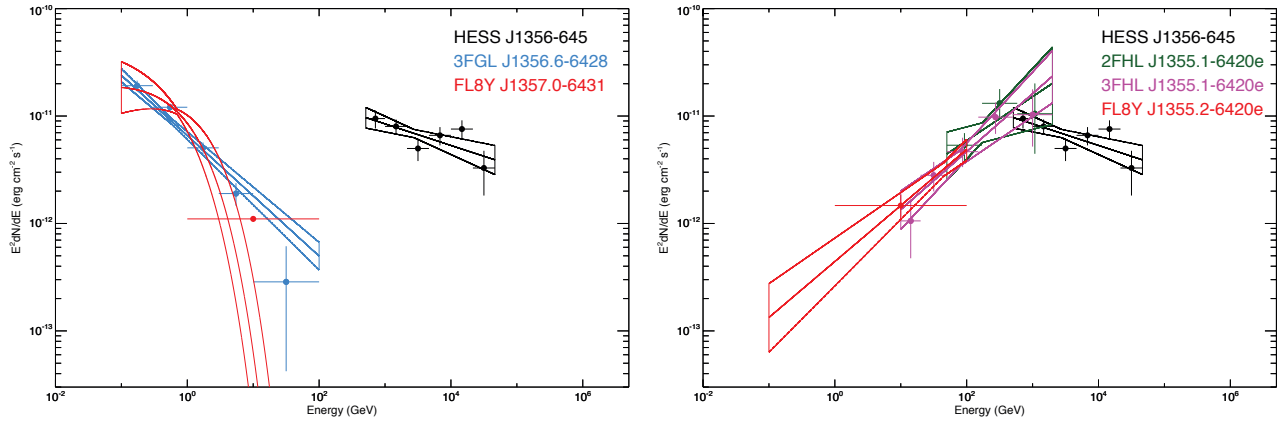


FIGURE 8.11 – Distributions spectrales en énergie des sources provenant des catalogues du *Fermi*-LAT et de HESS J1356–645. Deux sources du *Fermi*-LAT sont proches du pulsar (*gauche*) tandis que les trois autres sont décalées vers le Nord de la source H.E.S.S. (*droite*).

présentées dans la Section 8.2.3, donnent :

$$\dot{E} = 2.63 [1.27 - 7.43] \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$$

$$d = 1.25 [0.69 - 3.01] \text{ kpc}$$

où les valeurs entre crochets représentent les valeurs minimales et maximales obtenues en propageant les erreurs sur le flux intégré et sur la taille de la source, ainsi que les erreurs intrinsèques aux lois d'échelle. Le catalogue des pulsars du ATNF indique  $\dot{E} = 3.1 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$  et  $d = 3.1 \text{ kpc}$ , en s'appuyant sur le nouveau modèle de densité d'électrons libres dans la Galaxie de Yao et al. (2017)<sup>1</sup>.

1. Le modèle de Cordes & Lazio (2002, 2003) donnait une distance de 2.4 kpc.

Les lois d'échelle au TeV fournissent donc des résultats compatibles avec les valeurs reportées dans le catalogue du ATNF. En utilisant le flux intégré entre 0.1 et 100 GeV de la source du 4FGL (FL8Y J1357.0–6431), dont le spectre est de type pulsar, la distance obtenue par la relation empirique au GeV est  $d = 3.25 [2.28 - 4.95]$  kpc. En gardant à l'esprit que ce dernier catalogue du *Fermi*-LAT est encore préliminaire, nous obtenons néanmoins des valeurs de distance compatibles.

L'application du code sur la PWN HESS J1356–645 a fourni des valeurs d'indice spectral en radio et de champ magnétique moyen compatibles avec celles attendues pour les PWNe. Le pulsar est vu dans les données *XMM-Newton* et *Chandra* mais les images non-analysées en détail ne permettent pas d'y voir la PWN, toutefois visible dans les données *ROSAT*. Les distributions spectrales en énergie des sources cataloguées du *Fermi*-LAT révèlent un spectre de type pulsar à la position de PSR J1357–6429, ainsi qu'un spectre de type PWN. Les lois d'échelle au TeV donnent des résultats compatibles avec les valeurs du ATNF, concernant l'énergie rotationnelle et la distance du pulsar, et sont cohérentes avec la détection de la PWN au TeV ( $\dot{E}/d^2 > 10^{34}$  erg s<sup>-1</sup> kpc<sup>-2</sup>). Cet exemple représente un panel complet d'arguments confirmant le scénario d'une PWN comme origine de l'émission au TeV.

### 8.3.2 Le vestige de supernova HESS J1534–571

#### Présentation

Une recherche de nouveaux SNRs au TeV a été entreprise par la collaboration H.E.S.S., avec les données du HGPS et basée sur une approche morphologique visant à révéler des structures en coquille (H. E. S. S. Collaboration et al., 2018a). Trois candidats SNRs ont été trouvés : HESS J1534–571, HESS J1614–518 et HESS J1912+101. HESS J1534–571 est la seule source à être identifiée comme un SNR grâce à son association avec le candidat SNR G323.7–1.0 révélé dans les données radio du MGPS-2 (Green et al., 2014). La morphologie en coquille au TeV n'étant pas suffisante pour confirmer la nature de la source comme un SNR<sup>1</sup>, les sources HESS J1614–518 et HESS J1912+101 restent des candidats SNRs et leur nature sera confirmée si elles disposent d'une contrepartie en radio ou en rayons X. Le nouveau SNR au TeV HESS J1534–571 est localisé à  $l = 323.7^{+0.02}_{-0.02}$  et  $b = -1.02^{+0.03}_{-0.02}$ , et les rayons interne et externe de la coquille sont de  $R_{\text{in}} = 0.28^{+0.06}_{-0.03}$  et  $R_{\text{out}} = 0.40^{+0.04}_{-0.12}$ . L'ajustement spectral par une loi de puissance a fourni un flux intégré  $F_{1-10 \text{ TeV}} = (6.5 \pm 0.7_{\text{stat}} \pm 2.0_{\text{syst}}) \times 10^{-12}$  erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> et un indice spectral  $\Gamma = 2.51 \pm 0.09_{\text{stat}} \pm 0.2_{\text{syst}}$ . Pour cette analyse, nous avons pris la valeur du rayon d'extraction  $R_{\text{spec}} = 0.47^\circ$  reportée dans le HGPS.

Dans la recherche de contrepartie de HESS J1534–571, les données en radio (MGPS-2), en rayons X (*Suzaku*), en infrarouge (*Spitzer* à 24  $\mu\text{m}$ , 8  $\mu\text{m}$  et 3.6  $\mu\text{m}$ ) ainsi que les données CO ont été étudiées (H. E. S. S. Collaboration et al., 2018a). Le flux en radio a été estimé à  $0.49 \pm 0.08$  Jy, et le catalogue de Green et al. (2014) indique un flux de 0.61 Jy, contenant également la contribution des sources brillantes à l'intérieur de la coquille. Avec les 4 observations *Suzaku* disponibles, entre 2–12 keV et un temps d'exposition allant de 21 à 39 ks, aucune émission thermique et non-thermique significative n'a pu être révélée en provenance de la coquille. Les auteurs ont estimé une distance de 20 kpc en suivant la relation  $\Sigma - D^2$  tout en restant conscients des incertitudes associées à cette relation.

1. Les superbules, collection de vents d'étoiles massives, peuvent également produire de l'émission au TeV sous forme de coquille.

2. Cette relation empirique est à utiliser avec précaution ; la dispersion étant assez élevée (Case & Bhattacharya, 1998).

Une analyse dédiée des données du *Fermi*-LAT entre 5 et 500 GeV a récemment révélé une source étendue, spatialement coïncidente avec le SNR G323.7–1.0 (Araya, 2017). Le meilleur modèle morphologique est celui d'un disque de rayon  $R = 0.5^{+0.2}_{-0.1}$  (TS  $\sim 57$ ) et le meilleur modèle spectral correspond à une loi de puissance avec un flux intégré de  $\Phi_{E>5 \text{ GeV}} = (2.2 \pm 0.6_{\text{stat}} \pm 0.5_{\text{sys}}) \times 10^{-10}$  photon  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  et un indice spectral  $\Gamma = 1.34 \pm 0.17_{\text{stat}} \pm 0.1_{\text{sys}}$ . Cet indice spectral dur est généralement caractéristique des SNRs en coquille émettant au TeV, comme par exemple RCW 86 ( $\Gamma \sim 1.4$ ). En utilisant des modèles à une zone, Araya (2017) a suggéré un modèle leptonique pour expliquer l'origine de l'émission en  $\gamma$ , en considérant les champs de photons du CMB et de l'infrarouge proche et lointain, résultant en un champ magnétique  $B \sim 6 \mu\text{G}$  pour  $d = 5 \text{ kpc}$ . Le modèle hadronique a été défavorisé, nécessitant un indice spectral des rayons cosmiques  $p \sim 1.5$ , bien plus dur que les prédictions théoriques. Le modèle leptonique de Araya (2017) prédit un flux synchrotron faible  $F_X = 2.7 \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  et un indice spectral très mou  $\Gamma_X = 3.1$  entre 2 et 10 keV. En utilisant les 4 observations *Suzaku*, Saji et al. (2018) ont cherché la contrepartie en rayons X du candidat SNR G323.7–0.1. Les images ont été séparées en 3 bandes en énergie (0.5–3.0 keV, 5–8 keV, 6.3–6.5 keV) et ont révélé une émission dans les plus basses énergies au Sud Est du SNR, d'extension  $\sim 8.4'$ , bien inférieure à celle du SNR ( $\sim 51' \times 38'$ ). Des raies du Fer à 6.4 keV ont été détectées en provenance de la coquille avec une significativité de  $4.1 \sigma$ . En ajustant le spectre par un modèle d'émission continue thermique, la densité de colonne dérivée est  $N_{\text{H}} = (1.8 \pm 0.6) \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ . Si le SNR G323.7–0.1 est assez évolué, cette source étendue *Suzaku* représenterait la partie la plus chaude de la coquille, les émissions des autres régions ne pouvant être révélées dû à l'absorption interstellaire. La carte en significativité du HGPS est donnée en Figure 8.12, où les positions des sources, considérées comme les contreparties de HESS J1534–571, sont également représentées.

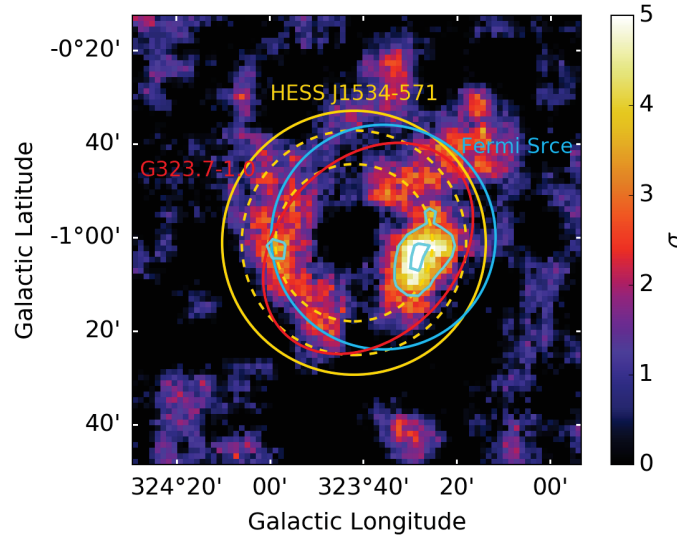


FIGURE 8.12 – Carte en significativité de H.E.S.S. pour un rayon de corrélation de  $0.2^\circ$ , avec les contours associés à  $3$  et  $5 \sigma$  (bleu). Les cercles jaunes en pointillés représentent les rayons interne et externe de la coquille, tandis que le cercle jaune plein correspond au  $R_{\text{spec}}$  de la source H.E.S.S. Le SNR G323.7–1.0, détecté en radio avec le MGPS-2 (Green et al., 2014) et la source étendue nouvellement révélée au GeV (Araya, 2017) sont respectivement représentés en rouge et bleu.

## Radio

Les données du MGPS-2, CHIPASS, Parkes et PMN couvrent la position de HESS J1534–571, mais nous n’avons pas pu utiliser les données de CHIPASS pour l’extraction du flux, dû aux nombreuses sources cataloguées dans la région. Les cartes sont présentées en Figure 8.13 avec la position des sources cataloguées en radio. Nous avons tout d’abord voulu masquer la totalité des sources cataloguées dans les trois cartes. Cependant, il reste trop peu de pixels dans la carte Parkes, où les sources ont été masquées, pour estimer correctement le bruit dans l’image. Nous avons donc choisi de masquer dans chaque carte les sources du catalogue de l’instrument correspondant. Les émissions visibles dans les données Parkes surestiment légèrement l’estimation du fond mais n’impactent pas notablement notre analyse. La région d’extraction du flux a été définie en prenant les paramètres morphologiques tels que  $l = 323.7^\circ$ ,  $b = -1.0^\circ$ ,  $r_1 = 0.317^\circ$ ,  $r_2 = 0.425^\circ$ , avec un angle d’inclinaison de  $10^\circ$  afin de s’ajuster à la morphologie vue en radio. Les estimations des flux obtenues apparaissent en Table 8.4. La différence de flux avec les données du MGPS-2 ( $\sim 0.86 \pm 0.01$  Jy contre 0.61 Jy, celle indiquée dans Green et al., 2014) s’explique par le fait que nous n’avons pas masqué les sources ponctuelles brillantes (non cataloguées) situées à l’intérieur du SNR, tout comme les deux principales émissions étendues proches du SNR, dans le souci d’appliquer une méthode générique. Puisque la significativité du flux dans les données Parkes et PMN est inférieure à  $3\sigma$ , une limite supérieure sur l’indice spectral est donc dérivée :  $\alpha < -0.53$ , comme le montre la Figure 8.14.

## Rayons X

Outre *ROSAT*, les seules données disponibles concernent les 4 observations *Suzaku* (déjà étudiées, voir Section 8.3.2) et une observation avec le télescope XRT à bord de *Swift* pointant à l’intérieur du  $R_{\text{spec}}$  de HESS J1534–571. Les données *Swift*/XRT ne permettent pas de détecter HESS J1534–571, l’émission dans le champ de vue étant dominée par une source ponctuelle très brillante, dont la nature est inconnue. La base de données Simbad ne répertorie rien à cette position mais le flux important indique que l’émission provient probablement d’une binaire en rayons X. Les données Integral/IBIS et *Swift*/BAT ne montrent aucune émission significative.

Les données *ROSAT* apparaissent en Figure 8.15 et ne présentent aucun excès significatif. Pour une densité de colonne  $N_{\text{H}} < 2.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  et  $\Gamma < 2.6$ , la limite supérieure sur le champ magnétique moyen est  $B < 21.8 \mu\text{G}$ . Si la source étendue en rayons X révélée par Saji et al. (2018), au Sud du SNR, est bien associée à la source H.E.S.S., la densité de colonne  $N_{\text{H}}$  estimée à  $\sim 1.8 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  implique  $B < 17.1 \mu\text{G}$ .

## GeV

Une source du 4FGL (FL8Y J1534.6–5732) est cataloguée à l’intérieur du  $R_{\text{spec}}$  de HESS J1534–571. Située à  $0.38^\circ$  du centre de la source H.E.S.S., son flux mesuré entre 1 et 100 GeV est très faible ( $\sim 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) et les cartes en coups résiduelles du *Fermi*-LAT ne montrent aucune émission. Les cartes en coups, non soustraites des diffus Galactique et isotrope, indiquent une faible émission à l’intérieur du  $R_{\text{spec}}$  mais possiblement contaminée par l’émission diffuse Galactique importante au Nord de HESS J1534–571. Néanmoins, le meilleur ajustement de la source du 4FGL fournit un spectre en loi de puissance avec un indice spectral très dur  $\Gamma_{\text{GeV}} = 0.95 \pm 0.4$  (Figure 8.16), compatible avec celui trouvé par Araya (2017) :  $\Gamma = 1.34 \pm 0.17_{\text{stat}} \pm 0.1_{\text{sys}}$ . La valeur du flux est à considérer comme une limite inférieure (calculée dans l’hypothèse d’une source ponctuelle) mais avec précaution, le catalogue n’étant à ce jour que préliminaire. HESS J1534–571 n’a aucune contrepartie au GeV dans les autres catalogues du *Fermi*-LAT, ni même dans le catalogue des sources étendues FGES ( $E > 10 \text{ GeV}$ , Ackermann et al., 2017). Nous avons donc dérivé des

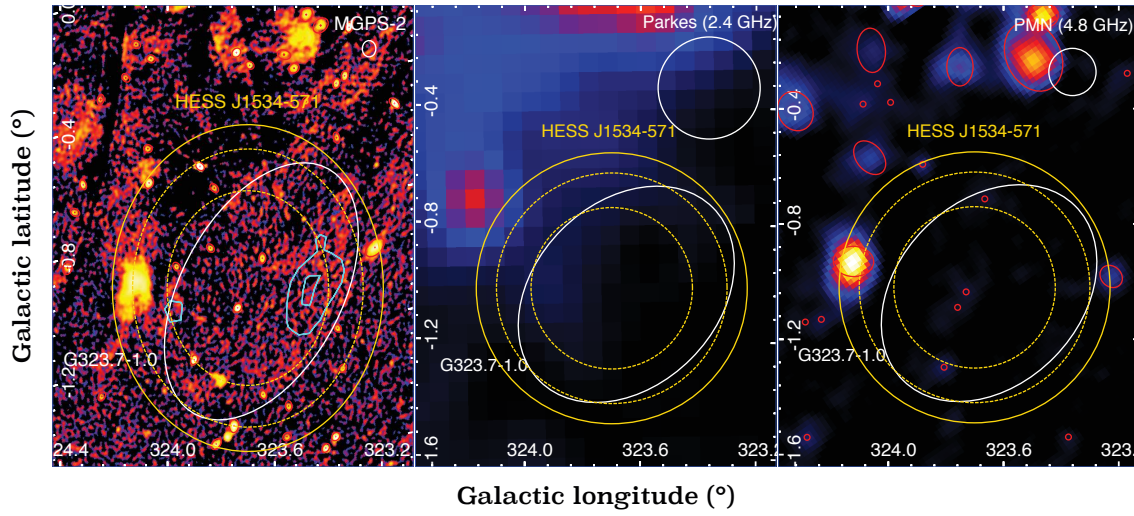


FIGURE 8.13 – Données du MGPS-2, Parkes et PMN. La carte du MGPS-2 est en échelle logarithmique et est la seule à révéler une très faible structure elliptique définissant le SNR G323.7–0.1. La région d'extraction du flux (en blanc) est définie selon les paramètres morphologiques (demi-grand/-petit axes) de G323.7–0.1 reportés dans [Green et al. \(2014\)](#). Les contours et cercles sont identiques à ceux de la Figure 8.12.

	MGPS-2	Parkes	PMN
Fréquence (GHz)	0.843	2.4	4.85
rms (mJy/beam)	1.73	92.89	13.59
Densité de flux (mJy)	$859.7 \pm 84.4$	$< 994.5$	$< 304.9$

TABLE 8.4 – Résultats obtenus pour l'estimation du flux avec les erreurs statistiques associées. Les limites supérieures de détection sont données à  $3\sigma$ .

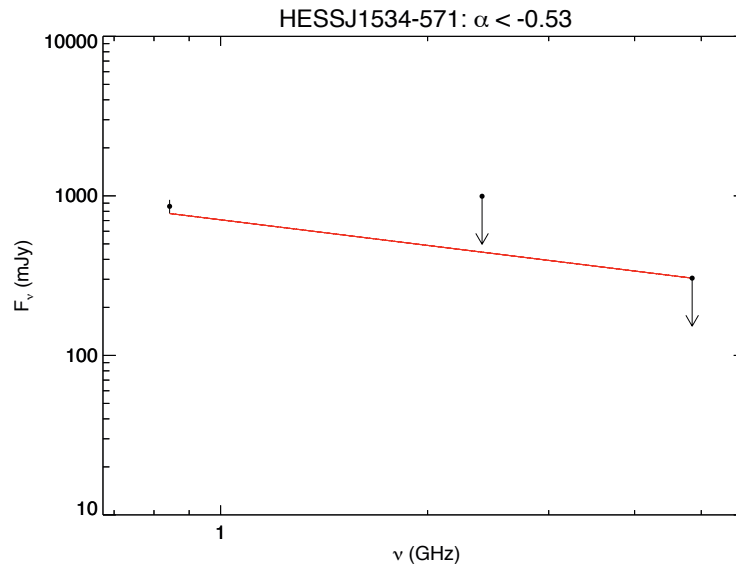


FIGURE 8.14 – Limite supérieure sur l'indice spectral radio obtenue à partir des mesures et limites supérieures estimées sur le flux.

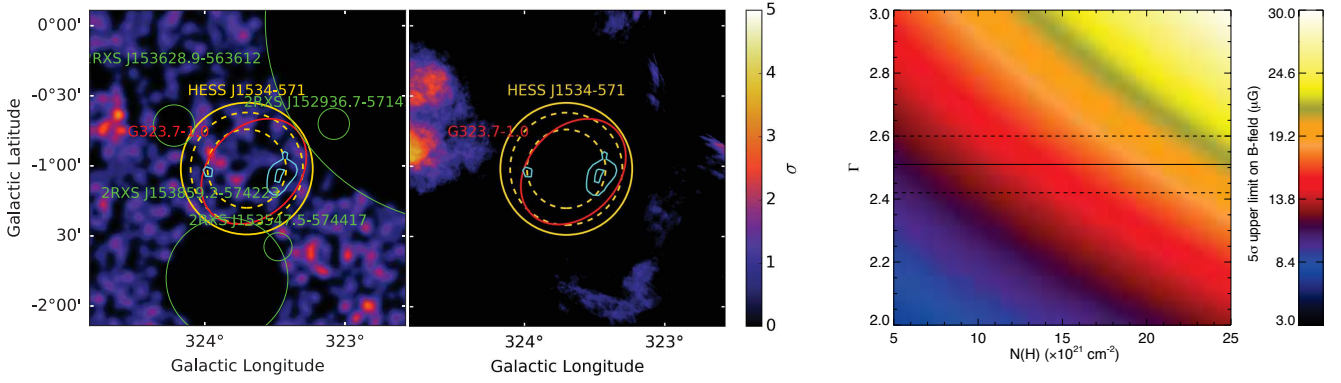


FIGURE 8.15 – (*Gauche*) Carte en coups  $s^{-1}$  *ROSAT* (0.9–2.4 keV) lissée par une Gaussienne de  $\sigma \sim 22''$ , après le masquage des sources cataloguées, et carte en significativité correspondante en prenant comme rayon de corrélation  $R_{\text{corr}} = R_{\text{spec}}$  ( $0.47^\circ$ ). (*Droite*) Limite supérieure à  $5\sigma$  sur le champ magnétique moyen, obtenue avec les données *ROSAT* de 0.9 à 2.4 keV.

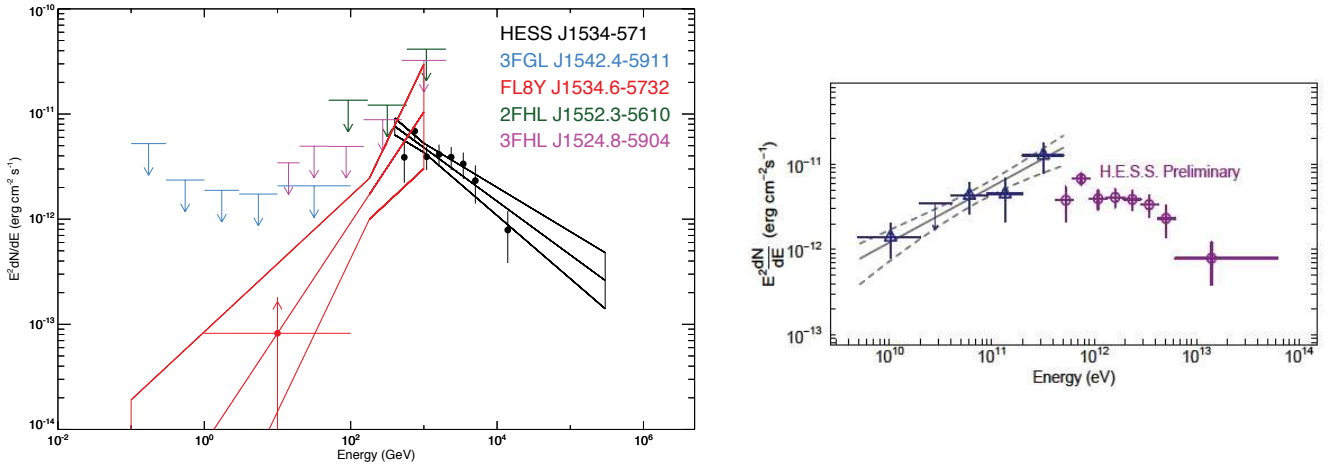


FIGURE 8.16 – (*Gauche*) Distributions spectrales en énergie de HESS J1534–571 et de la source du 4FGL, située à l’intérieur du  $R_{\text{spec}}$  de la source H.E.S.S., et limites supérieures obtenues avec les spectres des sources les plus proches du 3FGL (située à  $2.29^\circ$ ), 2FHL ( $2.62^\circ$ ) et 3FHL ( $2.33^\circ$ ). Les limites supérieures sont données à 99% et prennent en compte la taille de la source H.E.S.S. ( $0.4^\circ$ ), tandis que le flux de la source du 4FGL, calculé pour une source ponctuelle, doit être considéré comme une limite inférieure. (*Droite*) Spectre mesuré avec le *Fermi-LAT* de 5 à 500 GeV issu de l’analyse dédiée de Araya (2017).

limites supérieures sur le flux, par le biais des spectres des sources les plus proches, en prenant en compte la taille de la source H.E.S.S. ( $0.4^\circ$ ) et les différentes PSFs associées à chaque catalogue (Section 8.2.3).

Nous avons appliqué le code multi-longueurs d’onde sur la source HESS J1534–571, dont la nature a été récemment confirmée comme un SNR. L’indice spectral radio et le champ magnétique moyen estimés sont compatibles avec les valeurs attendues pour les SNRs (pour des valeurs de densité de colonne  $N_{\text{H}} < 2.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ ). Aucune nouvelle observation en rayons X n’est disponible et ne permet d’étudier la source plus en détail dans ce domaine. Au GeV, l’émission de HESS J1534–571 a été révélée par une analyse dédiée et semble avoir aussi été détectée dans le dernier catalogue du

*Fermi*-LAT, mais il nous faudra attendre la version officielle pour pouvoir l'affirmer.

## 8.4 Conclusions générales

Dans le contexte des sources émettant au TeV dont la nature est inconnue, nous avons voulu construire une méthode générique basée sur une approche multi-longueurs d'onde. Dans ce chapitre, nous avons expliqué la construction du code et exposé la méthode que nous voulons appliquer aux sources non-identifiées du HGPS afin de contraindre leur nature. Nous récupérons des données archivées en radio, en rayons X, en infrarouge et au GeV afin de rechercher visuellement des contreparties. Nous estimons ensuite un indice spectral en radio selon les données disponibles et la valeur (ou limite supérieure) du champ magnétique moyen grâce aux données *ROSAT*. Nous cherchons d'éventuelles contreparties telles que des sources compactes dans les données publiques en rayons X (*XMM-Newton*, *Chandra*, etc.) et X durs (*Integral/IBIS*, *Swift/BAT*) ainsi que des contraintes spectrales au GeV en se basant sur les informations reportées dans les catalogues du *Fermi*-LAT. Nous récupérons également plusieurs catalogues d'objets (pulsars, SNRs ou encore régions H II) et ceux des divers instruments – lorsqu'ils sont disponibles – afin de rechercher des associations. Pour illustrer la méthode et la valider, nous avons appliqué le code sur des sources connues au TeV : une PWN (HESS J1356–645) et un SNR en coquille nouvellement révélé (HESS J1534–571). L'idée est maintenant d'appliquer cette recherche de contreparties sur des sources non-identifiées du HGPS.

# Résultats et interprétation

## Sommaire

---

<b>9.1</b>	<b>Présentation des sources sélectionnées</b>	<b>155</b>
<b>9.2</b>	<b>Sources isolées</b>	<b>156</b>
9.2.1	HESS J1427–608	156
9.2.2	HESS J1457–593	163
9.2.3	HESS J1458–608	167
<b>9.3</b>	<b>Sources à composantes multiples</b>	<b>173</b>
9.3.1	HESS J1632–478	174
9.3.2	HESS J1843–033	179
<b>9.4</b>	<b>Conclusions générales et perspectives</b>	<b>188</b>
9.4.1	L’importance des données multi-longueurs d’onde	188
9.4.2	Améliorations du code	188

---

## 9.1 Présentation des sources sélectionnées

Nous avons téléchargé toutes les données multi-longueurs d’onde sur les 45 sources sans contrepartie évidente (en excluant les sources HESS J1745–290 et HESS J1746–285, proches du centre Galactique) que nous avons passées en revue, et nous nous sommes intéressés plus particulièrement à 11 sources. Parmi elles, se trouvaient des sources nouvellement annoncées par le HGPS, des sources sans aucune association et également les trois sources associées aux pulsars  $\gamma$  PSR J1459–6053, PSR J1813–1246 et PSR J1826–1256 qui n’ont pas été considérées comme des candidates PWNe dans l’étude de population de H.E.S.S. (Section 8.1.2). Dans cet échantillon de 11 sources non-identifiées, plusieurs d’entre elles montrent des caractéristiques observationnelles similaires. Par souci de concision, nous présentons 5 sources disposant de caractéristiques différentes : 3 sources isolées et 2 sources à composantes multiples. La première est une source non-résolue au TeV, associée à une source étendue en rayons X, la seconde n’a aucune association dans les catalogues utilisés dans le HGPS et la troisième source abrite un pulsar  $\gamma$  en son sein, dont la distance est inconnue, et a été exclue des candidates PWNe de H.E.S.S. Nous nous intéressons ensuite à deux sources particulières : la première est caractérisée par une émission au Sud de son extension, et la seconde suggère que l’émission au TeV provient probablement de la contribution de plusieurs composantes. L’étude de régions complexes, abritant plusieurs sources, révèle l’importance des données multi-longueurs



Sources H.E.S.S.	Coord. (°)	$\sigma$ (°)	$F_{1-10 \text{ TeV}}$ ( $\times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ )	$\Gamma_{\text{TeV}}$	Associations
J1427–608	$l = 314.42 \pm 0.01$ $b = -0.16 \pm 0.01$	$< 0.067$	$0.14 \pm 0.03$	$2.85 \pm 0.22$	Suzaku J1427–6051
J1457–593	$l = 318.35 \pm 0.05$ $b = -0.42 \pm 0.04$	$0.33 \pm 0.05$	$1.40 \pm 0.20$	$2.52 \pm 0.14$	----
J1458–608	$l = 317.95 \pm 0.05$ $b = -1.70 \pm 0.05$	$0.37 \pm 0.03$	$0.53 \pm 0.13$	$1.81 \pm 0.14$	PSR J1459–6053 3FGL J1459.4–6053 3FGL J1456.7–6046
J1632–478	$l = 336.39 \pm 0.02$ $b = 0.26 \pm 0.02$	$0.18 \pm 0.02$	$0.76 \pm 0.06$	$2.52 \pm 0.06$	PWN G336.4+0.2 2FHL J1633.5–4746e 3FGL J1633.0–4746e PSR J1632–4757
J1843–033	$l = 28.90 \pm 0.07$ $b = -0.07 \pm 0.04$	$0.24 \pm 0.06$	$1.09 \pm 0.07$	$2.15 \pm 0.05$	3FGL J1843.7–0322 3FGL J1844.3–0344 SNR G28.6–01

TABLE 9.1 – Caractéristiques des sources non-identifiées du HGPS étudiées dans ce chapitre et dont nous recherchons les contreparties multi-longueurs d’onde. Les coordonnées sont données dans le système Galactique,  $\sigma$ ,  $F_{1-10 \text{ TeV}}$  et  $\Gamma_{\text{TeV}}$  correspondent respectivement à la taille de la Gaussienne, au flux intégré entre 1 et 10 TeV et à l’indice spectral de la source. Les associations proviennent de la procédure du HGPS. Seule la source HESS J1427–608 est associée à une source Suzaku (J1427–6051) provenant d’une analyse externe (Fujinaga et al., 2013). La ligne pointillée sépare les 3 sources isolées des 2 sources dont l’émission semble provenir de contributions multiples.

d’onde pour comprendre la nature de l’émission. La Table 9.1 liste les propriétés morphologiques et spectrales des sources présentées dans ce chapitre, ainsi que leurs associations dans le HGPS.

Pour chaque étude, nous présentons la carte en significativité du HGPS, obtenue avec un rayon de corrélation de  $0.1^\circ$  ou  $0.2^\circ$  en fonction de la taille de la source, à l’exception des deux dernières sources pour lesquelles nous présentons les cartes corrélées à  $0.1^\circ$  afin d’y discerner plus de détails. La taille des pixels des cartes du HGPS est de  $0.02^\circ$ .

## 9.2 Sources isolées

### 9.2.1 HESS J1427–608

#### Présentation

HESS J1427–608 est une source non-résolue dans la chaîne d’analyse du HGPS et est détectée avec une significativité de  $\sqrt{\text{TS}} \sim 10.5$ . Son émission est représentée par une Gaussienne ( $l = 314.42^\circ \pm 0.01^\circ$ ,  $b = -0.16^\circ \pm 0.01^\circ$ ), pour laquelle une limite supérieure sur la taille a été dérivée  $\sigma < 0.067^\circ$ . Aharonian et al. (2008) ont mesuré une extension de  $\sigma = 0.063^\circ \pm 0.01^\circ$ , tandis que la chaîne d’analyse du HGPS rapporte  $\sigma = 0.048^\circ \pm 0.009^\circ$ , dont la valeur est à la limite du seuil d’extension significative. En prenant  $R_{\text{spec}} = 0.15^\circ$ , la meilleure représentation spectrale de HESS J1427–608 est une loi de puissance. Avec un indice spectral très mou  $\Gamma_{\text{TeV}} = 2.85 \pm 0.22$ , le flux intégré entre 1 et 10 TeV vaut  $F_{1-10 \text{ TeV}} = (1.43 \pm 0.34) \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (ajustement effectué entre 0.4 et 68.1 TeV). Le HGPS associe HESS J1427–608 à une source *Suzaku* (Suzaku J1427–6051) dont l’étude provient d’une analyse dédiée (Fujinaga et al., 2013). Cette émission étendue ( $\sigma = 0.9' \pm 0.1'$ )

entre 2 et 8 keV a été suggérée comme la contrepartie en rayons X de HESS J1427–608, étant spatialement coïncidente avec cette dernière. La faible densité de flux  $F_X = 8.9_{-2.0}^{+3.6} \times 10^{-13}$  erg cm $^{-2}$  s $^{-1}$  et l'indice spectral mesuré très mou  $\Gamma_X = 3.1_{-0.5}^{+0.6}$  peuvent indiquer que l'énergie de coupure des photons rayonnant en synchrotron se situe en-deçà de la bande en énergie sondée par *Suzaku*. La densité de colonne estimée est de  $N_H = 1.1_{-0.25}^{+0.29} \times 10^{23}$  cm $^{-2}$ . En utilisant les informations spectrales de HESS J1427–608 apparaissant dans Aharonian et al. (2008),  $F_{\text{TeV}} \sim 4.0 \times 10^{-12}$  erg cm $^{-2}$  s $^{-1}$  et  $\Gamma_{\text{TeV}} \sim 2.16$ , Fujinaga et al. (2013) ont estimé un champ magnétique  $B \sim 5$   $\mu$ G, pouvant ajuster les données H.E.S.S. et *Suzaku*. La recherche d'un potentiel pulsar a été entreprise avec les données *XMM-Newton*, et sur 16 sources ponctuelles (entre 0.3–2.0 keV et 2–12 keV), la densité de colonne et le flux du spectre sommé de 7 d'entre elles sont bien inférieurs à ceux mesurés sur la source étendue *Suzaku*, ce qui a rendu l'association non probable. Une source compacte (MGPS J142755–605038) située proche du centre de la source H.E.S.S. a été considérée comme la potentielle contrepartie en radio par Vorster et al. (2013). L'association reste difficile dû à la faible extension de l'émission radio, comparée à celle préalablement dérivée avec les données H.E.S.S., et par l'impossibilité de reproduire les données avec des modèles leptoniques. Si la source étendue *Suzaku* est réellement associée à HESS J1427–608, son faible flux mesuré en rayons X et l'absence de contrepartie cataloguée en radio suggèrent dès lors le scénario d'une ancienne PWN. Une source du 2FGL, dont l'émission est représentée par une parabole logarithmique, avait été associée à la source H.E.S.S. Cependant, sa détection est identifiée comme confuse dans le catalogue du *Fermi*-LAT et la source n'apparaît plus dans les catalogues suivants (3FGL et 4FGL). Une étude récente avec les données Pass 8 du *Fermi*-LAT au delà de 3 GeV a révélé une source ponctuelle proche du centre de la source H.E.S.S., avec une significativité  $\sim 5.5 \sigma$  (Guo et al., 2017). L'émission, décrite par une loi de puissance, a un indice spectral dur  $\Gamma_{\text{GeV}} = 1.87 \pm 0.17$  et un flux intégré  $\Phi_{\text{GeV}} = (3.06 \pm 0.73) \times 10^{-10}$  photon cm $^{-2}$  s $^{-1}$ .

La carte en significativité de H.E.S.S., obtenue avec un rayon de corrélation de  $0.1^\circ$ , est donnée en Figure 9.1, où les sources révélées dans les données *Suzaku* et du *Fermi*-LAT sont également représentées.

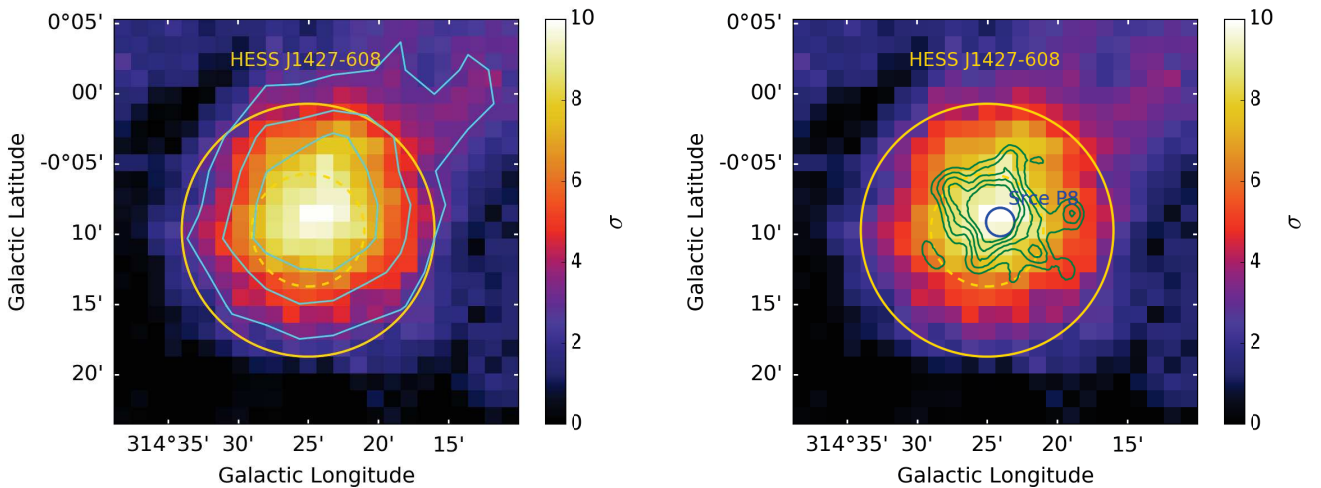


FIGURE 9.1 – (Gauche) Carte en significativité de H.E.S.S. pour un rayon de corrélation de  $0.1^\circ$  avec les contours H.E.S.S. à 3, 5 et 7  $\sigma$  (en bleu). Le  $\sigma$  de la Gaussienne et le rayon d'extraction pour l'analyse spectrale sont représentés par des cercles jaunes (traits pointillés et pleins, respectivement). (Droite) Même carte avec les contours *Suzaku* (en vert) extraits de Fujinaga et al. (2013) et la position de la source ponctuelle récemment révélée par le *Fermi*-LAT (Guo et al., 2017).

## Radio

Les instruments en radio disponibles pour l'étude de HESS J1427–608 sont au nombre de cinq : MGPS-2, SGPS, CHIPASS, Parkes et PMN. Deux sources cataloguées dans le MGPS-2 apparaissent dans le  $R_{\text{spec}}$  de HESS J1427–608 : MGPS J142755–605038, considérée dans l'étude de [Vorster et al. \(2013\)](#) et MGPS J142714–604755. Aucune région H II ou moléculaire n'est cataloguée au sein de la région d'extraction de la source H.E.S.S. Le nombre de sources cataloguées en radio étant assez important dans le champ de vue, les données CHIPASS et Parkes ne permettent pas d'obtenir des pixels non masqués pour l'estimation du fond et ne sont donc pas utilisées pour l'estimation du flux. La Figure 9.2 présente les données du MGPS-2, SGPS et du PMN ainsi que les régions d'intérêt pour l'extraction du flux et les sources cataloguées en radio. Une faible émission étendue apparaît à l'intérieur du  $R_{\text{spec}}$  de HESS J1427–608. Nous définissons deux régions pour l'extraction du flux : la région R1, englobant toute l'émission à l'intérieur du  $R_{\text{spec}}$  et excluant la source compacte MGPS J142714–604755, et la région R2, plus petite, qui ne considère que la partie de l'émission la plus brillante (cercles blancs dans la Figure 9.2). L'émission en radio au Nord Ouest du champ de vue, en dehors du  $R_{\text{spec}}$  de la source H.E.S.S. et cataloguée dans le PMN, est associée à une région H II. Le SGPS ne disposant pas de catalogue, toutes les sources cataloguées dans le MGPS-2 et le PMN ont été masquées dans les trois cartes pour l'estimation du fond.

Les résultats de l'estimation du flux radio sont donnés en Table 9.2 et l'ajustement de ces valeurs par une loi de puissance apparaît en Figure 9.3, où les limites supérieures de détection sont données à  $3\sigma$ . L'indice spectral de la région R1 est  $\alpha = -0.38 \pm 0.36$ , tandis que celui de la région R2 est  $\alpha = -0.99 \pm 0.34$ . L'abaissement du spectre dans la région R2 pourrait provenir d'une confusion avec la source compacte MGPS J142714–604755 dont la nature est inconnue (Figure 9.2, gauche). Bien que les erreurs statistiques soient assez grandes, l'indice spectral obtenu pour la région R1, englobant la totalité de l'émission, est compatible avec celui attendu pour une PWN. La faible extension de l'émission radio pourrait s'expliquer par une brillance de surface moyenne sur l'ensemble de la structure à la limite de détection.

## Rayons X

Concernant les instruments à petits champs de vue, les données disponibles proviennent de *Suzaku* et de *XMM-Newton*, dans lesquelles nous retrouvons bien la source étendue *Suzaku* et de multiples sources ponctuelles *XMM-Newton*, dont certaines ont été étudiées en détail par [Fujinaga et al. \(2013\)](#). Les temps d'observation de *Suzaku* et de *XMM-Newton* sont respectivement de  $\sim 104$  ks et de 21/22/15 ks (pour les détecteurs MOS1/MOS2/PN). Deux sources *XMM-Newton* sont cataloguées dans la région de MGPS J142755–605038 (3XMM J142754.8–605107 et 3XMM J142758.4–605114) ainsi que deux autres proches de MGPS J142714–604755 (3XMM J142708.3–604712 et 3XMM J142718.3–604904). En utilisant l'outil développé à l'IRAP, nous avons ajusté le spectre de la source 3XMM J142754.8–605107<sup>1</sup> par une loi de puissance absorbée et nous retrouvons une densité de colonne de l'ordre de  $\sim 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ , comme discuté dans [Fujinaga et al. \(2013\)](#). D'autre part, la base de données nous informe également des flux assez faibles pour chacune de ces sources ( $\sim (0.1-5.0) \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ). Le temps d'observation réduit de *XMM-Newton* peut grandement limiter la détection d'un potentiel pulsar dont l'émission serait faible.

Dans les données *ROSAT* entre 0.9 et 2.4 keV, aucun excès significatif n'est trouvé, comme illustré en Figure 9.5 (gauche). Ce résultat est cohérent avec la grande densité de colonne estimée par [Fujinaga et al. \(2013\)](#), pouvant impliquer une grande distance. L'absorption interstellaire importante empêcherait alors la détection d'un flux dans la bande 0.9–2.4 keV par *ROSAT*. La Figure 9.5

1. La seule source de celles citées précédemment dont le spectre peut être ajusté grâce à l'outil en ligne.

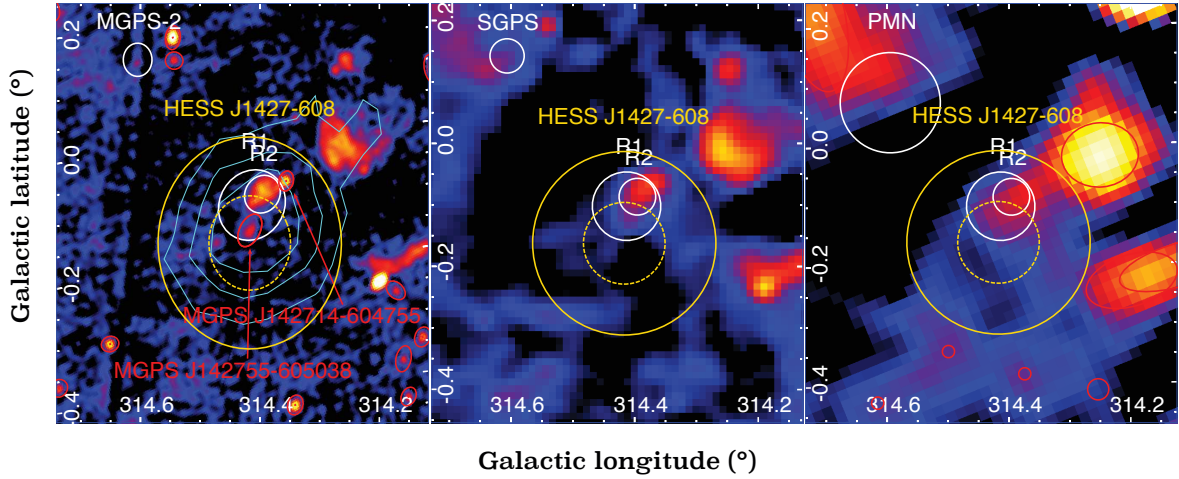


FIGURE 9.2 – Cartes des données du MGPS-2, SGPS et PMN utilisées pour l’extraction du flux dans les régions R1 et R2 (cercles blancs). Les cercles rouges représentent les sources cataloguées associées à chaque instrument. La FWHM des instruments apparaît au Nord des images. Le  $\sigma$  et le  $R_{\text{spec}}$  de HESS J1427–608 (cercles jaunes) sont représentés ainsi que les contours H.E.S.S. à 3, 5 et 7  $\sigma$  (en bleu sur la carte du MGPS-2).

	MGPS-2	SGPS	PMN
Fréquence (GHz)	0.843	1.4	4.85
rms (mJy/beam)			
R1	2.16	8.0	21.53
R2	2.17	8.1	20.9
Densité de flux (mJy)			
R1	$197.1 \pm 16.2$	$161.3 \pm 27.6$	$< 90.7$
R2	$161.6 \pm 8.9$	$96.7 \pm 16.1$	$< 64.4$

TABLE 9.2 – Résultats obtenus pour le calcul de l’estimation du flux radio, dans les régions R1 et R2 définies en Figure 9.2, avec les erreurs statistiques associées. Les limites supérieures de détection sont données à 3  $\sigma$ .

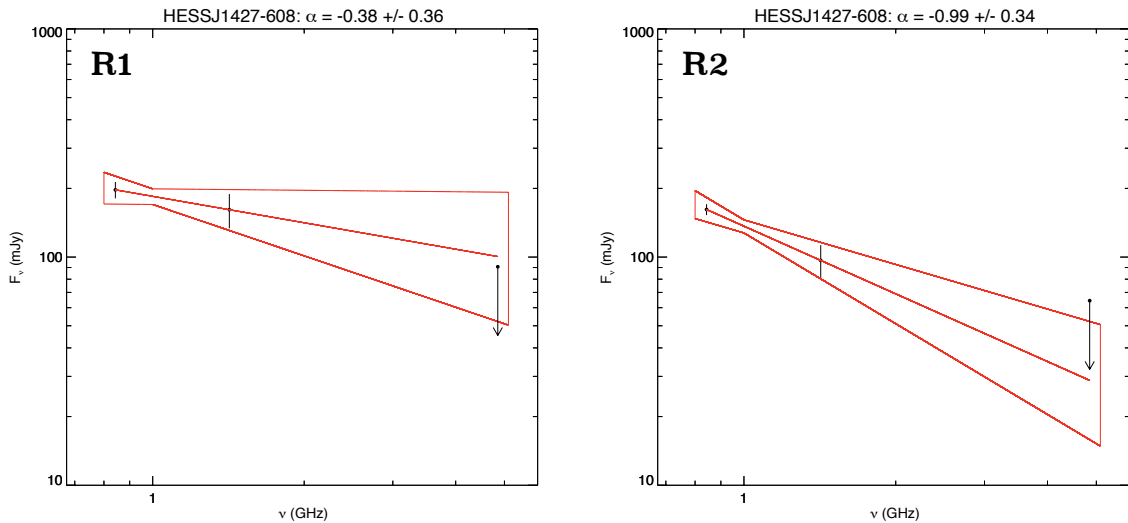


FIGURE 9.3 – Ajustements des flux radio par une loi de puissance, pour la région R1 (*gauche*) et pour la région R2 (*droite*), et en ne tenant compte que des mesures significatives. Les limites supérieures de détection sont à 3  $\sigma$ .

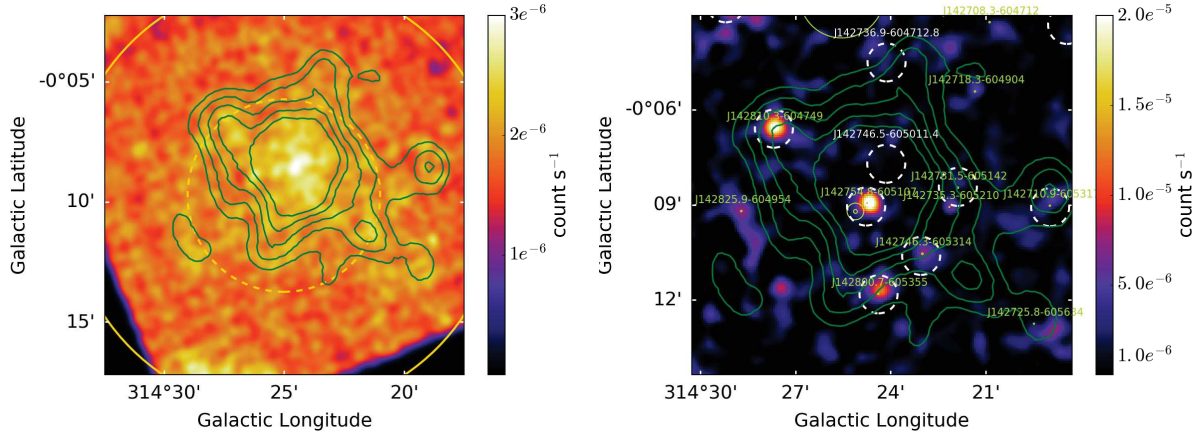


FIGURE 9.4 – Données *Suzaku* entre 0.2 et 10.0 keV (*gauche*) et données *XMM-Newton* entre 1.0 et 2.0 keV (*droite*). Les sources *XMM-Newton* cataloguées sont représentées en vert et sont entourées par un cercle blanc pointillé si elles ont été considérées dans l’analyse de Fujinaga et al. (2013). Les deux cartes sont lissées avec une Gaussienne de  $\sigma \sim 10.5''$  et les contours *Suzaku* (obtenus entre 2.0 et 8.0 keV) sont représentés en vert (Fujinaga et al., 2013) .

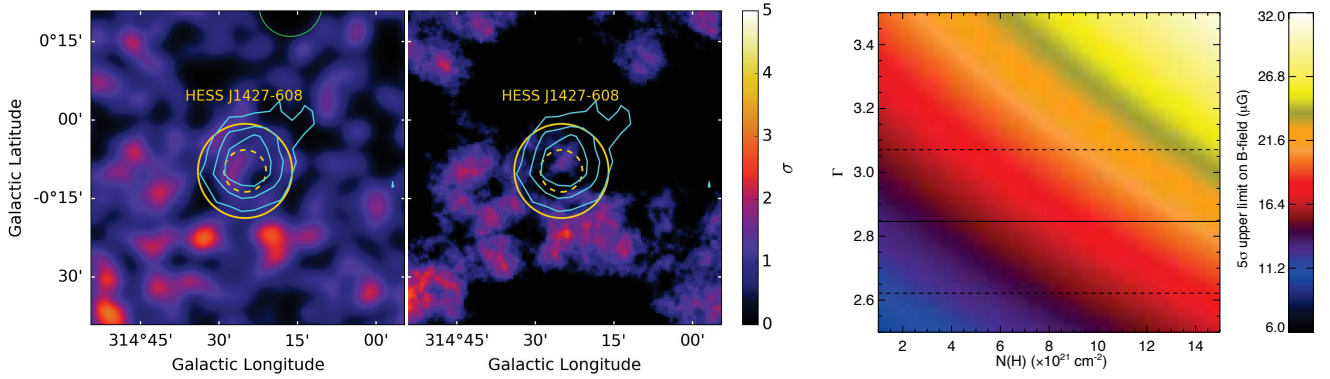


FIGURE 9.5 – (*Gauche*) Cartes en coup  $s^{-1}$  et en significativité de *ROSAT* dans la bande 0.9–2.4 keV. La source cataloguée dans le 2RXS au Nord de l’image, et masquée pour l’analyse, est représentée par un cercle vert. La première carte est lissée avec une Gaussienne de  $\sigma \sim 22''$  tandis que la seconde est obtenue en prenant  $R_{\text{corr}} = R_{\text{spec}}$ . (*Droite*) Limite supérieure à  $5\sigma$  sur le champ magnétique en fonction de l’indice spectral mesuré au TeV (lignes noires pleines et pointillées) et de la densité de colonne.

(droite) fournit la limite supérieure à  $5\sigma$  dérivée sur le champ magnétique moyen :  $B < 24.4 \mu\text{G}$  pour des densités de colonnes  $N_{\text{H}} < 1.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ . Si la source étudiée par Fujinaga et al. (2013) est associée à l’émission au TeV, les données *ROSAT* ne permettent pas de dériver des limites supérieures contraignantes sur le champ magnétique pour lequel nous avons  $B < 263.4 \mu\text{G}$  avec  $N_{\text{H}} = 1.39 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ .

Néanmoins, en utilisant le flux intégré et l’indice spectral dérivés par Fujinaga et al. (2013), le calcul du champ magnétique moyen peut s’effectuer de la même manière, l’hypothèse  $\Gamma_{\text{X}} = \Gamma_{\text{TeV}}$  étant vérifiée ( $\Gamma_{\text{X}} = 3.1_{-0.5}^{+0.6}$  et  $\Gamma_{\text{TeV}} = 2.85 \pm 0.22$ ). À partir de l’équation 8.10, nous obtenons  $B = 10.9_{-3.2}^{+4.5} \mu\text{G}$ , dont la valeur est compatible avec celles attendues pour les PWNe (Section 8.2.3).

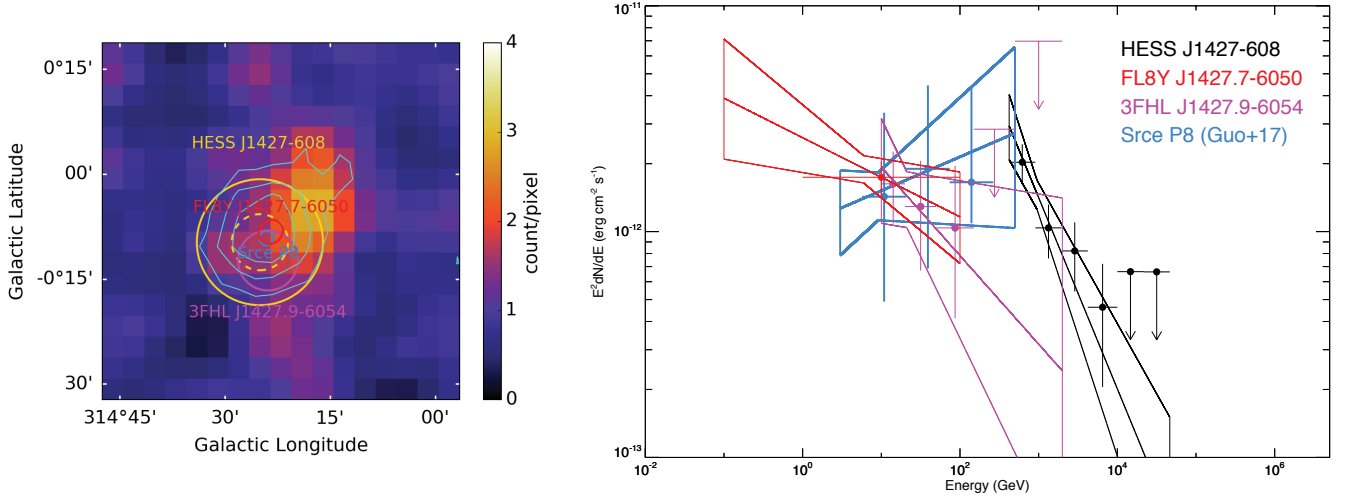


FIGURE 9.6 – (*Gauche*) Carte en coups du *Fermi*-LAT ( $E > 10$  GeV) lissée par une Gaussienne de  $\sigma = 0.05^\circ$ , où les incertitudes (à 95%) sur les positions des sources cataloguées au GeV sont représentées par des cercles. (*Droite*) Distributions spectrales en énergie de ces sources ainsi que celle de HESS J1427–608. Les limites supérieures sur le flux de la source du *Fermi*-LAT sont données à 99% et dans le cas d’une source ponctuelle, puisque la source HESS J1427–608 n’est pas résolue.

## GeV

La carte en coups obtenue avec les données du *Fermi*-LAT ( $E > 10$  GeV), ainsi que la position des sources cataloguées et leur distribution spectrale en énergie sont données en Figure 9.6. Une émission apparaît au Nord Ouest de la source H.E.S.S., tandis que les cartes résiduelles ne montrent aucune émission. En plus de la source ponctuelle révélée par Guo et al. (2017), deux sources du 4FGL et du 3FHL sont localisées à l’intérieur du  $R_{\text{spec}}$  de HESS J1427–608. Leur émission est représentée par une loi de puissance avec un indice spectral mou, tandis que l’analyse dédiée de Guo et al. (2017) a révélé une source ponctuelle avec un spectre dur, rejoignant le spectre mesuré de HESS J1427–608. Le flux mesuré par Guo et al. (2017) à 3 GeV est équivalent à celui de la source du 4FGL à cette énergie, indiquant le mélange possible entre deux contributions : un pulsar émettant aux basses énergies avec une coupure typique aux alentours de quelques GeV et une PWN, contribuant aux plus hautes énergies ( $E \gtrsim 3$  GeV).

## Lois d’échelle

Sous l’hypothèse que l’émission de HESS J1427–608 proviendrait d’une PWN, et en utilisant  $F_{1-10 \text{ TeV}} = (1.43 \pm 0.34) \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  et  $\sigma < 0.067^\circ$ , les lois d’échelle au TeV donnent :

$$\dot{E} > 1.38 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$$

$$d > 2.18 \text{ kpc}$$

Puisque la taille de la source H.E.S.S. n’est pas mesurée dans la chaîne d’analyse du HGPS, nous ne pouvons dériver qu’une limite inférieure sur la distance. Toutefois, si nous considérons la source étendue *Suzaku* comme la contrepartie de HESS J1427–608, l’extension au TeV, provenant des électrons plus âgés, peut être supposée comme supérieure ou égale à l’extension en rayons X. En considérant la taille de l’émission *Suzaku* ( $\sigma = 0.9'$ , Fujinaga et al., 2013) comme limite inférieure sur l’extension au TeV, nous obtenons :

$$\dot{E} < 1.18 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$$

$$d < 12.72 \text{ kpc}$$

L'énergie rotationnelle et la distance du pulsar sont donc bornées et en prenant  $\dot{E}_{\min} = 1.38 \times 10^{36}$  erg s<sup>-1</sup> et  $d_{\max} = 12.72$  kpc, nous avons  $\dot{E}/d^2 = 8.53 \times 10^{33}$  erg s<sup>-1</sup> kpc<sup>-2</sup>, juste en dessous du critère de détectabilité. Ce critère est d'ailleurs vérifié si nous utilisons la taille reportée par le HGPS, à la limite du seuil d'extension significative ( $\sigma = 0.048^\circ$ ). En restant conservatifs sur nos hypothèses, en considérant que la taille de la PWN au TeV est égale à celle en rayons X, nous trouvons une valeur proche du seuil, indiquant qu'il est très probable que le système puisse engendrer une PWN au TeV.

### Conclusion et perspectives

Les études précédentes ont mis en évidence deux contreparties potentielles de HESS J1427–608 : une émission étendue *Suzaku* en rayons X, et l'émission d'une source ponctuelle au GeV d'indice spectral dur, favorisant ainsi le scénario d'une PWN. Cette approche multi-longueurs d'onde a apporté plusieurs éléments renforçant ce scénario :

- en radio, avec un indice spectral mesuré  $\alpha = -0.38 \pm 0.36$
- en rayons X, avec une valeur du champ magnétique  $B \sim 11 \mu\text{G}$  (estimée avec les paramètres spectraux de l'analyse dédiée des données *Suzaku*)
- au GeV, avec une nouvelle source cataloguée (4FGL) dont le spectre mou pourrait indiquer un mélange entre la contribution d'un pulsar et de sa nébuleuse

Afin d'expliquer la densité de colonne mesurée en rayons X, il semblerait que le système soit relativement loin ( $d \gtrsim 5$  kpc), ce qui ne permet pas de poser des limites contraignantes sur le champ magnétique moyen avec les données *ROSAT*. Les paramètres morphologiques reportés dans le HGPS ne permettent de déduire qu'une limite inférieure sur la distance, en appliquant les lois d'échelle au TeV. L'extension mesurée de l'émission *Suzaku* permet néanmoins de borner les valeurs d'énergie rotationnelle et de distance du pulsar, qui indiquent la capacité probable du système à produire une PWN au TeV. D'autre part, la taille de la région la plus brillante en radio (R1) est de  $0.056^\circ$ . Si la mesure de la taille au TeV  $\sigma = 0.048^\circ \pm 0.009^\circ$  est confirmée par une analyse dédiée, l'émission radio aurait une extension compatible avec celle de l'émission au TeV et pourrait ainsi être la contrepartie aux plus basses énergies de HESS J1427–608. En revanche, si l'émission radio n'est pas associée à l'émission au TeV, il se pourrait bien que la source H.E.S.S. soit une PWN très évoluée, dont l'émission radio serait trop faible pour être détectée dans les balayages Galactiques des instruments actuels. De nouveaux éléments de réponse pourraient être apportés avec :

- une analyse dédiée des données du *Fermi*-LAT à basse énergie, afin de possiblement révéler une source avec un spectre de type pulsar
- la recherche du potentiel pulsar par des observations profondes *XMM-Newton* et *Chandra*
- l'application des lois d'échelle en rayons X, reliant la luminosité de la PWN et du pulsar (Li et al., 2008). Ces lois d'échelle permettraient de savoir si l'émission du pulsar aurait dû être vue dans les données *XMM-Newton* – sous l'hypothèse que la source *Suzaku* soit une PWN
- une analyse H.E.S.S. dédiée permettant d'estimer la taille de la source, pour contraindre la distance et savoir si l'extension en radio serait compatible avec l'extension au TeV.

### 9.2.2 HESS J1457–593

HESS J1457–593 est une source nouvellement révélée dans la chaîne d’analyse du HGPS mais sa découverte a été préalablement annoncée durant une conférence par [Hofverberg et al. \(2010\)](#). Avec une détection de  $\sqrt{TS} \sim 12.5$ , la taille de la Gaussienne représentant l’émission de HESS J1457–593 est  $\sigma = 0.33^\circ \pm 0.05^\circ$  ( $l = 318.35^\circ \pm 0.05^\circ$  et  $b = -0.42^\circ \pm 0.04^\circ$ ). En prenant  $R_{\text{spec}} = 0.5^\circ$ , le meilleur modèle spectral est celui d’une loi de puissance, de flux intégré  $F_{1-10 \text{ TeV}} = (1.4 \pm 0.2) \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  et d’indice spectral  $\Gamma_{\text{TeV}} = 2.52 \pm 0.14$ .

Le SNR radio G318.2+0.1 se trouve à proximité, de taille  $40' \times 35'$ , et est caractérisé par deux arcs non-thermiques au Nord et Sud Est de son extension. La séparation angulaire entre le SNR et le centre de la source H.E.S.S. est de  $\sim 0.4^\circ$ , et le Sud du SNR recouvre une petite partie de l’extension au TeV. [Hofverberg et al. \(2010\)](#) ont suggéré que l’origine de l’émission au TeV puisse provenir d’un nuage moléculaire illuminé par des CRs s’échappant de G318.2+0.1 (Section 8.1.3) et ont reporté la présence d’hydrogène moléculaire, tracé par le CO, intégré entre  $-54.5 \text{ km s}^{-1}$  et  $-32.5 \text{ km s}^{-1}$  et piqué à  $V_{\text{LSR}} = 42.0 \text{ km s}^{-1}$  avec les données du relevé de [Dame et al. \(2001\)](#). Sous l’hypothèse d’une distance de  $3.5 \pm 0.2 \text{ kpc}$ , la distance proche correspondant à  $42.0 \text{ km s}^{-1}$ , la masse de ce nuage moléculaire géant (GMC, *Giant Molecular Cloud*), de taille  $1.8^\circ \times 1.1^\circ$ , a été estimée à  $3 \times 10^5 M_\odot$  et la densité à  $\sim 40 \text{ cm}^{-3}$ . La carte en significativité du HGPS est donnée en Figure 9.7, révélant une morphologie au TeV plus complexe qu’une simple Gaussienne.

Dans la carte en significativité de H.E.S.S., obtenue avec un rayon de corrélation de  $0.1^\circ$  (non montrée ici), les parties Nord et Sud Est du SNR atteignent  $\sim 4.7$  et  $4 \sigma$ . Une étude avec les données *BeppoSAX* a révélé une émission en rayons X sur le bord de la coquille au Nord mais une analyse plus détaillée est nécessaire pour confirmer cette détection ([Bocchino et al., 2001](#)).

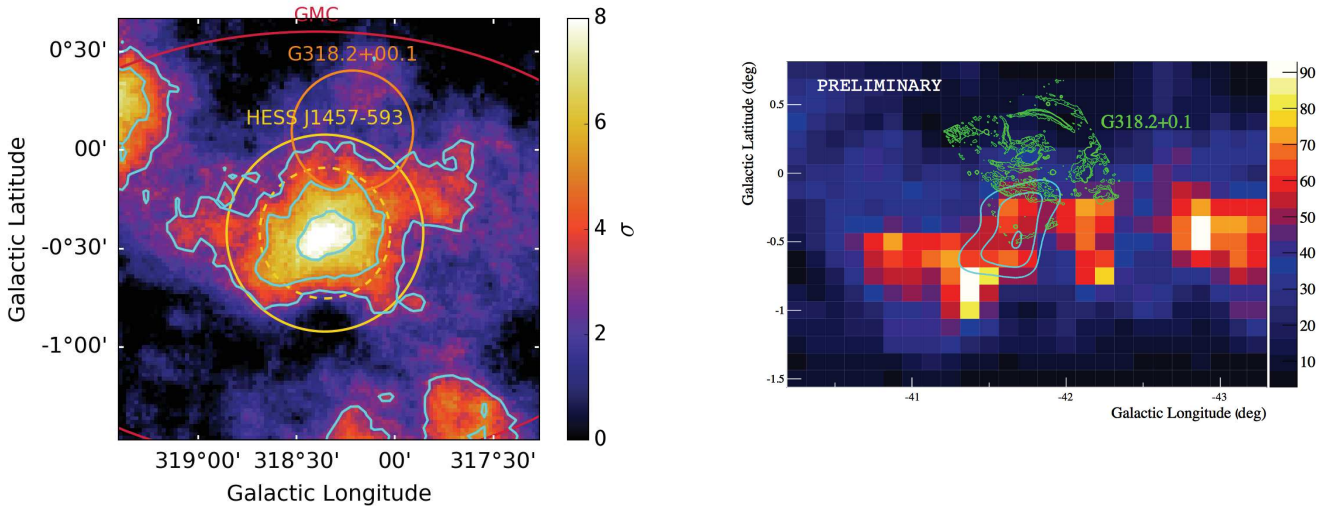


FIGURE 9.7 – (*Gauche*) Carte en significativité du HGPS ( $R_{\text{corr}} = 0.2^\circ$ ) avec les contours à 3, 5 et 7  $\sigma$  (en bleu). Le SNR G318.2+0.1 ainsi que le GMC (dont les paramètres morphologiques sont ceux reportés dans le HGPS) sont représentés respectivement par des cercles orange et rouge. Le  $\sigma$  et le  $R_{\text{spec}}$  de la source H.E.S.S. apparaissent en cercles jaunes (traits pointillés et pleins). (*Droite*) Carte des raies d’émission en CO(1–0) intégrée entre  $-54.5 \text{ km s}^{-1}$  et  $-32.5 \text{ km s}^{-1}$ . Les contours de la carte d’excès H.E.S.S. sont représentés en bleu et ceux du SNR provenant du MGPS (843 MHz) en vert. Figure extraite de [Hofverberg et al. \(2010\)](#).



## Radio

Les données du MGPS-2, SGPS, CHIPASS, Parkes et PMN montrent des blocs d'émission difficiles à associer à HESS J1457–593. Plusieurs sources cataloguées du MGPS-2 et du PMN sont localisées à proximité de la source H.E.S.S., comme illustré en Figure 9.8, dans laquelle nous montrons les contours H.E.S.S. obtenus de la carte corrélée à  $0.1^\circ$  pour y faire apparaître de plus fins détails. Aucune de ces émissions ne semble être associée à la source H.E.S.S. et leurs structures ressemblent à un ensemble de gaz ou de nuages, confirmé par la présence de nombreuses régions H II et moléculaires dans la région (Figure 9.8, droite). Bien qu'il soit délicat d'associer ces émissions étendues à la source H.E.S.S., nous avons tout de même dérivé l'indice spectral de ces régions et avons obtenu des indices spectraux positifs ( $\alpha = 0.38 \pm 0.01$  et  $\alpha = 0.29 \pm 0.01$  pour les deux régions les plus brillantes au Sud Ouest, cataloguées dans le PMN). Les cartes Planck aux hautes fréquences montrent également une émission au delà de 100 GHz, ce qui semble être la signature d'émissions thermiques. Les sources cataloguées dans le WISE, la morphologie difficile à associer à la source H.E.S.S. et les indices spectraux positifs sont en accord pour indiquer que la nature de l'émission en radio n'est autre que thermique. Toutefois, pour une source au TeV de  $\sigma = 0.33^\circ$  ( $R_{\text{spec}} = 0.5^\circ$ ), il peut s'avérer difficile pour les instruments radio de révéler une structure à si grande échelle avec autant de confusion de sources dans la région.

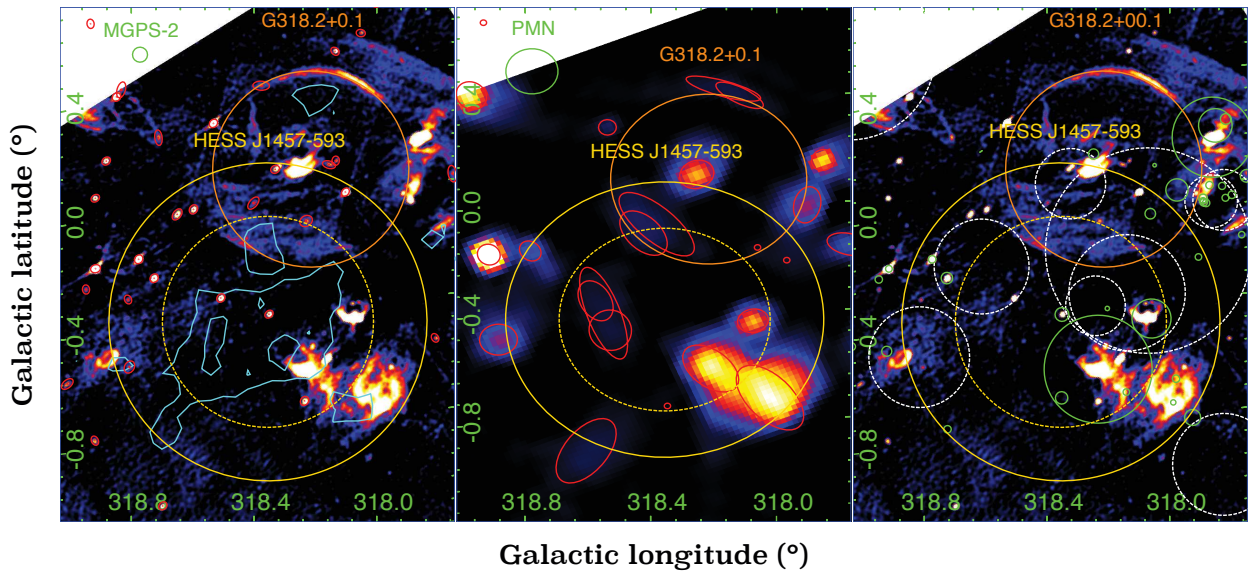


FIGURE 9.8 – (*Gauche et centre*) Données radio du MGPS-2 et du PMN. Les sources cataloguées sont représentées par des cercles rouges et les contours H.E.S.S. à  $3$  et  $5\sigma$ , obtenus avec un rayon de corrélation de  $0.1^\circ$ , sont représentés en bleu sur la carte du MGPS-2. Les cercles jaunes et orange représentent respectivement le  $\sigma$ , le  $R_{\text{spec}}$  de HESS J1457–593 et le SNR G318.2+0.1. (*Droite*) Données du MGPS-2 avec la position des régions H II cataloguées dans le WISE (cercles verts) et celles des nuages moléculaires (cercles pointillés blancs, Rice et al., 2016).

Puisqu'aucun indice spectral n'a encore été dérivé pour G318.2+0.1, nous avons défini deux régions pour l'extraction du flux : la partie de la coquille au Nord ( $\sim 4.7\sigma$  dans les données H.E.S.S.) et le SNR dans son entièreté. Nous avons masqué toutes les sources cataloguées dans chaque carte, au vu des nombreuses émissions cataloguées dans le PMN et non dans le MGPS-2. Seules les données avec la meilleure résolution angulaire (MGPS-2, SGPS et PMN) ont pu être utilisées pour l'extraction du flux. L'indice spectral obtenu sur le bord de la coquille est de  $\alpha = -0.53 \pm 0.11$ , tandis qu'il se durcit  $\alpha = -0.38 \pm 0.04$  lorsque nous considérons l'entièreté du SNR

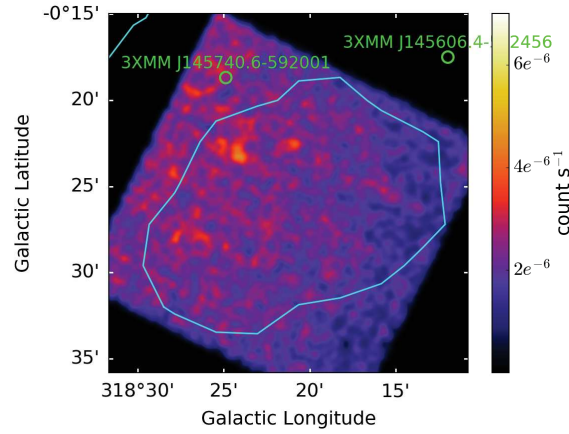


FIGURE 9.9 – Données *Suzaku* (0.2–12.0 keV) lissées avec une Gaussienne de taille  $\sigma \sim 10.5''$ . Les positions des sources *XMM-Newton* cataloguées sont représentées par des cercles verts (agrandis pour des aspects visuels) et les contours H.E.S.S. ( $R_{\text{corr}} = 0.2^\circ$ ) à 3 et 5  $\sigma$  apparaissent en bleu.

pour l'estimation du flux. Ce redressement du spectre peut être dû à l'émission proche du centre du SNR et potentiellement d'origine thermique. Le catalogue de [Green \(2017\)](#) caractérise le SNR G318.2+0.1 en radio comme une coquille dont l'émission est faible, avec une région H II au centre. Une limite inférieure sur la densité de flux de 3.9 Jy (à 1 GHz) est reportée dans le catalogue, bien que notée d'incertaine et aucun indice spectral n'est disponible. En considérant l'entière du SNR, nous obtenons des valeurs de flux compatibles de  $\sim 4.2$  Jy et 2.4 Jy respectivement à 0.843 et 1.4 GHz. Les indices spectraux obtenus sont également compatibles avec les valeurs typiques attendues pour les SNRs.

## Rayons X

Concernant les instruments à petit champ de vue, aucune observation n'est disponible sur HESS J1457–593 à l'exception de *Suzaku*, dont la seule observation a une durée de  $\sim 31$  ks. Comme le montre la Figure 9.9, aucune émission n'apparaît au sein des contours de H.E.S.S., à l'exception d'une faible et petite structure, dont nous ignorons la nature et la réalité physique. La base de données Simbad ne reporte rien à cette position là. Les cartes en significativité de Integral/IBIS et de *Swift*/BAT ne montrent également aucune émission significative. Deux sources *XMM-Newton* sont cataloguées à l'intérieur (ou proche) du champ de vue de *Suzaku*, dont la détection provient d'observations non-pointées – lors d'un changement de position du satellite – que nous ne récupérons pas. L'absence d'observations profondes et dédiées en rayons X ne permet pas de conclure quant à la possible présence d'émission non-thermique au coeur de HESS J1457–593.

Avec les données *ROSAT*, dans lesquelles aucun excès significatif n'est présent, le champ magnétique moyen est assez bien contraint et, pour des densités de colonne  $N_{\text{H}} < 1.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ , nous obtenons  $B < 11.6 \mu\text{G}$  (Figure 9.10). Au Sud du SNR G318.2+0.1, se situe une source *ROSAT* (2RXS J145540.3–591320), spatialement coïncidente avec une source *Swift*, *XMM-Newton* et proche d'une source *ASCA*, mais la base de données Simbad indique la présence d'une étoile à cette position là.

## GeV

Les cartes en coups et résiduelles du *Fermi*-LAT ne montrent pas d'émission pour  $E > 10$  GeV et  $E > 50$  GeV. Aucune source au GeV n'est cataloguée à l'intérieur du  $R_{\text{spec}}$  de HESS J1457–593.

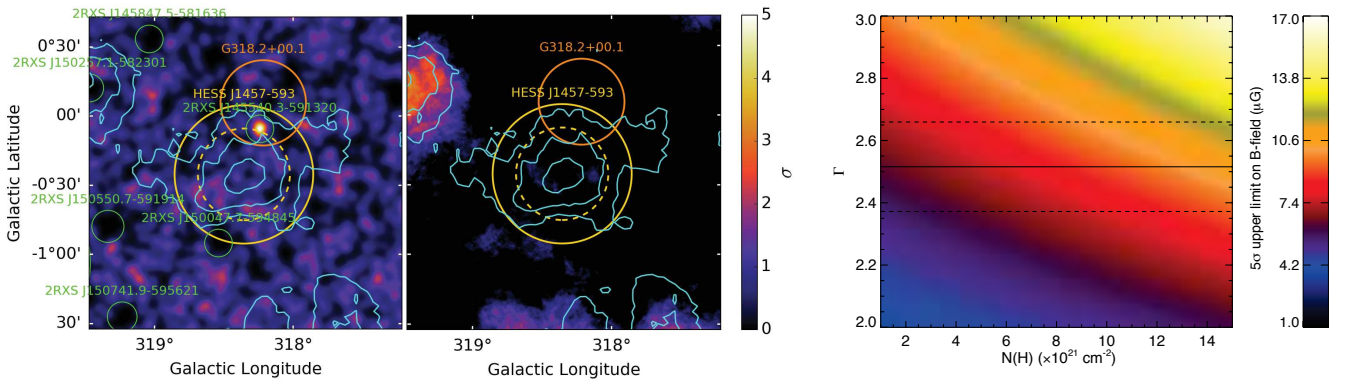


FIGURE 9.10 – (*Gauche*) Carte en coup  $s^{-1}$  (lissée avec une Gaussienne de  $\sigma \sim 22''$ ) après masquage des sources cataloguées et carte en significativité ( $R_{\text{corr}} = R_{\text{spec}}$ ) obtenues avec les données *ROSAT* dans la bande 0.9–2.4 keV. Les contours et les cercles sont les mêmes que pour la Figure 9.7. (*Droite*) Limite supérieure à  $5\sigma$  sur le champ magnétique moyen.

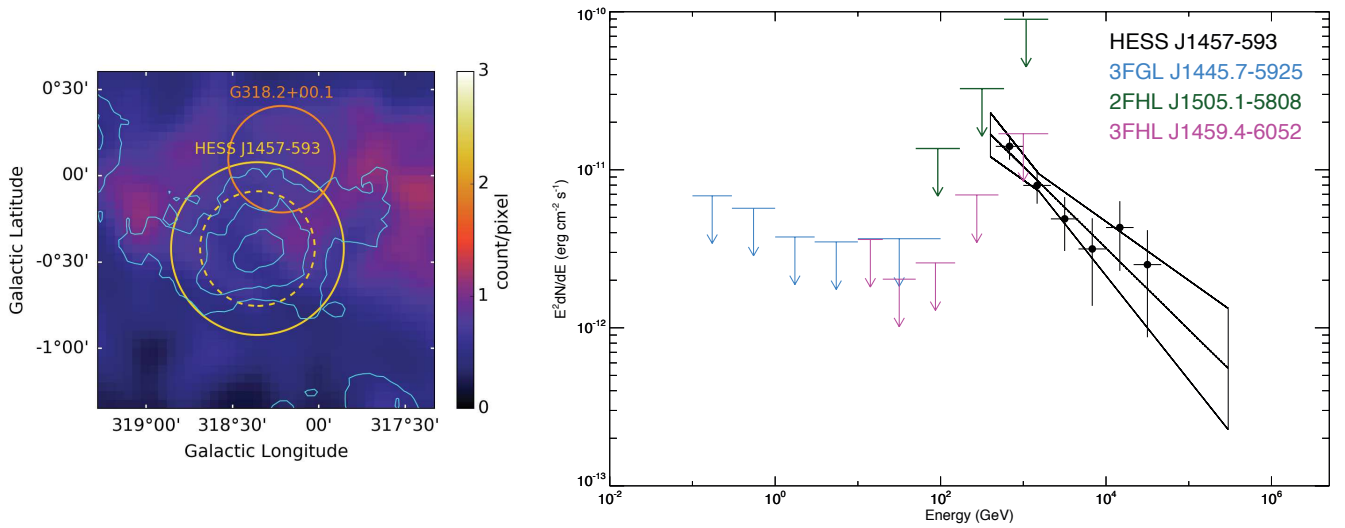


FIGURE 9.11 – (*Gauche*) Carte en coups du *Fermi*-LAT ( $E > 10$  GeV) lissée avec une Gaussienne de taille  $\sigma = 0.1^\circ$ . Les cercles et contours sont les mêmes que ceux de la Figure 9.7. (*Droite*) SED de HESS J1457–593 et limites supérieures sur le flux (à 99%) en considérant la taille de la source H.E.S.S. et calculées à partir des spectres des sources les plus proches du 3FGL, 2FHL et 3FHL, respectivement à  $1.51^\circ$ ,  $1.64^\circ$  et  $1.44^\circ$  du centre de HESS J1457–593.

Nous avons donc dérivé des limites supérieures sur le flux en se basant sur les spectres des sources les plus proches et en tenant compte de la taille de la source H.E.S.S. Les contraintes obtenues sont présentées en Figure 9.11 en utilisant chaque catalogue (3FGL, 2FHL, 3FHL) et correspondant à des sources situées à  $\sim 1.5^\circ$  du centre de HESS J1457–593. Les limites supérieures obtenues du 2FHL et du 3FHL semblent indiquer un spectre très dur au GeV. Cependant, nous gardons à l'esprit que ces limites supérieures peuvent ne pas être représentatives du niveau de fond au GeV sur des échelles de  $\sim 1.5^\circ$ , étant donné la position de la source H.E.S.S. dans le plan Galactique.

### Lois d'échelle

Si l'origine de l'émission est associée à une PWN, en utilisant  $F_{1-10 \text{ TeV}} = (1.41 \pm 0.20) \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  et  $\sigma = 0.33^\circ \pm 0.04^\circ$ , l'énergie rotationnelle du pulsar serait de :

$$\dot{E} = 0.95 [0.45 - 2.78] \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$$

ce qui impliquerait une distance :

$$d = 0.98 [0.58 - 2.20] \text{ kpc}$$

Dès lors, le critère  $\dot{E}/d^2$  serait satisfait pour pouvoir engendrer une PWN détectable au TeV.

### Conclusions et perspectives

Sans contrepartie en radio, en rayons X et au GeV, HESS J1457–593 semble être le parfait exemple d'une *dark TeV source* (Section 8.1.3). Cependant, le temps d'exposition modéré de la seule observation *Suzaku* disponible ( $\sim 31$  ks) et l'absence d'observations avec plusieurs instruments ne nous permettent pas de sonder la présence d'un possible rayonnement synchrotron. Il serait dès lors très intéressant de mener une campagne d'observation en rayons X sur cette source intrigante. Nous prévoyons de faire une proposition d'observation avec *XMM-Newton* afin de révéler la nature de cette source. Si l'émission de HESS J1457–593 provient réellement d'un nuage moléculaire illuminé par des CRs s'échappant de G318.2+0.1, il serait peut-être possible de détecter le rayonnement synchrotron (a priori faible) des particules secondaires. Si tel est le cas, ce résultat constituerait la première preuve observationnelle du scénario envisagé pour expliquer l'origine des *dark TeV sources*.

Il sera intéressant de savoir si le SNR G318.2+0.1 sera détecté par CTA. Il n'est cependant pas détecté par le *Fermi*-LAT, qui a reporté une limite supérieure sur le flux intégré entre 1 et 100 GeV peu contraignante  $UL_{99\%} = 8.3 \times 10^{-10} \text{ photon cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  sous l'hypothèse  $\Gamma = 2$  (Acerro et al., 2016b). Toutefois, si les deux émissions localisées au Nord et Sud Est de la coquille, à ce jour à  $\sim 4 \sigma$  dans les données H.E.S.S., sont confirmées et non-corrélées avec l'émission de la coquille en radio, cela pourrait indiquer une origine hadronique de l'émission en  $\gamma$ . Cela apporterait un léger argument en faveur du scénario du nuage moléculaire illuminé quant à l'origine de l'émission de HESS J1457–593, qui restera cependant à confirmer par une étude spectrale au GeV détaillée.

Pour conclure, des indices quant à la nature de la source H.E.S.S. peuvent déjà se trouver dans le domaine des rayons X, afin de révéler ou non la présence d'électrons accélérés, et par une analyse spectrale avec les données du *Fermi*-LAT.

### 9.2.3 HESS J1458–608

L'émission de HESS J1458–608 est représentée par une Gaussienne de taille  $\sigma = 0.37^\circ \pm 0.03^\circ$ , située à  $l = 317.95^\circ \pm 0.05^\circ$  et  $b = -1.70^\circ \pm 0.05^\circ$ , et de significativité  $\sqrt{TS} = 11.5$ . Son émission est décrite par une loi de puissance avec  $F_{1-10 \text{ TeV}} = (5.28 \pm 1.30) \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  et  $\Gamma_{\text{TeV}} = 1.81 \pm 0.14$  pour  $R_{\text{spec}} = 0.5^\circ$  (entre 0.5 et 51.1 TeV). Près de son centre se situe le pulsar PSR J1459–6053, détecté par le *Fermi*-LAT, avec une énergie rotationnelle  $\dot{E} = 9.1 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$  (Ray et al., 2011) et un âge caractéristique  $\tau_c = 64 \text{ kyr}$  (Marelli et al., 2011). Une émission ponctuelle faible dans les données *Swift*/XRT de 6 ks a été trouvée, décalée du pulsar de  $\sim 9.8''$  et suggérant une potentielle contrepartie (Ray et al., 2011). Une étude avec les données *XMM-Newton*

d'un total de  $\sim 50$  ks a révélé l'émission du pulsar, dont le meilleur modèle spectral est celui d'une loi de puissance avec  $F_X = (9.8 \pm 1.2) \times 10^{-14}$  erg cm $^{-2}$  s $^{-1}$ ,  $\Gamma_X = 2.10_{-0.85}^{+1.24}$  (0.2–10.0 keV) et une densité de colonne de  $N_H = 6.4_{-5.1}^{+8.9} \times 10^{21}$  cm $^{-2}$  (Pancrazi et al., 2012). Puisque le pulsar n'est pas détecté en radio et que sa distance est inconnue, HESS J1458–608 n'a pas été considérée comme candidate PWN dans H. E. S. S. Collaboration et al. (2018b). La source fait partie des 16 sources nouvellement révélées par H.E.S.S., bien que préalablement annoncée à une conférence (de los Reyes et al., 2012). La recherche de l'émission de la PWN dans les données du *Fermi*-LAT n'a reporté que des limites supérieures sur le flux entre 10 et 316 GeV (Acero et al., 2013). Hormis la source 3FGL J1459.4–6053 associée au pulsar, le HGPS associe également HESS J1458–608 à la source 3FGL J1456.7–6046, dont le spectre est représenté par une parabole logarithmique, typique des blazars. Décalée du centre de la source H.E.S.S. de  $\sim 0.3^\circ$ , l'association physique entre les deux sources n'est pas claire. La Figure 9.12 illustre la carte en significativité de HESS J1458–608, où la position du pulsar est également représentée, ainsi que celle de la source 3FGL J1456.7–6046.

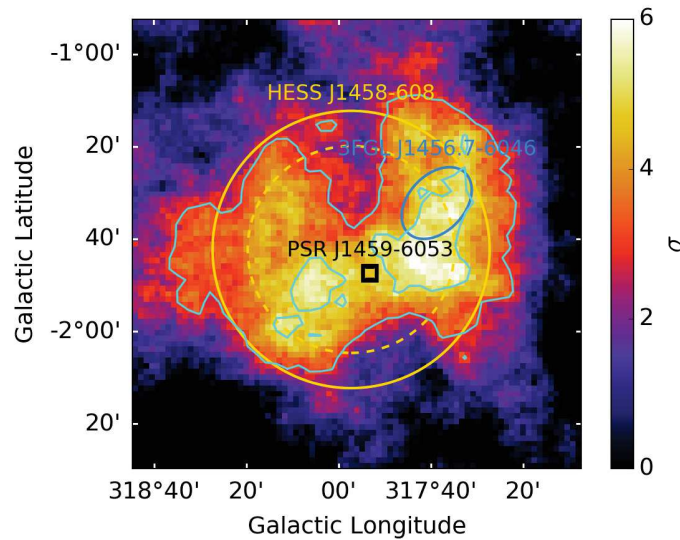


FIGURE 9.12 – Carte en significativité du HGPS (contours en bleu à 3 et 5  $\sigma$ ), obtenue avec un rayon de corrélation de  $0.2^\circ$ . La position du pulsar  $\gamma$  PSR J1459–6053 est représentée par un carré noir. Le cercle bleu correspond à l'incertitude sur la position de la source 3FGL J1456.7–6046.

## Radio

Les données que nous pouvons exploiter proviennent du MGPS-2, de Parkes et du PMN. Une émission apparaît également dans la carte CHIPASS, à l'Ouest de la source H.E.S.S., mais nous ne pouvons pas utiliser ces données dû à la PSF modérée de l'instrument, qui ne permet pas d'obtenir assez de pixels pour l'estimation du fond après masquage des sources cataloguées. Les données Planck aux basses et hautes fréquences ne montrent aucune émission. Deux émissions étendues distinctes apparaissent dans les cartes utilisées (Figure 9.13) définissant ainsi les deux régions d'extraction du flux : une proche du pulsar (R1) et une autre à l'Ouest de la source H.E.S.S. (R2), spatialement coïncidente avec la source 3FGL J1456.7–6046. Deux sources cataloguées dans le MGPS-2 et le PMN sont situées proche du pulsar (MGPS J145918–605156 et PMN J1459–6052). Dans les régions qui nous intéressent ici, deux sources cataloguées dans le PMN apparaissent également dans la région Ouest de la source (PMN J1455–6044 et PMN J1456–6051). Les deux émissions radio au Sud de la source peuvent être reliées à des radio galaxies et leurs structures ne sont pas corrélées

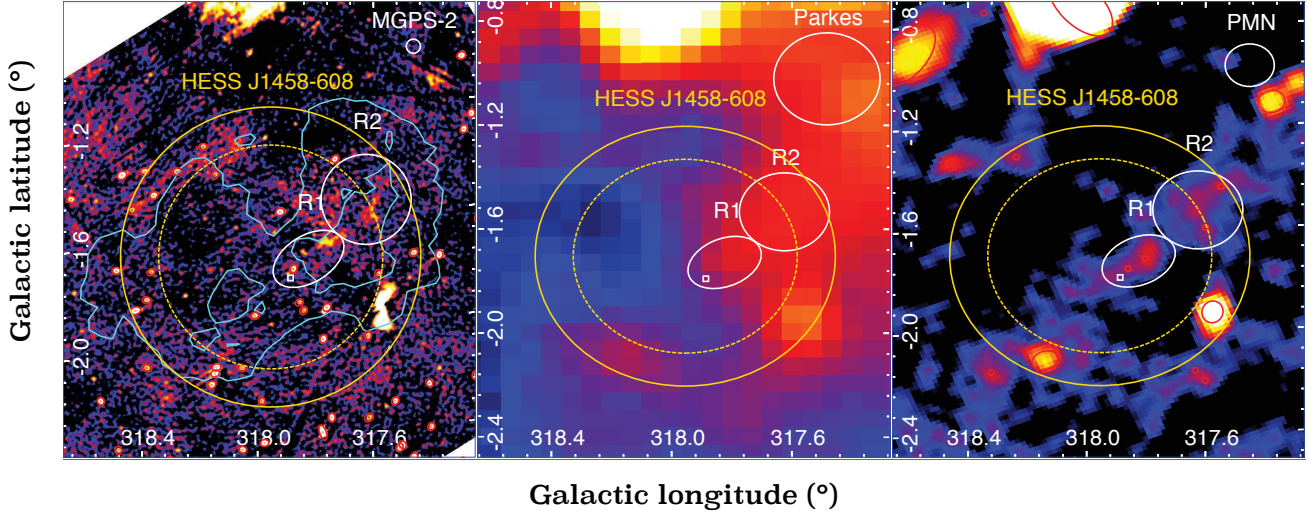


FIGURE 9.13 – Images radio du MGPS-2, de Parkes et du PMN. Les sources cataloguées en radio sont représentées par des cercles rouges, et la position du pulsar par un carré blanc. Les cercles blancs correspondent aux régions d'extraction du flux, notées R1 et R2. Les contours H.E.S.S. ( $R_{\text{corr}} = 0.2^\circ$ ) à 3 et 5  $\sigma$  apparaissent sur la carte du MGPS-2.

	MGPS-2	Parkes	PMN
Fréquence (GHz)	0.843	2.4	4.85
rms (mJy/beam)			
R1	1.6	75.0	11.7
R2	1.6	219.5	17.4
Densité de flux (mJy)			
R1	$195.4 \pm 22.5$	$< 292.6$	$90.7 \pm 27.2$
R2	$270.2 \pm 32.5$	$< 1113.7$	$164.7 \pm 54.8$

TABLE 9.3 – Résultats obtenus pour le calcul du flux radio, avec les erreurs statistiques associées. La région R1 correspond à l'émission étendue proche du pulsar tandis que le région R2 est localisée à l'Ouest de la source H.E.S.S. (Figure 9.13). Les limites supérieures de détection sont données à 3  $\sigma$ .

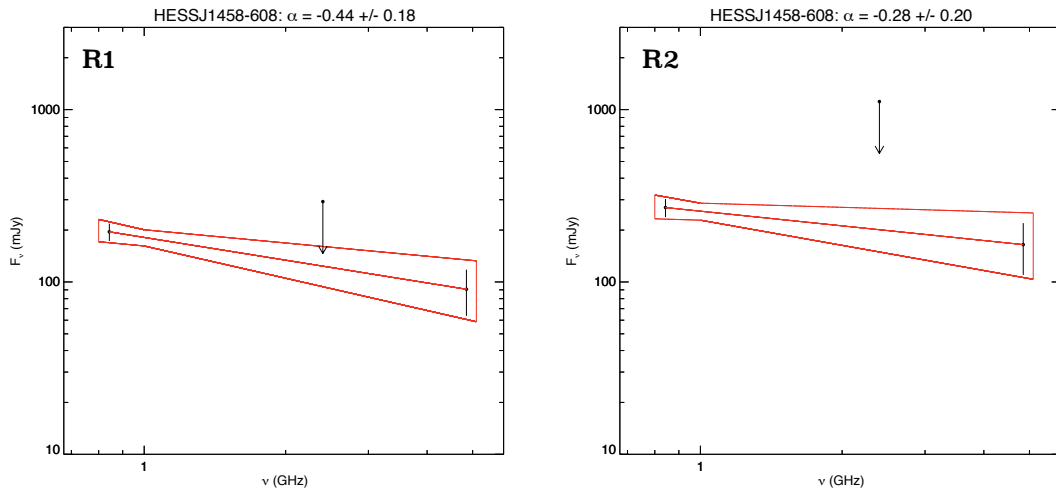


FIGURE 9.14 – Résultats de l'ajustement des flux radio par une loi de puissance pour la région R1, proche du pulsar (*gauche*), et la région R2, à l'Ouest de la source H.E.S.S. (*droite*). Les limites supérieures de détection sont données à 3  $\sigma$ .

avec l'émission au TeV de HESS J1458–608. Aucune région H II ou de nuage moléculaire n'est cataloguée à l'intérieur du  $R_{\text{spec}}$  de HESS J1458–608. Toutes les sources cataloguées (MGPS-2, Parkes, PMN) ont été masquées dans les données de chaque instrument. La Table 9.3 reporte les estimations de flux obtenues, et l'ajustement par une loi de puissance est donné en Figure 9.14.

L'indice spectral radio de la région R1 est de  $\alpha = -0.44 \pm 0.18$ , similaire aux valeurs obtenues pour les SNRs mais toutefois compatible avec les indices spectraux mesurés pour les PWNe, au vu de l'incertitude relativement grande. Quant à la région R2, l'interprétation du résultat n'est pas évidente. L'indice spectral  $\alpha = -0.28 \pm 0.20$  est plus proche des valeurs attendues pour les PWNe mais l'émission n'est pas assez brillante dans les images pour y discerner une structure évidente. De plus, il n'est pas clair si cette émission radio pourrait être reliée à la source au TeV.

## Rayons X

Le pulsar est vu dans les données *Chandra*, *Swift*/XRT, *XMM-Newton* et *Suzaku*. Une source *XMM-Newton* est cataloguée (correspondant à la source étudiée par Pancrazi et al., 2012) et est associée au pulsar, comme le montre la Figure 9.15 (gauche). Deux sources *Chandra* sont localisées également proche du pulsar mais il n'est pas certain qu'elles soient associées au pulsar PSR J1459–6053. Une source *Swift*/XRT est cataloguée proche du pulsar et a été étudiée par Ray et al. (2011). Aucune émission étendue pouvant être associée à une PWN n'est visible dans les cartes, à l'exception d'une faible structure dans les données *Suzaku* (Figure 9.15, droite). Il est cependant difficile de savoir si l'émission est due à un réel signal où à des fluctuations du fond.

Dans les données *ROSAT*, la source semble faire partie d'une structure diffuse à grande échelle, visible dans les cartes en coups et en significativité, présentées en Figure 9.16 (gauche). En utilisant la densité de colonne dérivée pour le pulsar  $N_{\text{H}} = 6.4_{-5.1}^{+8.9} \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  (Pancrazi et al., 2012), la limite supérieure à  $5 \sigma$  sur le champ magnétique moyen est  $B < 10.1 \mu\text{G}$  (Figure 9.16, droite), cohérent avec celui d'une PWN.

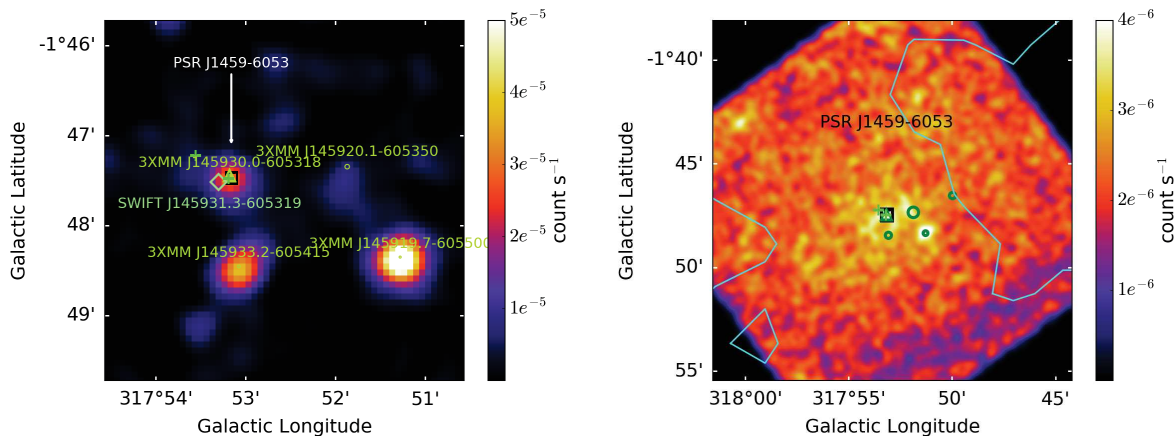


FIGURE 9.15 – (Gauche) Données *XMM-Newton* (1.0–2.0 keV,  $\sim 43$  ks) lissées avec une Gaussienne de taille  $7.2''$ . Les sources *XMM-Newton* sont représentées par des cercles, à l'exception de celle correspondant au pulsar dont la position est représentée par un triangle. Les croix représentent les positions des sources *Chandra* les plus proches du pulsar, et le losange correspond à la source *Swift*/XRT étudiée par Ray et al. (2011). (Droite) Données *Suzaku* (0.2–10.0 keV,  $\sim 42$  ks) lissées avec une Gaussienne de taille  $10.4''$ , avec la position des sources *XMM-Newton* (cercles et triangle verts) et des deux sources *Chandra* (croix) indiquées.

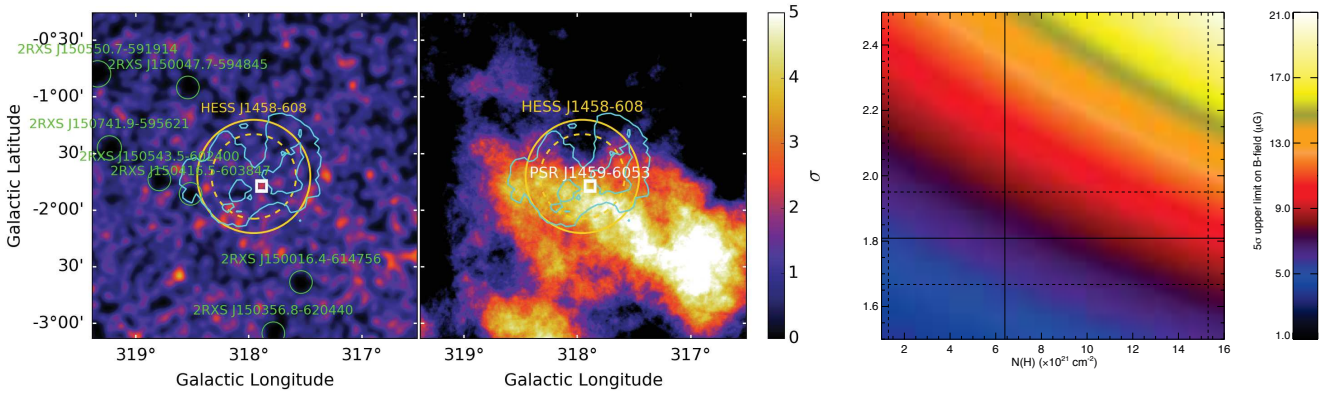


FIGURE 9.16 – (*Gauche*) Carte en coup  $s^{-1}$  *ROSAT* (0.9–2.4 keV) lissée avec une Gaussienne de  $\sigma \sim 22''$  après masquage des sources cataloguées et carte en significativité, en prenant  $R_{\text{corr}} = R_{\text{spec}}$ . (*Droite*) Limite supérieure à  $5\sigma$  sur le champ magnétique moyen en fonction de l'indice spectral au TeV et de la densité de colonne. Les valeurs de l'indice spectral et de la densité de colonne (traits pleins) ainsi que leurs erreurs associées (pointillés) proviennent respectivement du HGPS et de l'étude sur le pulsar de [Pancrazi et al. \(2012\)](#).

## GeV

Les cartes en coups du *Fermi*-LAT ( $E > 10$  GeV) sont présentées en Figure 9.17. Des émissions proches du pulsar et de la source 3FGL J1456.7–6046 sont visibles mais disparaissent au delà de  $E > 50$  GeV. L'émission proche de la source 3FGL J1456.7–6046 peut également être associée à une structure du diffus Galactique. Trois sources du *Fermi*-LAT sont cataloguées proche du pulsar (3FGL, 4FGL, 3FHL), lui-même catalogué dans le deuxième catalogue des pulsars du *Fermi*-LAT (2PC, [Abdo et al., 2013](#)). Les SEDs obtenues sont typiques de celles des pulsars, avec une énergie de coupure  $E_{\text{cut}} \lesssim 10$  GeV (Figure 9.18). Les deux sources à l'Ouest de la source H.E.S.S. sont spatialement coïncidentes avec l'émission radio étendue étudiée précédemment (région R2). La source du 3FGL a un spectre représenté par une parabole logarithmique, tandis que celui de la source du 4FGL est décrit par une loi de puissance, avec un indice spectral dur. L'interprétation de ces spectres est délicate car celui de la source du 4FGL semble rejoindre celui mesuré par H.E.S.S., mais les sources sont séparées de  $\sim 0.3^\circ$ . De plus, il est étrange que le 4FGL ne retrouve pas une source de même spectre que celui de la source du 3FGL, qui est  $\sim 20$  fois plus brillante à 1 GeV. Cependant, nous gardons à l'esprit que ce catalogue n'est encore que préliminaire. Que ce soit la source du 3FGL ou du 4FGL qui ait une réalité physique, il semblerait qu'il y ait une émission au GeV localisée à l'Ouest de la source H.E.S.S. Le spectre de la source du 3FGL pourrait indiquer la présence d'un pulsar, tandis que celui de la source du 4FGL indiquerait la potentielle présence d'une faible PWN. Il faudra attendre la version définitive du catalogue pour savoir si le *Fermi*-LAT détecte une nouvelle source avec un indice spectral dur.

## Lois d'échelle

Les lois d'échelle au TeV donnent :

$$\dot{E} = 0.21 [0.12 - 0.43] \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$$

$$d = 1.03 [0.71 - 1.81] \text{ kpc}$$



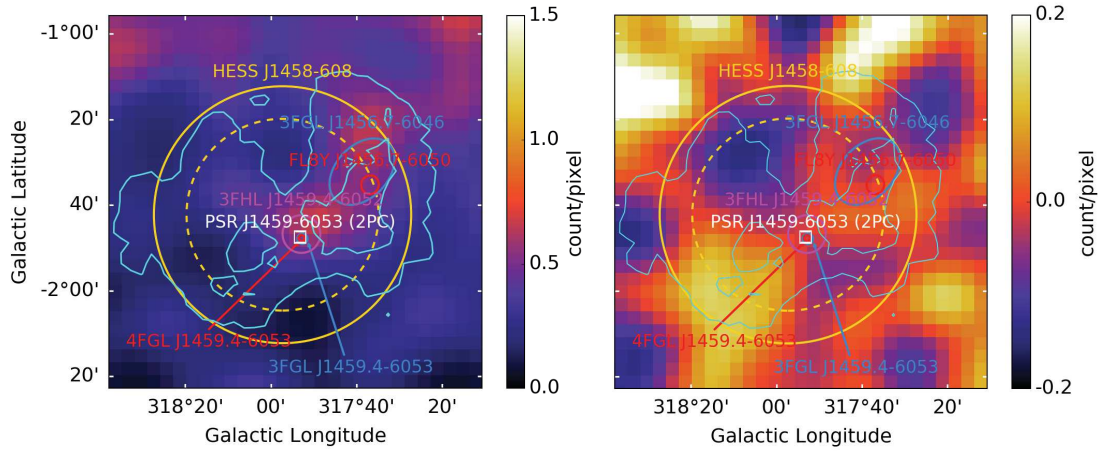


FIGURE 9.17 – Cartes en coups (*gauche*) et résiduelles (*droite*) obtenues avec le *Fermi*-LAT ( $E > 10$  GeV) et lissées avec une Gaussienne de  $\sigma = 0.1^\circ$ . Les incertitudes (à 95%) sur les positions des sources cataloguées sont représentées par des cercles, tandis que la position du pulsar apparaît en blanc. Les contours à 3 et 5  $\sigma$ , ainsi que le  $\sigma$  et  $R_{\text{spec}}$  de HESS J1458–608 sont également représentés.

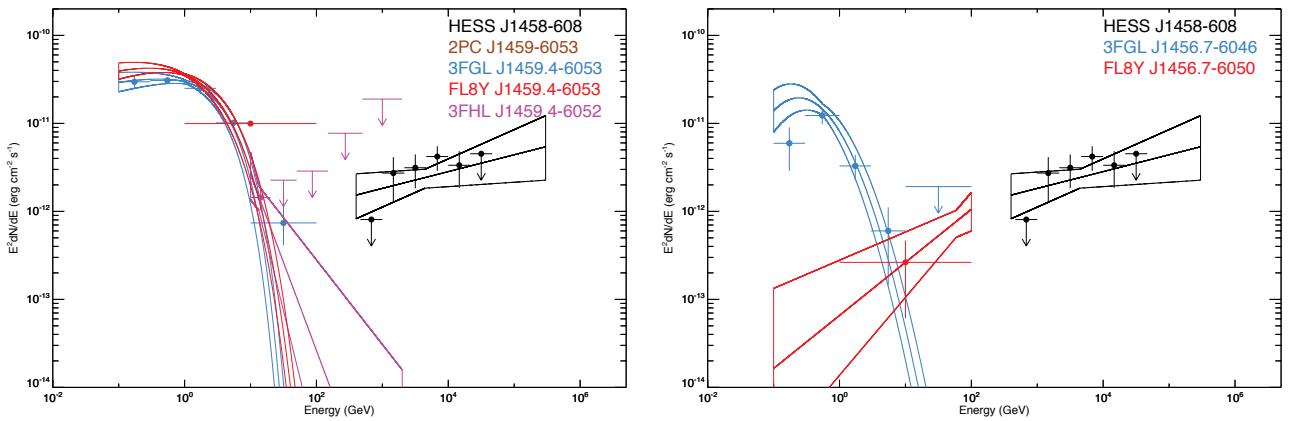


FIGURE 9.18 – Distributions spectrales en énergie des sources des catalogues du *Fermi*-LAT situées proche du pulsar (*gauche*) et à l’Ouest de la source H.E.S.S. (*droite*). Les limites supérieures de détection sont données à 99% et tiennent compte de la taille de la source H.E.S.S.

Celles-ci sous-estiment l’énergie rotationnelle du pulsar ( $\dot{E} = 9.1 \times 10^{35}$  erg s $^{-1}$ ) d’un facteur  $\sim 4$ . La luminosité devrait être environ 2 fois supérieure et la distance est de ce fait sous-estimée d’un facteur  $\sim 1.4$ . En utilisant l’énergie rotationnelle du pulsar mesurée, nous obtenons  $d = 1.58$  kpc impliquant  $\dot{E}/d^2 > 10^{34}$  erg s $^{-1}$  kpc $^{-2}$ . Le pulsar PSR J1459–6053 serait dès lors capable de produire une PWN visible au TeV. Les estimations de distance avec les sources du 3FGL et du 4FGL proches du pulsar, ayant toutes deux un spectre avec une coupure exponentielle, sont respectivement  $d = 1.51$  kpc et  $d = 1.35$  kpc. Ces valeurs sont donc proches de l’estimation de la distance obtenue au TeV, favorisant l’association de ces sources avec la source H.E.S.S. En revanche, le spectre de la source 3FGL J1456.7–6046, à l’Ouest de la source H.E.S.S., fournit une distance  $d = 2.46$  kpc.

## Conclusions et perspectives

Avec un pulsar énergétique proche de son centre, détecté en rayons X et en rayons  $\gamma$ , la source HESS J1458–608 est au premier abord une candidate PWN. Notre analyse en radio a révélé une faible émission proche du pulsar avec un indice spectral cohérent avec celui observé pour les PWNe. Aucune émission étendue n’est visible dans les données *XMM-Newton* et une faible émission semble apparaître dans les données *Suzaku*. Cette structure aurait dû cependant être vue dans les données *XMM-Newton*, la sensibilité de l’instrument étant meilleure que celle de *Suzaku* et les temps d’observation étant similaires. La limite supérieure sur le champ magnétique favorise le scénario d’une PWN ( $B < 10 \mu\text{G}$ ) mais les spectres des sources cataloguées du *Fermi*-LAT ne montrent pas la présence d’une PWN proche du pulsar. Toutefois, la distance estimée grâce aux lois d’échelle au TeV indique la capacité du pulsar à produire une PWN visible au TeV. La détection d’une source étendue en rayons X confirmerait la nature de cette source, qui pourrait être une PWN évoluée dont l’émission en radio n’est presque plus discernable.

De l’émission visible en radio et au GeV provient de l’Ouest de la source H.E.S.S., pour laquelle nous avons dérivé un indice spectral en radio, cohérent avec une émission non-thermique. Il est cependant étrange que le catalogue du 3FGL contienne une source qui pourrait avoir un spectre de type pulsar, tandis que le 4FGL indique une source à proximité avec un indice spectral dur dont le spectre semble étrangement relié à celui de la source H.E.S.S. Les conclusions sur la nature de cette source nécessitent la version officielle du 4FGL pour comprendre la possible divergence entre les deux catalogues du *Fermi*-LAT. Il n’est cependant pas certain que ces sources du *Fermi*-LAT soient associées à la source H.E.S.S.

La réponse quant à l’origine de l’émission au TeV se trouve dans le domaine des rayons X, capable de révéler une potentielle émission étendue, ainsi que dans les données au GeV où une source, dont le spectre rejoint celui de la source H.E.S.S., est nécessairement présente. Les données radio ne peuvent révéler de nouvelles structures et il faudra attendre les télescopes SKA pour potentiellement obtenir plus d’informations sur cette source. Pour finir, une analyse dédiée des données de H.E.S.S. aux plus hautes énergies (avec moins de fond et une meilleure PSF) pourrait éventuellement permettre de caractériser plus clairement la morphologie de la source HESS J1458–608 à spectre dur.

## 9.3 Sources à composantes multiples

Nous avons étudié trois sources non-identifiées du HGPS afin de comprendre la nature de leur émission au TeV. Ces sources, que nous caractérisons “d’isolées”, ne présentent pas le même intérêt que les deux dernières que nous étudions dans la suite de ce chapitre, pour lesquelles nous ne cherchons pas à expliquer le coeur de l’émission au TeV. Nous nous intéressons tout d’abord à une émission au Sud de HESS J1632–478, atteignant plus de  $8 \sigma$  en significativité et non-révélee comme une composante Gaussienne dans la procédure du HGPS. Nous étudions ensuite le cas notable de HESS J1843–033, résultant d’une fusion de deux Gaussiennes détectées dans le HGPS. En particulier, nous nous intéressons à la partie Sud de cette source H.E.S.S. correspondant à une partie d’une des deux composantes Gaussiennes et contenant un pulsar énergétique et un SNR dont la significativité au TeV atteint plus de  $5 \sigma$ .

### 9.3.1 HESS J1632–478

#### Présentation

L'émission de HESS J1632–478 est représentée par une Gaussienne, située à  $l = 336.39^\circ \pm 0.02^\circ$  et  $b = 0.26^\circ \pm 0.02^\circ$ , de taille  $\sigma = 0.18^\circ \pm 0.02^\circ$  et de significativité  $\sqrt{\text{TS}} = 14.8$ . En prenant  $R_{\text{spec}} = 0.30^\circ$ , son spectre est décrit par une loi de puissance avec  $F_{1-10 \text{ TeV}} = (7.58 \pm 0.61) \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  et  $\Gamma = 2.52 \pm 0.06$  (entre 0.3 et 90.9 TeV). La carte en significativité de H.E.S.S., obtenue avec un rayon de corrélation de  $0.1^\circ$  est donnée en Figure 9.19. De nombreuses sources cataloguées sont situées proche du centre de la source H.E.S.S., notamment G336.4+0.2 (provenant du SNRcat), le pulsar moyennement énergétique PSR J1632–4757 ( $\dot{E} = 5.0 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$  et  $d = 4.85 \text{ kpc}$ ) et une binaire en rayons X (HMXB, *High Mass X-ray Binary*) IGR 16320–4751. Une partie de l'émission de HESS J1634–472 apparaît également à l'Est, sur la Figure 9.19. Des études précédentes ont cherché les contreparties en rayons X, en radio avec les données du MGPS-2 et en infrarouge avec *Spitzer*, et ont suggéré que HESS J1632–478 puisse être une PWN énergétique (Balbo et al., 2010, nommée G336.4+0.2 dans le "SNRcat"). La Figure 9.19 souligne la complexité de la région, pouvant être un mélange de plusieurs contributions, et montre également un excès à plus de  $8 \sigma$ , au Sud de la carte (en dehors du  $R_{\text{spec}}$  de la source H.E.S.S.). Proche de cet excès se situe le pulsar PSR J1633–4805 ( $\dot{E} = 8.5 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$  et  $d = 6.17 \text{ kpc}$ ) et la source G336.7–0.3 dont la nature en tant que SNR reste incertaine (Green et al., 2014). Nous nous intéressons à l'émission au Sud de HESS J1632–478, non détectée comme une composante Gaussienne dans la procédure du HGPS.

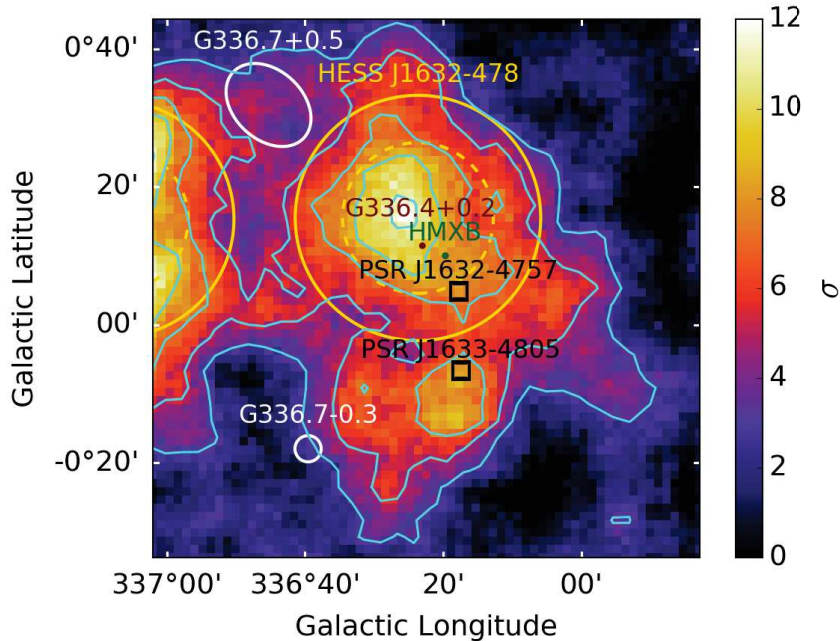


FIGURE 9.19 – Carte en significativité du HGPS, obtenue avec un rayon de corrélation de  $0.1^\circ$  et contours associés (à 3, 5, 7, 9 et  $11 \sigma$  en bleu). Le  $\sigma$  et  $R_{\text{spec}}$  des sources H.E.S.S. sont représentés par des cercles jaunes en pointillés et traits pleins. Les positions des pulsars sont représentées en noir et celle de la binaire en rayon X (HMXB) en vert. Concernant les autres sources (en blanc et en rouge), seule la nature de G336.7+0.5 est confirmée comme un SNR et apparaît dans le catalogue de Green (2017), tandis que les deux autres sont de nature incertaine et sont reportées dans le SNRcat (Ferrand & Safi-Harb, 2012).

## Radio

Le MGPS-2, le SGPS, CHIPASS, Parkes et le PMN couvrent la position de HESS J1632–478. La carte du PMN contient de nombreux pixels non inutilisables (valeurs fixes à  $-0.157$ ), possiblement lié à des problèmes instrumentaux. Nous n'utilisons donc pas ces données pour l'estimation du flux. Nous avons masqué toutes les sources cataloguées dans chaque carte puisque le SGPS et CHIPASS ne disposent pas de catalogue et montrent des structures brillantes. Nous n'avons de ce fait pas pu utiliser les données CHIPASS, pour lequel l'estimation du fond n'était pas possible. La Figure 9.20 présente les cartes du MGPS-2, SGPS et de Parkes révélant une émission très brillante dans la partie Sud de la source H.E.S.S. sous la forme d'une coquille. Les sources cataloguées sont représentées par des cercles rouges et les régions H II, du catalogue WISE, apparaissent sur la carte du SGPS qui ne dispose pas de catalogue. Les quatre émissions les plus brillantes dans le SGPS sont spatialement coïncidentes avec des régions H II cataloguées. Il n'est cependant pas clair si l'émission étendue correspond à une autre structure, possiblement alignée avec les régions H II. Nous avons dérivé le flux sur l'entièreté de la région (cercle blanc dans la Figure 9.20) et nous avons obtenu un indice spectral positif  $\alpha = 0.64 \pm 0.04$  avec une faible incertitude. Les mesures significatives des flux du MGPS-2 et du SGPS semblent indiquer une émission thermique, qui pourrait être corrélée avec les régions H II cataloguées dans le WISE. Cependant, ces régions ne recouvrent pas l'intégralité de l'émission et il n'est pas certain que son origine soit entièrement thermique. Toutefois, les cartes Planck montrent une émission dans la région d'intérêt aux hautes fréquences (100 et 143 GHz), favorisant également une origine thermique de l'émission.

## Rayons X

Les données disponibles sur l'extension Sud de HESS J1632–478 proviennent de *ASCA*, *ROSAT*, *Integral/IBIS* et *Swift/BAT*. Les résolutions angulaires d'*Integral/IBIS* et de *Swift/BAT*, couplées à la proximité de la HMXB IGR 16320–4751, ne permettent pas de discerner autre chose que l'émission de cette dernière. Les données *ROSAT* indiquent la présence d'une source ponctuelle cataloguée (2RXS J163352.2–480643), à l'Ouest de la région d'extraction du flux radio (Figure 9.22, gauche). La source est spatialement coïncidente avec une émission étendue, visible et non cataloguée dans les données *ASCA/GIS* (Figure 9.22, droite). En revanche, 4 sources *XMM-Newton* étendues sont cataloguées et sont spatialement coïncidentes avec l'émission *ASCA* : 3XMM J163350.8–480603 (de taille  $24.9''$ ), J163353.5–480556 ( $37.8''$ ), J163354.6–480659 ( $34.6''$ ) et J163350.4–480710 ( $35.7''$ ). Une source *Swift/XRT* cataloguée (1SX J163352.8–480629) se situe au centre des sources *XMM-Newton* étendues. Deux sources ponctuelles *XMM-Newton* sont également localisées au Nord Est de l'ensemble de ces sources, comme le montre la Figure 9.22 (droite). La base de données Simbad ne fournit aucune information supplémentaire quant à la nature de ces sources. Les 4 sources *XMM-Newton* ont un flux, non variable, entre 0.2 et 12.0 keV de  $(1.4-2.3) \times 10^{-13}$  erg cm $^{-2}$  s $^{-1}$  avec des erreurs de l'ordre de  $(0.4-0.7) \times 10^{-13}$  erg cm $^{-2}$  s $^{-1}$ .

## Rayons $\gamma$

Les cartes en coups du *Fermi-LAT* ( $E > 10$  GeV) montrent de l'émission dans l'extension au Sud de la source H.E.S.S. pour des énergies  $E > 10$  GeV (Figure 9.23, gauche). Deux sources du FGES se situent dans la région : la source J1631.6–4756, avec laquelle une source du 4FGL est associée, et J1633.0–4746 associée également avec des sources du 3FGL et 3FHL. Il est intéressant de noter que le centre de la source FGES J1633.0–4746 se situe proche de l'extension Sud de la source H.E.S.S. La carte en coups résiduelle ( $E > 10$  GeV) fait également apparaître de l'émission à l'intérieur de la source FGES J1633.0–4746, et dont le maximum d'émission est situé sur les

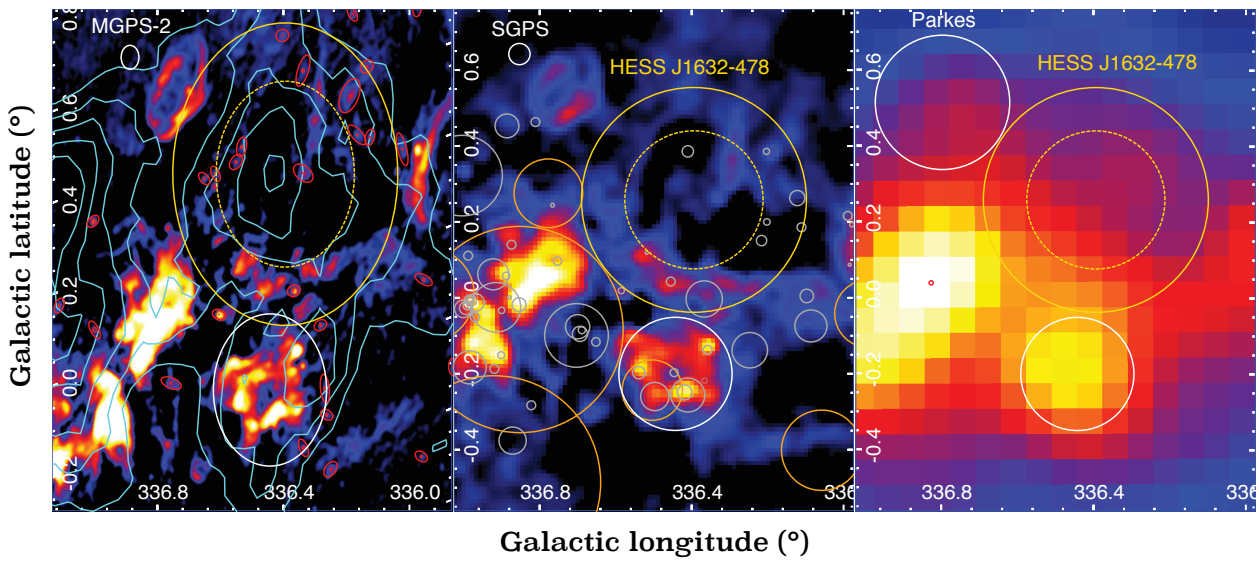


FIGURE 9.20 – Images radio du MGPS-2, SGPS et de Parkes. Les sources cataloguées en radio sont représentées par des cercles rouges et la région d’extraction du flux par un cercle blanc. Les contours H.E.S.S. de 3 à 11  $\sigma$  apparaissent sur la carte du MGPS-2. Sur la carte du SGPS, les régions H II et moléculaires cataloguées sont représentées respectivement par des cercles gris et oranges.

	MGPS-2	SGPS	Parkes
Fréquence (GHz)	0.843	1.4	2.4
rms (mJy/beam)	11.56	61.59	11414.3
Densité de flux (Jy)	$21.67 \pm 0.23$	$30.21 \pm 0.55$	$< 55.21$

TABLE 9.4 – Résultats obtenus pour l’estimation du flux radio, avec les erreurs statistiques associées. Les limites supérieures de détection sont données à 3  $\sigma$ .

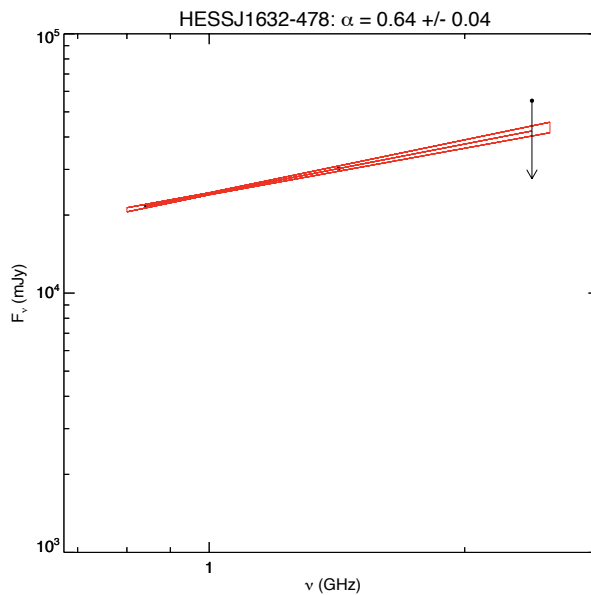


FIGURE 9.21 – Résultat de l’ajustement des flux radio par une loi de puissance. Les limites supérieures de détection sont données à 3  $\sigma$ .

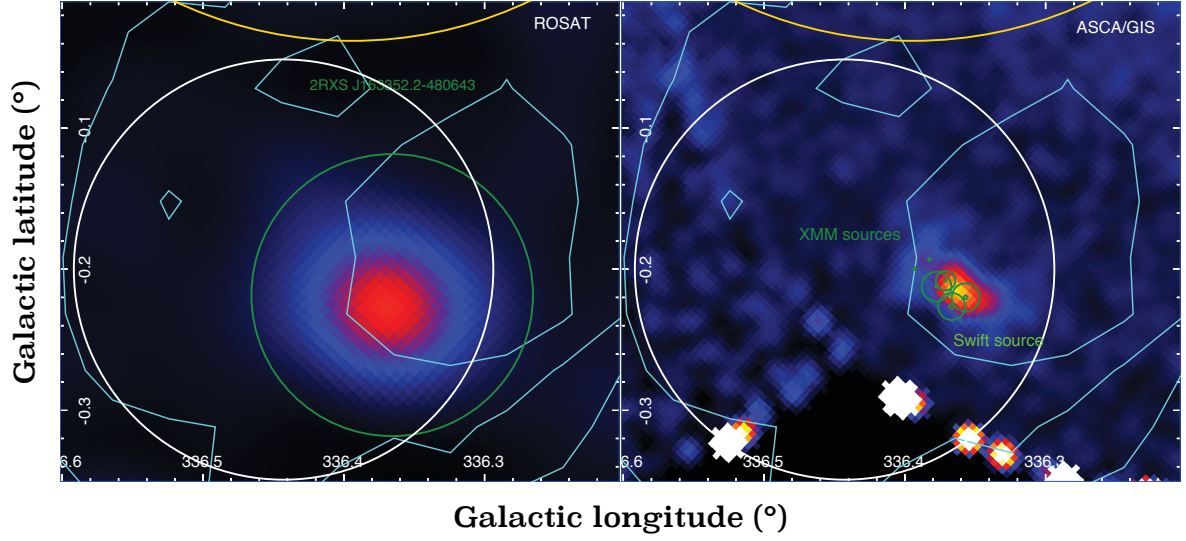


FIGURE 9.22 – Données *ROSAT* (0.9–2.4 keV) (*gauche*) et *ASCA/GIS* (0.6–12.0 keV) (*droite*). Les cartes sont lissées avec des Gaussiennes de  $\sigma \sim 1.1'$  et  $0.7'$ , respectivement. La source cataloguée dans le 2RXS (*gauche*) et celles des catalogues *XMM-Newton* et *Swift/XRT* (*droite*) apparaissent en vert. Le cercle blanc représente la région utilisée pour l'extraction du flux radio. Les contours et le cercle jaune sont les mêmes que dans la Figure 9.19.

contours H.E.S.S. à  $5\sigma$  dans l'extension Sud (Figure 9.23, droite). La carte en coups et la carte résiduelle, au-delà de 50 GeV, ne montrent aucune émission notable dans cette partie Sud.

Nous avons dérivé le flux au TeV de l'extension Sud, définie par les paramètres morphologiques de la région ON utilisée pour l'extraction du flux radio. Puisque la taille de la région ON est de  $0.15^\circ$ , nous avons utilisé les cartes en flux corrélées à  $0.1^\circ$  et calculées sous l'hypothèse d'un indice spectral  $\Gamma = 2.3$ . Nous avons obtenu un flux intégré entre 1 et 10 TeV de  $F_{1-10 \text{ TeV}} = 9.05^{+1.92}_{-1.81} \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . La contamination due à l'émission bien plus brillante du coeur de HESS J1632–478 au sein de cette région Sud implique que cette estimation de flux doit être considérée comme une valeur maximale. Puisqu'aucune source cataloguée du *Fermi-LAT* n'apparaît dans la région ON, nous avons dérivé des limites supérieures de détection en se basant sur les spectres des sources les plus proches. Les contraintes au GeV, ainsi que l'estimation du flux maximal au TeV, sont données en Figure 9.24.

### Conclusions et perspectives

Nous nous sommes focalisés sur l'étude de l'extension Sud de HESS J1632–478, dont la significativité dans les données H.E.S.S. atteint plus de  $8\sigma$  au pic d'émission. De par la grande confusion avec la source H.E.S.S., il n'est pas étonnant que cette émission n'ait pas été détectée comme une composante Gaussienne dans la procédure du HGPS. Nous avons donc exploré les différentes données multi-longueurs d'onde disponibles pour comprendre la nature de cette extension. Nous avons dérivé un indice spectral en radio positif, indiquant une origine thermique de l'émission. Toutefois, les régions H II cataloguées ne constituent pas l'intégralité de l'émission observée. Les données *ASCA* montrent une émission étendue, associée à 4 sources étendues *XMM-Newton* et cataloguées. Des sources ponctuelles cataloguées dans les données *ROSAT* et *Swift/XRT*, dont les natures sont inconnues, sont aussi spatialement coïncidentes avec cette émission. La présence d'une source étendue au GeV, recouvrant l'extension Sud, est intrigante. Toutefois, son centre est décalé vers l'Est et son extension est bien plus grande que la partie Sud sur laquelle nous nous sommes

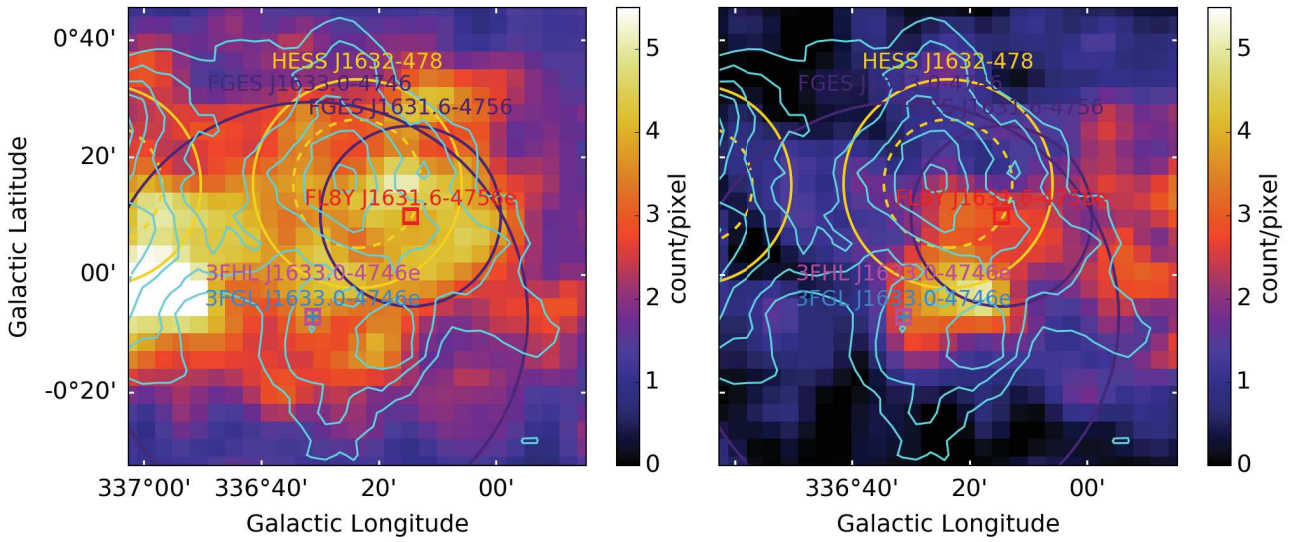


FIGURE 9.23 – Cartes en coups (*gauche*) et résiduelle (*droite*) du *Fermi*-LAT ( $E > 10$  GeV) lissées avec une Gaussienne de  $\sigma = 0.05^\circ$ . Les sources du 3FGL et du 3FHL sont étendues dans les catalogues et associées à la source FGES J1633.0–4746 dont l’extension est représentée par un cercle. La source du 4FGL est également étendue et associée à la source FGES J1631.6–4756. Les contours et les cercles jaunes sont les mêmes que précédemment.

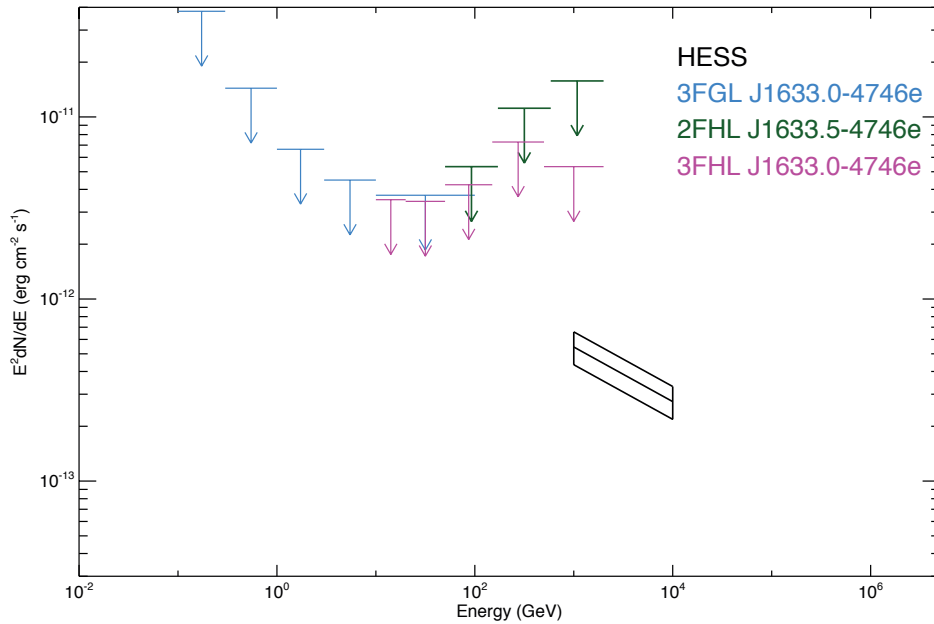


FIGURE 9.24 – Limites supérieures sur le flux (à 99%) calculées avec les spectres des sources du *Fermi*-LAT les plus proches. La taille de la source H.E.S.S. et celles des sources cataloguées au GeV ont été prises en compte. Le flux au TeV est estimé à partir des cartes en flux corrélées à  $0.1^\circ$  et sous l’hypothèse  $\Gamma = 2.3$ .

focalisés. Les cartes en coups du *Fermi*-LAT montrent de l'émission en provenance de l'extension Sud pour laquelle nous avons dérivé un flux intégré au TeV, bien que probablement contaminé par l'émission de HESS J1632–478.

Pour comprendre l'origine de l'émission, il serait intéressant d'étudier en détail les émissions en rayons X et de connaître la nature des sources cataloguées. Une étude dédiée des données du *Fermi*-LAT et de H.E.S.S. permettrait de comprendre l'origine de l'émission en  $\gamma$  et de potentiellement détecter une nouvelle source au TeV. Quant à l'émission en radio, il se pourrait qu'une émission faible non-thermique se trouve également dans cette région. Pour cela, il serait intéressant de dériver l'indice spectral radio de la région, en masquant les régions H II cataloguées. Si le spectre résultant indique toujours une origine thermique de l'émission, il se pourrait alors que l'émission  $\gamma$  résulte d'une collection de vents d'étoiles massives. Les données de MAGPIS à 0.87 mm montrent des émissions étendues éparses qu'il est difficile d'interpréter. Les régions d'étoiles massives ont d'ailleurs récemment été suggérées comme de potentielles sources de rayons cosmiques Galactiques (Aharonian et al., 2018).

### 9.3.2 HESS J1843–033

#### Présentation de la source H.E.S.S.

La procédure du HGPS avait préalablement localisé deux composantes Gaussiennes à  $l_1 = 29.05^\circ \pm 0.03^\circ$ ,  $b_1 = 0.24^\circ \pm 0.03^\circ$  et  $l_2 = 28.77^\circ \pm 0.06^\circ$ ,  $b_2 = -0.07^\circ \pm 0.07^\circ$ . De taille  $\sigma_1 = 0.13^\circ \pm 0.02^\circ$  et  $\sigma_2 = 0.23^\circ \pm 0.05^\circ$ , leurs significativités respectives sont de  $\sqrt{TS_1} = 13.0$  et  $\sqrt{TS_2} = 9.3$ . Ces deux émissions très proches, semblant provenir de la même source astrophysique, ont été fusionnées en une seule et même Gaussienne ( $l = 28.90^\circ \pm 0.07^\circ$ ,  $b = -0.07^\circ \pm 0.04^\circ$  et  $\sigma = 0.24^\circ \pm 0.06^\circ$ ) dont la significativité totale est de  $\sqrt{TS} = 16.0$ . Le meilleur modèle spectral est une loi de puissance, avec un flux intégré  $F_{1-10 \text{ TeV}} = (1.09 \pm 0.07) \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  et un indice spectral  $\Gamma_{\text{TeV}} = 2.15 \pm 0.05$  (estimé entre 0.2 et 46.4 TeV, pour  $R_{\text{spec}} = 0.38^\circ$ ). La carte en significativité est donnée en Figure 9.25 et montre une morphologie allongée et très particulière. Bien que la taille de la Gaussienne soit supérieure à  $0.2^\circ$ , nous avons choisi de montrer la carte corrélée à  $0.1^\circ$  au vu du nombre important de sources, comme contreparties éventuelles, situées dans la région. Pour plus de clarté, seules les positions des sources cataloguées proches de la source H.E.S.S. sont représentées dans la Figure 9.25. Tout d'abord, nous remarquons que le SNR en radio G28.6–0.1, au Sud Ouest de la source H.E.S.S., a une significativité au TeV de plus de  $5 \sigma$  au pic d'émission. Le pulsar  $\gamma$  énergétique PSR J1844–0346 ( $\dot{E} = 4.2 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$ ,  $\tau_c = 11.6 \text{ kyr}$ , Clark et al., 2017) est situé à proximité du SNR et sa distance est inconnue. Au Nord de la source H.E.S.S., des candidats SNRs, révélés dans les données du THOR (Anderson et al., 2017), entourent le coeur de l'émission au TeV. Ces sources ont été classées comme des SNRs potentiels avec une morphologie en coquille. Il est intéressant de remarquer qu'une partie de l'émission au TeV, la plus au Sud de la carte (à  $\sim 4 \sigma$ ), est spatialement coïncidente avec une partie du candidat SNR en coquille G28.78–0.44.

La source HESS J1844–030, touchant l'émission de HESS J1843–033 à l'Est, est une source non-identifiée et non-résolue dans le HGPS. La présence de jets visibles en radio, typiques des radio galaxies, et celle d'un arc et d'un indice spectral similaire à celui des SNRs, lui vaut le titre de candidat SNR, possiblement aligné avec une source extragalactique (Castelletti et al., 2017).

La Figure 9.25 souligne la complexité de la région et de la nature de l'émission au TeV, provenant potentiellement de plusieurs contributions. Cet argument est d'ailleurs favorisé par la fusion des deux composantes Gaussiennes (cercles noirs dans la Figure 9.25), dont l'une contenant le pulsar énergétique PSR J1844–0346 et le SNR G28.6–0.1. Nous avons exploré les données multi-longueurs d'onde au coeur de la source H.E.S.S., qui ne permettent pas d'identifier clairement l'origine de



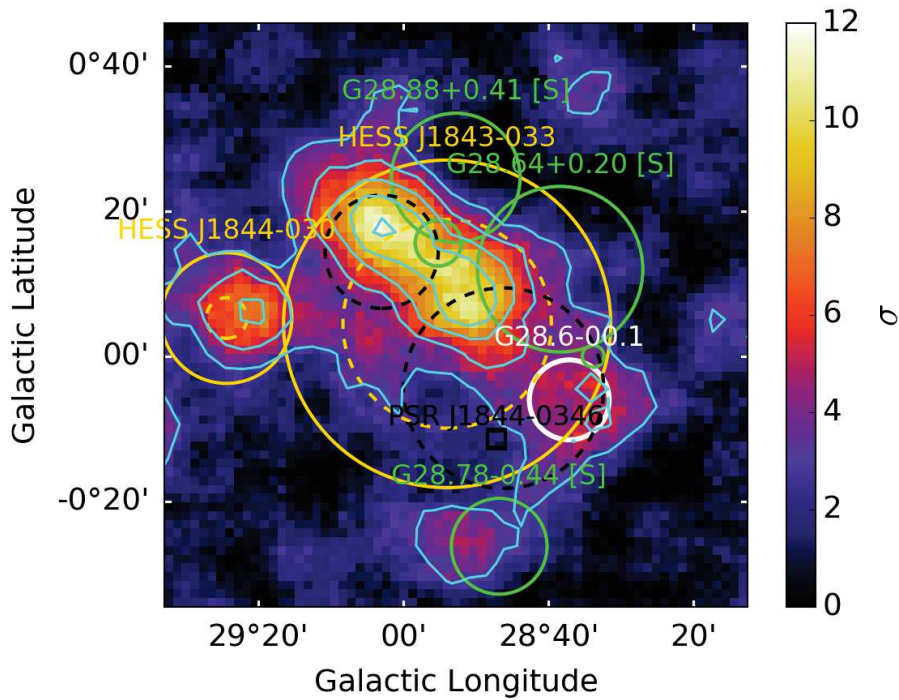


FIGURE 9.25 – Carte en significativité de HESS J1843–033, obtenue avec un rayon de corrélation de  $0.1^\circ$ . Les cercles jaunes correspondent au  $\sigma$  et au  $R_{\text{spec}}$  de HESS J1843–033 et de HESS J1844–030. Les deux composantes Gaussiennes, préalablement détectées dans le HGPS, sont représentées par des cercles en pointillés noirs. Le SNR G28.6–0.1 (en blanc) a une significativité de plus de  $5\sigma$  au pic d’émission. La position du pulsar énergétique est représenté par un carré noir, et celles des candidats SNRs par des cercles verts (“S” signifie “shell”, Anderson et al., 2017). Les contours H.E.S.S. en significativité sont donnés à 3, 5, 7, 9 et 11  $\sigma$ .

l’émission. Aucune émission étendue n’apparaît en rayons X et des émissions étendues en radio sont visibles, disparates et certaines d’entre elles sont spatialement coïncidentes avec les bords des candidats SNRs G28.88+0.41 et G28.64+0.20. Ces émissions, s’apparentant à des formes en coquille, défavorisent leur association avec la source H.E.S.S. De l’émission au GeV apparaît, dans les cartes résiduelles du *Fermi*-LAT, au Nord Est de la source H.E.S.S., proche du candidat SNR G28.88+0.41, où se situe une source du 3FGL (J1843.7–0322) dont le spectre est décrit par une parabole logarithmique. Dans ce qui suit, nous ne cherchons pas à expliquer l’origine du coeur de l’émission au TeV, qui est possiblement une somme de plusieurs composantes, mais nous nous intéressons à ce qui pourrait être une nouvelle coquille au TeV : le SNR G28.6–0.1. Nous étudions ses caractéristiques en détail afin de savoir si nous pourrions compter ce SNR comme le neuvième en coquille rayonnant au TeV<sup>1</sup>. Nous abordons également une discussion sur le pulsar énergétique PSR J1844–0346, situé à proximité de G28.6–0.1.

1. Les 8 SNRs en coquille détectés au TeV sont : RX J1713.7–3946, Vela Junior, HESS J1731–347, RCW 86, SN 1006, Cassiopeia A, Tycho et HESS J1534–571. L’étude de plusieurs d’entre eux est présentée dans Acero et al. (2015b)

**G28.6–0.1 : un nouveau SNR au TeV ?**

La première étude du SNR G28.6–0.1, situé dans la direction du bras Scutum, a révélé deux arcs non-thermiques en radio, dans les parties Est et Sud Ouest, dont le flux total a été estimé à  $\sim 2$  Jy à 1.4 GHz, avec un indice spectral  $\alpha \sim -0.5/-0.6$ , tandis qu’une émission thermique a été également révélée, mais son association avec G28.6–0.1 est restée incertaine (Helfand et al., 1989). Bamba et al. (2001) ont cherché une contrepartie en rayons X et ont rapporté une émission étendue, de forme elliptique ( $13' \times 9'$ ), dans les données *ASCA* entre 0.7–7.0 keV (AX J1843.8–0352). Le modèle spectral non-thermique est légèrement préféré au modèle thermique et fournit un indice spectral  $\Gamma_X = 2.1_{-0.4}^{+0.3}$  et une densité de colonne de  $N_H = 2.6_{-0.6}^{+0.8} \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ . La température relativement haute ( $\sim 5.4$  keV) du modèle d’émission thermique et l’absence de raies favorisent également la présence d’émission synchrotron. G28.6–0.1 semble donc être un SNR émettant du rayonnement non-thermique X, qui est cependant non corrélé avec l’émission radio, comme le montre la Figure 9.26. La distance du SNR Kes 73, situé proche de G28.6–0.1 et pour lequel la densité de colonne est similaire à celle de la source *ASCA*, a été estimée à 6–7.5 kpc (Sanbonmatsu & Helfand, 1992). Plusieurs études de sources transitoires, localisées dans le bras Scutum (à  $\sim 8.5$  kpc), ont révélé une densité de colonne de l’ordre de  $\sim 10^{23} \text{ cm}^{-2}$  (Koyama et al., 1990), soit un ordre de grandeur de plus que la source *ASCA*. De ce fait, la distance du SNR G28.6–0.1 doit se situer entre 6 et 8.5 kpc. En prenant une distance de 7 kpc, Bamba et al. (2001) ont estimé une luminosité  $L_X = 3 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$  entre 0.1 et 10.0 keV et une taille de 20 pc. Une étude avec 99 ks des données *Chandra* a reporté plusieurs blobs d’émission X, à l’intérieur de la source AX J1843.8–0352, avec une possible structure en coquille (d’après Ueno et al., 2003), et un indice spectral similaire à celui reporté par Bamba et al. (2001), mais avec une densité de colonne légèrement supérieure  $N_H = (3.2-4.5) \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ . Ces observations ont ensuite révélé la présence d’une faible coquille non-thermique d’indice spectral  $\Gamma_X \sim 2.1_{-0.3}^{+0.4}$  (Figure 9.26, droite; Ueno et al., 2005). Sous l’hypothèse d’une densité environnante  $n_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$ , d’un champ magnétique  $B = 10 \mu\text{G}$  et d’un indice spectral en radio  $\alpha = -0.5$ , les auteurs ont estimé la fréquence de coupure synchrotron, impliquant une énergie maximale des électrons  $E_{\text{max}} \sim 7 \text{ TeV}$  et une vitesse du choc supérieure à  $\sim 2000 \text{ km s}^{-1}$ . Ces estimations suggèrent un SNR relativement jeune, évoluant dans un milieu de faible densité; ce qui serait cohérent avec la faible émission en radio de G28.6–0.1. Cependant, aucune image *Chandra* ne fait apparaître distinctement la coquille et la présence de blobs d’émissions X rapportée par Ueno et al. (2003) pourrait suggérer une morphologie mixte (Rho & Petre, 1998). Ce type de morphologie consiste en une émission radio non-thermique au choc, et de l’émission X thermique concentrée à l’intérieur de la coquille. L’émission au TeV (d’origine leptonique) d’un SNR nécessite la présence d’émission X non-thermique au choc. La question de savoir si G28.6–0.1 peut être un nouveau SNR émettant au TeV dépend donc grandement de sa capacité à produire du rayonnement synchrotron en rayons X. Une étude récente avec les données HI et CO estime la distance et l’âge de G28.6–0.1 à  $9.6 \pm 0.3 \text{ kpc}$  et 19 kyr et suggère qu’une partie de la coquille (source F, dans la Figure 9.26) pourrait être en interaction avec un nuage moléculaire (Ranasinghe & Leahy, 2018). Toutefois, si G28.6–0.1 émet du rayonnement synchrotron jusque dans le domaine des rayons X, son âge devrait être plus petit que 19 kyr.

De plus, la possible association entre le SNR et le pulsar énergétique PSR J1844–0346, pour lequel la contrepartie en rayons X a été observée avec 100 ks du télescope *Swift*/XRT, a été discutée (Zyuzin et al., 2018). La densité de colonne estimée  $N_H = 5_{-3}^{+4} \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  est compatible avec celle de G28.6–0.1. La vitesse transverse du pulsar s’écrit  $v_t = 4.74\mu D \text{ km s}^{-1}$ , avec  $\mu$  la vitesse propre du pulsar (mas/an) et  $D$  la distance (kpc) (Lyne & Lorimer, 1995). Dans le cas où la valeur de  $\mu$  n’est pas mesurée, elle peut être estimée avec  $\mu \approx \frac{\theta}{\tau_c}$ , où  $\theta$  est l’écart angulaire entre la position actuelle et le lieu de naissance du pulsar, et  $\tau_c$  son âge caractéristique. En prenant une distance

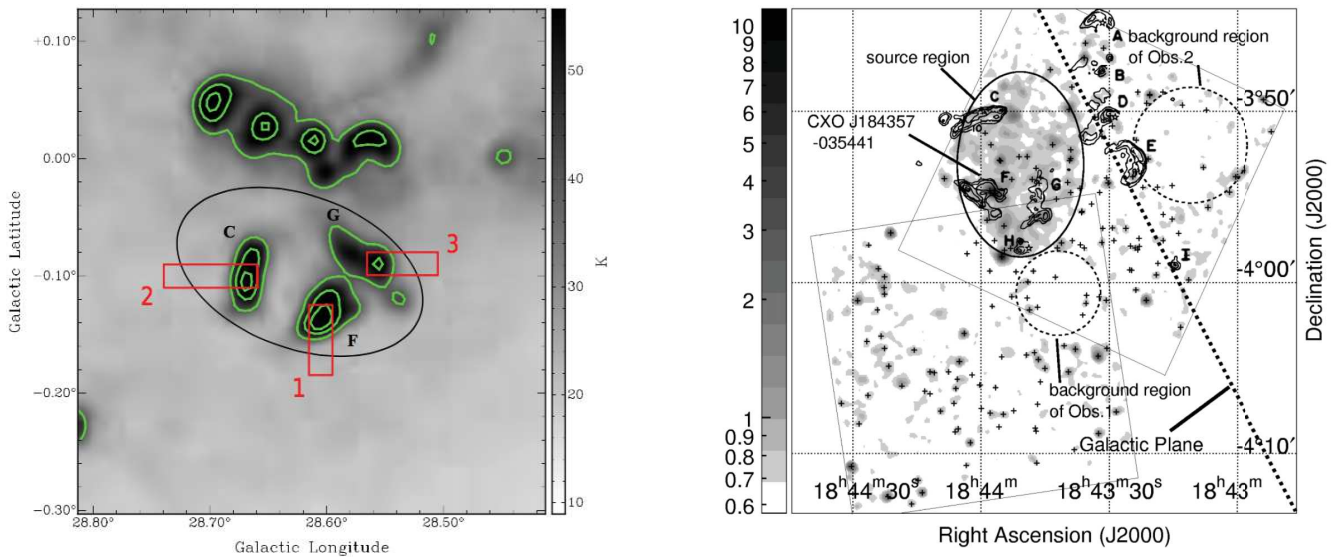


FIGURE 9.26 – (*Gauche*) Image du VLA à 1420 MHz de G28.6–0.1, avec les contours à 40, 60 et 80 K, d’après [Ranasinghe & Leahy \(2018\)](#). (*Droite*) Image *Chandra* (1.5–8.0 keV) avec les contours radio provenant du VLA ([Helfand et al., 1989](#)). La figure est extraite de [Ueno et al. \(2005\)](#). Dans les deux images, l’ellipse correspond à la source AX J1843.8–0352 reportée dans [Bamba et al. \(2001\)](#).

de 4.3 kpc (estimée avec la relation empirique dérivée des pulsars  $\gamma$ , [Saz Parkinson et al., 2010](#)) et de 6 kpc (la plus faible estimée pour G28.6–0.1), la séparation angulaire entre le pulsar et le SNR amène à une vitesse transverse de  $\sim 1020 \text{ km s}^{-1}$  et  $\sim 1422 \text{ km s}^{-1}$  ([Zyuzin et al., 2018](#)), ce qui est déjà très élevé. Si de surcroît, la distance de G28.6–0.1 est bien de 9.6 kpc ([Ranasinghe & Leahy, 2018](#)), l’association entre les deux systèmes impliquerait une vitesse transverse du pulsar de  $\sim 2275 \text{ km s}^{-1}$ . Ces valeurs sont difficiles à considérer puisque l’asymétrie de l’explosion d’une supernova fournit à l’étoile à neutron une vitesse initiale de  $\sim 400\text{--}500 \text{ km s}^{-1}$  ([Lyne & Lorimer, 1995](#)). Toutefois, la plus grande des vitesses transverses a été reportée pour le pulsar PSR B1508+55 à  $\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$  ([Chatterjee et al., 2005](#)) et son origine n’est pas encore comprise.

## Radio

Les données radio couvrant la position de G28.6–0.1 sont nombreuses : le GBT-GPA, le THOR (5 fréquences), le MAGPIS (0.325, 1.4 et 5 GHz), CHIPASS, le NVSS, le PMN et le TGSS. Nous avons tout d’abord utilisé la totalité des images en radio pour l’extraction du flux de G28.6–0.1. Nous nous sommes alors confrontés à plusieurs problèmes : les flux dérivés des données du THOR sont sous-estimés, tout comme ceux calculés avec le MAGPIS ; notamment, la valeur dérivée à 1.4 GHz n’est pas cohérente avec celle calculée avec les données du NVSS. Les estimations de flux ont été vérifiées sur des SNRs catalogués dans [Green \(2017\)](#), et donnent des résultats compatibles pour tous les instruments à l’exception du MAGPIS et du THOR. Ce problème reste à étudier dans le futur afin de trouver une méthode de calibration capable de fournir des flux compatibles avec les valeurs reportées dans les catalogues. Nous n’utilisons donc pas les données du MAGPIS et du THOR pour l’estimation du flux radio, qui montrent néanmoins de l’émission très brillante avec des structures en arc à l’Est et au Sud Ouest du SNR.

Les cartes du TGSS, NVSS et du PMN sont présentées en Figure 9.27, avec la position des sources cataloguées. Après inspection visuelle, nous avons choisi une région pour l’extraction du flux (région ON, en blanc) plus petite ( $0.068^\circ$ ) que celle reportée dans les catalogues définissant l’extension de

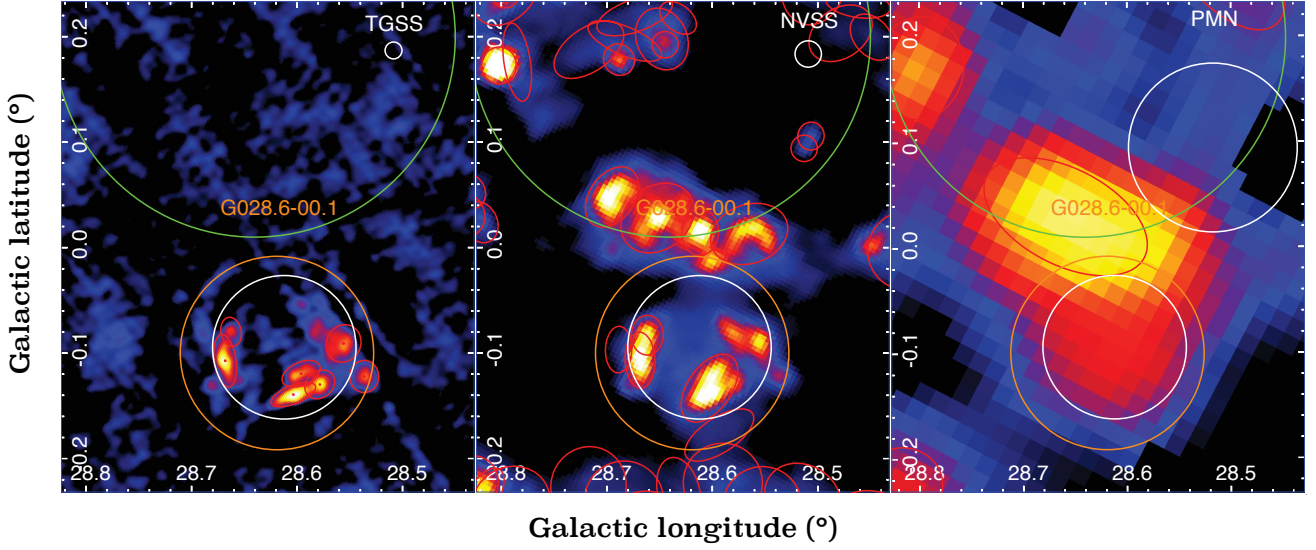


FIGURE 9.27 – Cartes du TGSS, NVSS et PMN avec les sources cataloguées dans chaque instrument (cercles rouges). Le cercle orange définit les paramètres morphologiques de G28.6–0.1, tels que reportés dans les catalogues, tandis que le cercle blanc représente la région utilisée pour l’extraction du flux. Le candidat SNR G28.64+0.20 est représenté par un cercle vert (Anderson et al., 2017).

	TGSS	NVSS	CHIPASS	PMN
Fréquence (GHz)	0.150	1.4	1.4	4.8
rms (mJy/beam)	11.54	3.86	17164.38	120.73
Densité de flux (Jy)	$9.01 \pm 0.17$	$3.43 \pm 0.04$	$< 50.28$	$1.15 \pm 0.20$

TABLE 9.5 – Résultats obtenus pour l’estimation des flux radio de G28.6–0.1, avec les erreurs statistiques associées. Les limites supérieures de détection sont données à  $3\sigma$ .

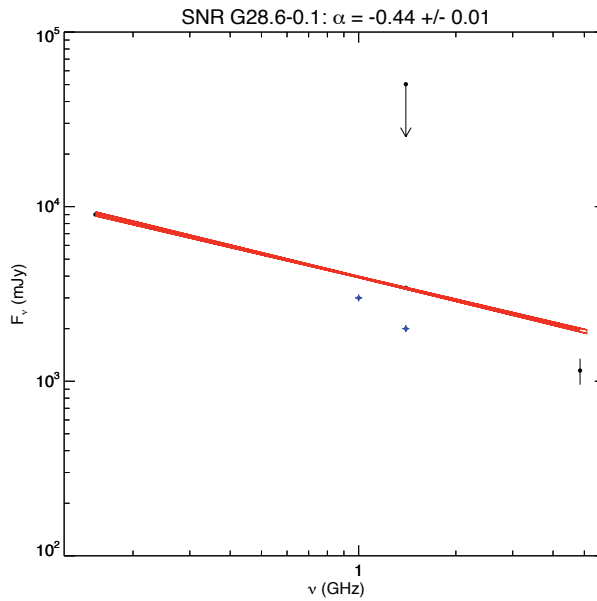


FIGURE 9.28 – Ajustement par une loi de puissance des flux radio de G28.6–0.1. Les limites supérieures de détection sont données à  $3\sigma$ . Les points bleus correspondent aux valeurs de 3 Jy (incertaine) à 1 GHz et de 2 Jy (sur deux parties de la coquille) à 1.4 GHz provenant respectivement de Green (2017) et Helfand et al. (1989).

G28.6–0.1 (0.09°). Puisque toutes les émissions visibles dans chaque carte sont cataloguées, nous utilisons le catalogue propre à chaque instrument pour masquer les sources : au sein de chaque carte ne sont masquées que les sources du catalogue de l’instrument correspondant. L’émission très brillante au Nord, associée à une source PMN et à plusieurs sources NVSS, correspond à une partie de la coquille du candidat SNR G28.64+0.20 (voir Figure 9.25). Cette émission est également cataloguée dans le GBT/GPA. De par sa proximité avec G28.6–0.1 et la PSF modérée de l’instrument, les données du GBT/GPA sont inutilisables pour l’estimation du flux. La Table 9.5 reporte les résultats obtenus pour l’estimation des flux, dont l’ajustement par une loi de puissance est donné en Figure 9.28. L’instrument CHIPASS ne dispose pas de catalogue et fournit donc une image très bruitée, résultant en une limite supérieure de détection, compatible avec la mesure du flux dérivée avec les données du NVSS bien que non contraignante. L’indice spectral obtenu est  $\alpha = -0.44 \pm 0.01$ , dont l’erreur faible rend ce résultat très compatible avec les valeurs typiques attendues pour les SNRs. Le manque de flux dans le PMN est dû au masquage de la source cataloguée à proximité, supprimant une part non négligeable du flux dans la région ON fortement contaminée. Afin de valider ce résultat, nous avons sommé les flux des sources du TGSS, situées dans la région ON et constituant la majorité de l’émission de G28.6–0.1. Le flux total de  $\sim 8$  Jy est cohérent avec le résultat de notre analyse ( $\sim 9$  Jy), obtenu en considérant l’intégralité de la région ON. Le flux mesuré avec le NVSS ( $\sim 3$  Jy) est également cohérent avec la valeur dérivée par Helfand et al. (1989) de  $\sim 2$  Jy (à 1.4 GHz) sur deux parties de la coquille. De plus, le flux à 1 GHz de  $\sim 4$  Jy est compatible avec la valeur donnée dans Green (2017) (3 Jy) bien que notée comme incertaine.

## Rayons X

Nous retrouvons une émission étendue à l’intérieur du SNR G28.6–0.1 dans les données *ASCA*, associée à deux sources cataloguées (Figure 9.29, gauche). L’émission diffuse est principalement située à l’intérieur du SNR et il n’est pas certain que la surbrillance de la source AX J184400–0355 soit associée à la coquille. La carte des données *Chandra*, corrigée de l’exposition grâce aux outils d’analyse de données CIAO (*Chandra Interactive Analysis of Observations*)<sup>1</sup>, montre une faible structure en coquille (Figure 9.29, droite). Cette image dispose du même temps d’exposition ( $\sim 99$  ks) que celle étudiée en détail dans Ueno et al. (2005). La seule observation *Suzaku* disponible recouvre une petite partie au Sud Ouest du SNR et une faible émission semble apparaître sur la coquille. Le télescope *Swift*/XRT ne révèle que la présence de deux sources ponctuelles : une visible dans les données *Chandra* et une autre à l’Est du SNR, sur le bord de la coquille. Les analyses effectuées par divers auteurs et la carte *Chandra* semblent effectivement indiquer la présence de rayonnement synchrotron en rayons X sur les bords de la coquille, élément essentiel quant à la possibilité pour ces électrons énergétiques d’émettre également au TeV par diffusion Compton inverse. Cependant, la morphologie en rayons X n’est que partiellement corrélée avec celle observée en radio.

## Rayons $\gamma$

Les cartes en coups et résiduelles du *Fermi*-LAT ne montrent aucune émission à la position de G28.6–0.1 pour  $E > 10$  GeV et  $E > 50$  GeV. Puisqu’aucune source au GeV n’est cataloguée à l’intérieur de G28.6–0.1, nous avons dérivé des limites supérieures sur le flux en se basant sur les spectres des sources les plus proches du 3FGL, 2FHL et 3FHL situées respectivement à 1°, 1.8° et 1.8° du centre du SNR.

1. <http://cxc.harvard.edu/ciao/>

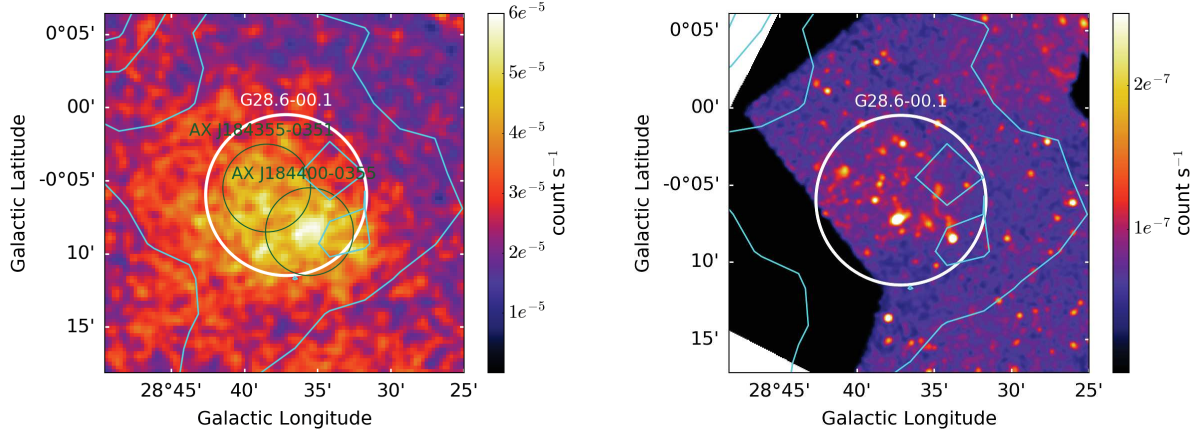


FIGURE 9.29 – Images *ASCA*/GIS (*gauche*) et *Chandra* (*droite*) respectivement entre 0.6–12.0 keV et 0.7–7.0 keV, avec les deux sources *ASCA* cataloguées en vert. Les cartes sont lissées avec une Gaussienne de  $\sigma \sim 14.7''$  (*gauche*) et  $\sigma \sim 7.9''$  (*droite*). Le SNR est représenté par un cercle blanc et les contours, dérivés de la carte en significativité de H.E.S.S., apparaissent en bleu. Les cartes *Chandra* sont corrigées de l'exposition et permettent de discerner une faible structure en coquille.

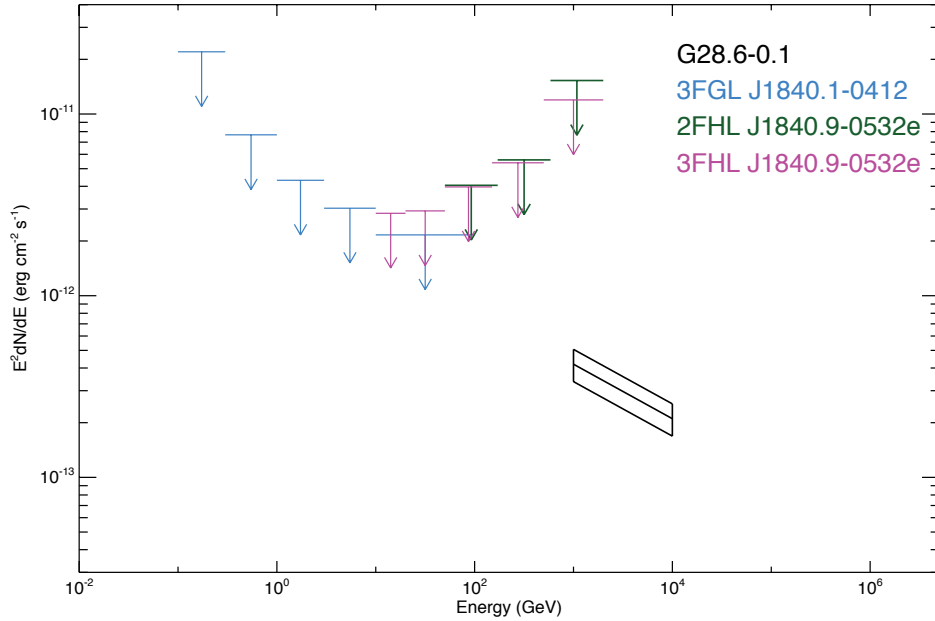


FIGURE 9.30 – Contraintes au GeV sur G28.6–0.1 obtenues avec les spectres des sources les plus proches du 3FGL, 2FHL et 3FHL respectivement à  $1.0^\circ$ ,  $1.8^\circ$  et  $1.8^\circ$  du centre du SNR. Les limites supérieures de détection sont données à 99% et prennent en compte la taille du SNR ( $= 0.09^\circ$ ), ainsi que celles des sources étendues du *Fermi*-LAT.

Afin d'estimer le flux au TeV de G28.6–0.1, nous avons utilisé les cartes en flux corrélées à  $0.1^\circ$ ; le rayon de G28.6–0.1 étant reporté à  $0.09^\circ$  dans [Green \(2017\)](#). Le flux intégré entre 1 et 10 TeV est de  $F_{1-10 \text{ TeV}} = 6.97^{+1.44}_{-1.38} \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (en supposant  $\Gamma = 2.3$ ). Les contraintes au GeV sont données en Figure 9.30, avec l'estimation du flux au TeV, et suggèrent effectivement un flux assez faible ( $\lesssim 2 \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  pour  $E \sim 50 \text{ GeV}$ ).

Le calcul du champ magnétique moyen peut s'effectuer avec l'estimation du flux au TeV et les

informations disponibles en rayons X. La luminosité entre 2 et 10 keV dérivée dans [Ueno et al. \(2003\)](#), pour une distance de 7 kpc, fournit un flux intégré  $F_{2-10 \text{ keV}} = 2.56 \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Puisque nous ne disposons pas d'erreur sur le flux en rayons X, nous la prenons égale à 10% de  $F_{2-10 \text{ keV}}$ . En utilisant  $\Gamma = 2.3$  et le flux intégré entre 1 et 10 TeV, nous obtenons un champ magnétique  $B = 11.3 [10.0 - 13.0] \mu\text{G}$ . Toutefois, cette estimation ne prend pas en compte les erreurs sur l'indice spectral au TeV. En prenant l'erreur dérivée sur l'indice spectral en rayons X de 0.3 ([Ueno et al., 2003](#)), le champ magnétique varie entre  $\sim 6$  et  $21 \mu\text{G}$ . Ces valeurs de champ magnétique sont compatibles avec celles des SNRs en coquille vus au TeV tels que RX J1713.7–3946, Vela Junior et RCW 86 ([Renaud, 2009](#)).

### Discussion autour du pulsar PSR J1844–0346

L'association entre le pulsar PSR J1844–0346 et le SNR G28.6–0.1 a été envisagée par [Zyuzin et al. \(2018\)](#). Ce scénario est cependant fortement défavorisé par la vitesse transverse du pulsar très élevée. Comme discuté précédemment, la plus grande des vitesses transverses a été reportée pour le pulsar PSR B1508+55 à  $\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$  ([Chatterjee et al., 2005](#)). Une telle vitesse est donc possible mais devrait engendrer une PWN, avec une traînée relique, visible en radio et potentiellement en rayons X. Les données radio que nous récupérons ne montrent pas de PWN mais indiquent toutes la présence d'une émission radio située de l'autre côté du système SNR–pulsar, comme illustré en [Figure 9.31](#) (gauche). Cette absence de traînée relique en direction de G28.6–0.1 défavorise également l'association entre les deux objets. De plus, l'émission étendue en radio, située au Sud Est du pulsar, est spatialement coïncidente avec une émission en infrarouge, visible dans les données *Spitzer* ([Figure 9.31](#), droite) et dont l'apparence ressemble à une collection de vents d'étoiles massives. La base de données Simbad indique la présence de la région de formation d'étoiles N49 contenant des régions H II, caractéristiques des régions de formation d'étoiles massives. Les deux distances estimées sont de 5.07 kpc et 9.65 kpc, et la distance proche est favorisée ([Dirienzo et al., 2012; Anderson & Bania, 2009](#)). Puisque les CC-SNRs, et donc les pulsars, résultent d'étoiles massives, il se pourrait que le pulsar PSR J1844–0346 soit né dans la région N49. La distance angulaire séparant N49 et le pulsar est de  $\sim 181.5 \text{ arcsec}$  impliquant une vitesse propre du pulsar  $\mu = 15.65t_{11.6}^{-1} \text{ mas yr}^{-1}$ , sous l'hypothèse  $t \approx \tau_c = 11.6 \text{ kyr}$ . En prenant la distance de N49 la plus probable ( $d = 5.07 \text{ kpc}$ ), la vitesse transverse du pulsar est  $v_t \sim 376d_{5.07}t_{11.6}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ . Cette valeur, compatible avec la plupart des vitesses transverses mesurées, rend l'association du pulsar plus probable avec N49 qu'avec le SNR G28.6–0.1.

Puisque le pulsar est énergétique et se situe sur les contours à  $3-4 \sigma$  de H.E.S.S., nous avons également recherché la présence d'une potentielle PWN dans les données X. Les seuls instruments couvrant la position du pulsar sont *ASCA*, *Swift* et *Integral/IBIS*. Une source ponctuelle est vue dans les données *Swift/XRT*, à la position du pulsar mais aucune émission étendue n'apparaît.

Les cartes en coups résiduelles du *Fermi*-LAT montrent une émission dans les deux bandes en énergie ( $E > 10 \text{ GeV}$  et  $E > 50 \text{ GeV}$ ). Deux sources cataloguées (3FGL J1844.3–0344 et 4FGL J1844.4–0345) sont localisées proche du pulsar (les incertitudes sur les positions étant compatibles avec la position du pulsar), et ont un spectre représenté par une parabole logarithmique.

Si le pulsar est situé à 5.07 kpc, son énergie rotationnelle serait suffisante pour engendrer une PWN au TeV ( $\dot{E}/d^2 = 1.6 \times 10^{35} > 10^{34} \text{ erg s}^{-1} \text{ kpc}^{-2}$ ). Il serait dès lors intéressant de mener une étude approfondie sur le pulsar et ses environs en rayons X et avec les données  $\gamma$ , afin de révéler potentiellement une nouvelle PWN au TeV.

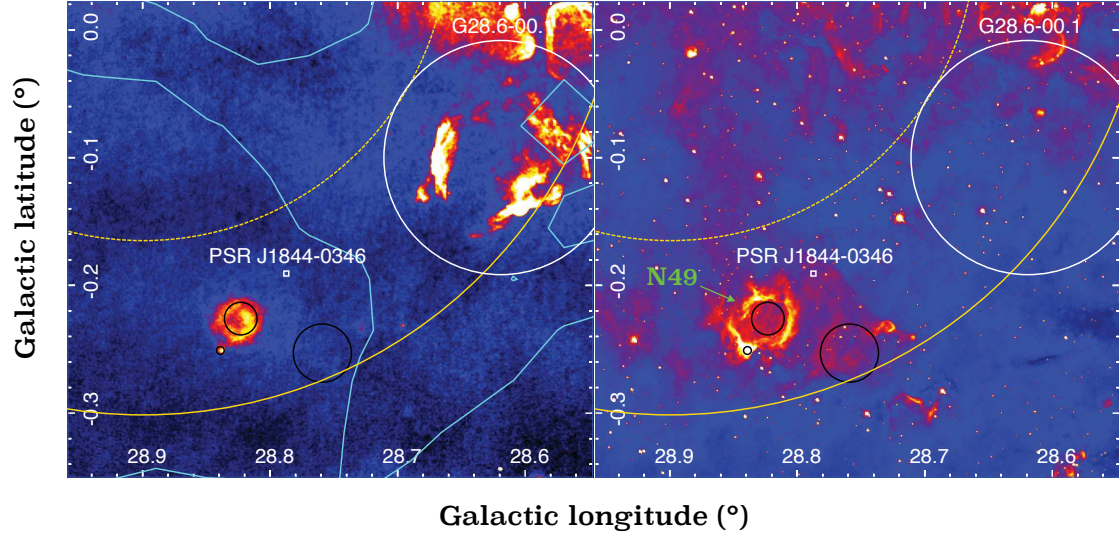


FIGURE 9.31 – Données MAGPIS à 1.4 GHz (*gauche*) et *Spitzer*/GLIMPSE à 8.0  $\mu\text{m}$  (*droite*) sur le pulsar PSR J1844–0346. Les cercles noirs correspondent à des régions H II cataloguées dans le WISE, dont l’une d’entre elles est contenue dans la région de formation d’étoiles N49. Les cercles jaunes représentent le  $\sigma$  et le  $R_{\text{spec}}$  de HESS J1843–033, tandis que les contours à 3 et 5  $\sigma$  apparaissent en bleu sur l’image à 1.4 GHz.

### Conclusions et perspectives

L’étude de HESS J1843–033 avec les données multi-longueurs d’onde a soulevé plusieurs points importants :

- la possible contribution de plusieurs composantes comme origine de l’émission au TeV
- l’importance des données multi-longueurs d’onde pour étudier des régions complexes
- et possiblement un nouveau SNR révélé au TeV, dont la présence a été dissimulée par la fusion de deux composantes Gaussiennes dans la procédure du catalogue des sources du HGPS

Des études précédentes ont révélé la présence d’émission synchrotron en rayons X sur la coquille de G28.6–0.1. Notre analyse a dérivé un spectre typique des SNRs en radio  $\alpha \sim -0.44$  et un flux au TeV faible, cohérent avec les contraintes au GeV. Les données radio et infrarouge suggèrent une possible association du pulsar énergétique PSR J1844–0346, à proximité du SNR, avec la région de formation d’étoiles massives N49 et non avec le SNR lui-même. Sous l’hypothèse d’une distance de 5.07 kpc, la vitesse transverse du pulsar serait de  $v_t \sim 376 \text{ km s}^{-1}$ , rendant l’association plus probable qu’avec G28.6–0.1. Le résultat le plus important de cette analyse reste la possibilité de détecter le neuvième SNR en coquille au TeV. Les prochaines études sur toute la région sont très prometteuses, et il serait très important de :

- mener une étude dédiée sur G28.6–0.1 avec les données de H.E.S.S. pour révéler potentiellement un nouveau SNR au TeV
- faire une analyse spectro-morphologique avec les données du *Fermi*-LAT pour connaître la nature de l’émission (leptonique ou hadronique) de G28.6–0.1
- observer en rayons X, avec des temps d’exposition plus importants, le pulsar énergétique PSR J1844–0346 pour possiblement révéler une PWN, et étudier les environs du pulsar en  $\gamma$
- analyser les données des nuages moléculaires au coeur de la région H.E.S.S. Au vu du nombre important de candidats SNRs et de l’absence d’émission en radio et en rayons X au coeur de



la source H.E.S.S., il se pourrait qu’une partie de l’émission de HESS J1843–033 proviennent de nuages moléculaires illuminés par des CRs s’échappant de ces vestiges, si leur nature est confirmée

- étudier la répartition du gaz proche du candidat SNR G28.78–0.44. Ce SNR est caractérisé par une coquille bien distincte en radio et dont l’émission H.E.S.S., détectée à plus de  $4\sigma$  sur le bord de la coquille, n’a aucune contrepartie en radio et en rayons X.

Cette région complexe, et remplie de sources Galactiques, pourrait se révéler riche en accélérateurs de rayons cosmiques Galactiques.

## 9.4 Conclusions générales et perspectives

### 9.4.1 L’importance des données multi-longueurs d’onde

La multitude de sources non-identifiées au TeV nous a menés à entreprendre une recherche de contreparties en radio et en rayons X afin de comprendre l’origine de l’émission. Nous apportons des arguments quant à l’origine de plusieurs sources du HGPS grâce à des inspections visuelles des données archivées, à l’estimation d’un indice spectral en radio et du champ magnétique moyen, aux contraintes au GeV et sur la distance de l’objet à partir des lois d’échelle au TeV des PWNe.

La première étude a concerné la source HESS J1427–608, non-résolue par H.E.S.S. mais avec une contrepartie étendue en rayons X. À l’exception de la détection d’une source ponctuelle en rayons X pouvant correspondre au pulsar, l’indice spectral en radio, le champ magnétique et les contraintes dérivées au GeV et au TeV favorisent le scénario d’une PWN. HESS J1457–593 représente l’illustration parfaite d’une *dark TeV source*. Sans aucune contrepartie en radio et en rayons X, il est difficile d’interpréter l’origine de l’émission, bien que les contraintes sur le champ magnétique et l’émission au GeV soient assez fortes. La source HESS J1458–608, abritant un pulsar énergétique proche de son centre, est probablement associée à une PWN mais il manque la détection d’une source étendue en rayons X et un spectre dur au GeV pour le confirmer. Notamment, il est possible que l’émission provienne de deux sources situées à proximité.

L’extension Sud de HESS J1632–478, à plus de  $8\sigma$  dans les données au TeV, reste intrigante. L’indice spectral en radio indique une origine thermique de l’émission et des structures étendues en rayons X apparaissent. L’étude de HESS J1843–033 a révélé la présence du SNR G28.6–0.1 dont la significativité au TeV atteint  $5\sigma$ . L’analyse de ce SNR indique la possible détection du neuvième SNR au TeV mais une étude dédiée est nécessaire pour le confirmer.

Ces études de sources non-identifiées et présentant des caractéristiques différentes soulèvent l’importance des données multi-longueurs d’onde pour comprendre l’origine de l’émission en  $\gamma$ . En particulier, cette approche permet de dépasser les limitations propres à la construction de catalogues, menant à des pertes d’informations par la méthode uniformisée de détection de sources.

### 9.4.2 Améliorations du code

Outre le fait de récupérer les données archivées d’autres instruments en radio et en rayons X, le potentiel du code de recherche de contreparties pourrait être amélioré avec :

- une méthode de calibration pour dériver un flux radio dans les données de MAGPIS et du THOR

- l'insertion des données archivées CO et HI, permettant de sonder le caractère hadronique de l'émission au TeV
- la construction générique de cartes en rayons X (*XMM-Newton*, *Chandra*, etc.) corrigées de l'acceptance et du vignetting, au travers des outils d'analyse dédiés
- le développement d'un module du code permettant un ajustement automatique des flux *XMM-Newton* reportés sur le site de l'IRAP
- l'utilisation des données calibrées sur la polarisation. Le rayonnement synchrotron étant polarisé, cela permettrait de confirmer la nature non-thermique des émissions en radio, en plus de l'indice spectral que nous dérivons

Bien que ce code puisse être amélioré, il a toutefois déjà mis en évidence l'importance des données multi-longueurs d'onde pour comprendre la nature de l'émission au TeV. En particulier, l'étude du SNR G28.6–0.1 a souligné les limitations des constructions de catalogues tels que celui du HGPS, amenant à une perte d'information par la fusion de composantes Gaussiennes. Par définition, la création d'un catalogue se veut uniformisée et il est évident qu'une étude multi-longueurs d'onde détaillée sur chaque source au TeV prendrait beaucoup de temps. Toutefois, l'utilisation d'un code générique comme celui présenté dans cette partie pourrait apporter des informations importantes quant à l'identification et l'association des sources. En particulier, l'observatoire CTA devrait révéler plusieurs centaines de sources dans le plan Galactique ([Cherenkov Telescope Array Consortium et al., 2017](#)). L'augmentation du nombre de détections amènera naturellement à de plus nombreuses sources non-identifiées, et les données multi-longueurs d'onde se révéleront d'autant plus indispensables pour contraindre l'origine de leur émission.



# Conclusions et Perspectives

Les vestiges de supernova (SNRs) et les nébuleuses de pulsars (PWNe) sont considérés comme les meilleurs candidats quant à l'origine de l'accélération des rayons cosmiques Galactiques. Les études observationnelles des SNRs et des PWNe sont relativement récentes et ont confirmé la présence de particules accélérées au sein de ces objets. Alors que les preuves d'accélération d'électrons dans les SNRs datent d'une vingtaine d'années et semblent se multiplier, celles concernant les protons sont arrivées plus tardivement, au sein de SNRs en interaction avec des nuages moléculaires, et se font rares. Ces éléments tendent à confirmer la capacité des SNRs à accélérer au moins une partie du spectre des rayons cosmiques. Toutefois, les preuves de protons accélérés restent insuffisantes, au vu de leur proportion dans la composition du rayonnement cosmique, et de nombreuses émissions en  $\gamma$  sont encore de nature inconnue. L'objectif de cette thèse a consisté en l'étude de l'émission  $\gamma$  de haute et très haute énergie en provenance de sources Galactiques pour en comprendre l'origine, en utilisant les données du *Fermi*-LAT et des télescopes Tcherenkov H.E.S.S.

Contrairement au *Fermi*-LAT, la précision de la reconstruction des photons  $\gamma$  par les télescopes H.E.S.S. dépend de la lumière Tcherenkov atténuée lors de sa traversée dans l'atmosphère, et donc de notre connaissance de cette dernière. Le lidar élastique installé sur le site de H.E.S.S. a pour but de réduire ces incertitudes en sondant la composition atmosphérique. Nous avons ainsi étudié l'impact des profils d'atmosphère mesurés par le lidar sur les données de la nébuleuse du Crabe. Par le biais de simulations prenant en compte les conditions réelles d'observation, nous avons dérivé les fonctions de réponse de l'instrument (IRFs) propres à chaque run. Un impact notable a été observé tant sur la surface efficace que sur le biais en énergie, en fonction du profil d'atmosphère utilisé. Ces différences se répercutent sur la reconstruction spectrale, mais la faible statistique propre à une observation ne permet pas de quantifier son amélioration. Les spectres reconstruits sur l'ensemble des observations ne montrent pas de différence significative et semblent indiquer que le modèle utilisé par la collaboration est une bonne estimation de la composition moyenne de l'atmosphère. Nous avons ensuite étudié la dispersion de la normalisation du flux de 1 à 10 TeV, qui semble être réduite en utilisant les profils du lidar mais un plus grand nombre de données est nécessaire pour le confirmer. Cette première étude de l'impact des variations de l'atmosphère sur les données H.E.S.S. a donc mis en évidence des différences notables sur les IRFs et semble appuyer la possibilité de réduire les erreurs systématiques grâce aux données du lidar. Néanmoins, l'utilisation de lidars Raman pour les futurs télescopes Tcherenkov de l'observatoire CTA s'affranchiront des hypothèses inexorables propres aux lidars élastiques et permettront une connaissance plus précise de la composition de l'atmosphère.

La première partie scientifique de cette thèse a concerné des analyses spectro-morphologiques

de SNRs en  $\gamma$  et a mené à des résultats importants :

L'analyse du SNR composite G326.3–1.8 avec les données du *Fermi*-LAT a permis de distinguer, pour la première fois dans le domaine des rayons  $\gamma$ , les contributions d'un SNR et d'une PWN en son sein. Cette séparation, tant morphologique que spectrale, a révélé la contribution majoritaire du SNR à l'émission  $\gamma$ . Les analyses spectrales ont mis en évidence deux signatures différentes, compatibles avec une accélération de protons au choc et celle d'électrons provenant de la PWN, à l'intérieur du SNR. La modélisation du spectre large-bande du SNR, enrichie par les observations en radio, a réfuté la présence majoritaire d'électrons accélérés. L'émission  $H\alpha$  détectée au choc indique la présence de fortes densités, pouvant mener à la production de processus hadroniques. Nous avons donc construit un modèle cohérent avec les observations en radio, en rayons X, en optique et en  $\gamma$  impliquant deux contributions : celle d'un choc principal et celle d'un choc radiatif dominant l'intégralité de l'émission. Ce modèle a également permis de dériver plusieurs paramètres physiques, tels que l'énergie maximale des particules et le champ magnétique dans les régions refroidies. Une nouvelle preuve observationnelle de protons accélérés dans les SNRs semble avoir ainsi été apportée, renforçant le faible échantillon connu à aujourd'hui.

L'étude du SNR RX J1713.7–3946, avec les données H.E.S.S. et les outils *Ctools*, a confirmé la présence d'une émission  $\gamma$  s'étendant au-delà de la morphologie tracée en rayons X. Cette émission résiduelle a été modélisée par une coquille, ajustée simultanément avec la carte en rayons X représentant le coeur de l'émission de RX J1713.7–3946. La significativité de la coquille, englobant toute l'émission  $\gamma$ , atteint plus de  $5\sigma$  mais nous restons vigilants quant à l'interprétation de ce résultat puisque cette composante modélise également la majorité du flux au coeur du SNR. L'analyse spectrale n'a pas révélé de différence entre ces deux composantes et suggère dès lors une même origine de l'émission. En particulier, ce résultat va à l'encontre de la présence de protons échappés du SNR. Il apparaît également que le coeur de l'émission au TeV ne correspond pas à la distribution du rayonnement synchrotron. L'impact d'une méconnaissance de la résolution angulaire a également été étudié et ne change pas les résultats. Ainsi, l'émission au TeV s'étendant au-delà des rayons X semble bien réelle mais son origine reste encore inconnue.

La deuxième partie de cette thèse a entrepris des études multi-longueurs d'onde de sources au TeV non-identifiées et révélées par les télescopes H.E.S.S. dans le plan Galactique. Nous avons développé un code générique récupérant des données archivées en radio, en rayons X et en infra-rouge, complétées par les données du *Fermi*-LAT. Basée sur des inspections visuelles et appuyée par les catalogues de sources, ainsi que ceux propres aux instruments dont nous récupérons les données, cette étude a consisté en une recherche de contreparties afin de contraindre la nature de l'émission  $\gamma$  observée. Nous avons également augmenté le potentiel du code en dérivant des contraintes sur l'indice spectral en radio, sur le champ magnétique moyen et sur le spectre au GeV. Sous l'hypothèse d'une PWN au TeV, nous dérivons le taux de perte d'énergie rotationnelle et la distance du pulsar afin d'estimer sa capacité à engendrer cette hypothétique nébuleuse. L'étude portant sur cinq de ces sources dites non-identifiées a ainsi été présentée et a apporté plusieurs arguments quant à l'origine de l'émission. Parmi ces sources, l'émission au TeV de deux d'entre elles provient probablement d'une PWN (HESS J1427–593 et HESS J1458–608) et une source non-identifiée s'est révélée sans contrepartie dans les données disponibles (HESS J1457–593), renforçant sa nature intrigante et la nécessité d'entreprendre des observations prolongées. Les études de HESS J1632–478 et HESS J1843–033 ne se sont pas concentrées sur le coeur de l'émission au TeV mais sur des extensions significatives proches, à plus de  $5\sigma$  dans les données H.E.S.S. L'étude en radio de l'extension au Sud de HESS J1632–478 suggère une origine thermique et l'émission au TeV pourrait provenir d'une collection de vents d'étoiles massives. Des études plus approfondies sont toutefois nécessaires afin

de comprendre la nature de l'émission en  $\gamma$ . Nous nous sommes ensuite concentrés sur le SNR en coquille G28.6–0.1, émettant en radio et en rayons X, et faisant partie de l'émission au TeV de HESS J1843–033. Notre analyse multi-longueurs d'onde a renforcé l'étude de ce SNR, en dérivant un indice spectral en radio, un champ magnétique moyen, des contraintes spectrales au GeV et une estimation du flux au TeV. Il se pourrait bien que G28.6–0.1 représente ainsi le neuvième SNR en coquille détecté au TeV et une analyse dédiée avec les données H.E.S.S. est primordiale pour le confirmer.

Les études scientifiques au coeur de cette thèse, au travers d'outils divers sur des sources d'origine différente, ont soulevé l'importance des analyses spectro-morphologiques et des études multi-longueurs d'onde pour comprendre la nature de l'émission  $\gamma$ . La prochaine génération de télescopes Tcherenkov CTA permettra des analyses spectro-morphologiques nettement plus détaillées que celles réalisables avec les télescopes actuels. Le gain en sensibilité et l'amélioration de la résolution angulaire permettront de discriminer les populations leptoniques et hadroniques, notamment au sein de sources brillantes au TeV. La Figure 9.32 présente des simulations de RX J1713.7–3946 avec CTA, dans le cas d'une origine leptonique et hadronique de l'émission, respectivement basées sur l'émission en rayons X et les nuages de gaz entourant le vestige. Cette différence de morphologie, due à des processus de nature différente, permettra d'apporter de nouveaux éléments de réponse quant à l'origine de l'émission  $\gamma$  au sein de RX J1713.7–3946, et plus généralement au sein des SNRs brillants (Vela Jr, RCW 86, etc.).

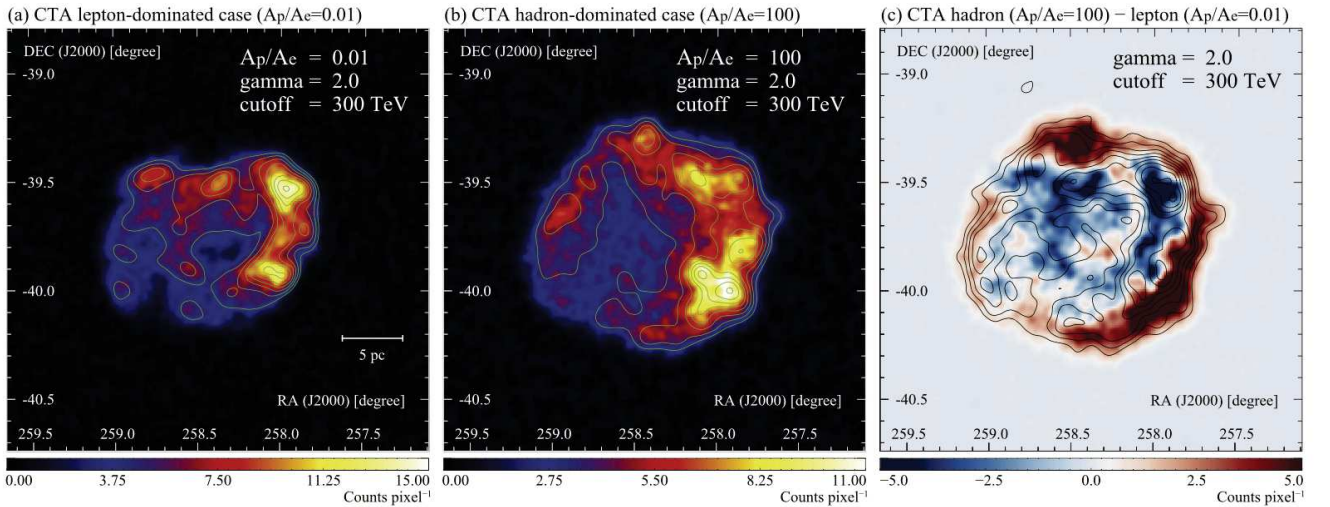


FIGURE 9.32 – Cartes en coups simulées entre 300 GeV et 100 TeV avec CTA, dans le cas d'une population majoritairement constituée d'électrons (*gauche*) et de protons (*centre*). Le rapport du nombre de protons sur le nombre d'électrons est représenté par  $A_p/A_e$ , et le spectre des particules est décrit par une loi de puissance avec une coupure exponentielle telle que  $\Gamma_e = 2.04$ ,  $E_{\text{cut},e} = 17.9$  TeV,  $\Gamma_p = 2$  et  $E_{\text{cut},p} = 300$  TeV. Les contours sont ceux de la carte *XMM-Newton* (Acero et al., 2009) (*gauche*) et de la densité de gaz (Fukui et al., 2012) (*centre*), convolués à la résolution angulaire de CTA. La première image est soustraite à la deuxième pour fournir la carte en coups résiduelle (*droite*), où les contours H.E.S.S. apparaissent en noir (Aharonian et al., 2007).

Les études spectro-morphologiques de G326.3–1.8 et de RX J1713.7–3946 ont été fortement guidées et enrichies par les données en radio et en rayons X, et l'importance des données multi-longueurs d'onde a été naturellement mise en avant au sein des recherches de contreparties des

sources révélées par H.E.S.S., dites non-identifiées. Le nombre de sources connues au TeV à ce jour représente probablement une faible fraction de celui qui sera révélé par CTA (*Cherenkov Telescope Array Consortium et al., 2017*), dont la sensibilité sera dix fois supérieure à celle des télescopes H.E.S.S. La Figure 9.33 présente une simulation des sources détectables par CTA dans le plan Galactique. Le nombre de détections au TeV passerait ainsi d'une petite centaine à plusieurs centaines. En plus de pouvoir possiblement répondre à l'origine du rayonnement cosmique Galactique, CTA permettra des études de population des SNRs et des PWNe au TeV et mènera peut-être à la détection de nouveaux types de sources. L'augmentation du nombre de sources détectées s'accompagnera d'un niveau de confusion des sources plus important. Les futures études spectro-morphologiques en  $\gamma$ , bien que dotées d'une précision inégalée, ne permettront pas toujours à elles seules d'identifier l'origine de l'émission. En ce sens, une approche multi-longueurs d'onde permettra d'apporter des éléments cruciaux quant à la nature de l'émission au TeV au sein de régions confuses tout comme pour des sources isolées.

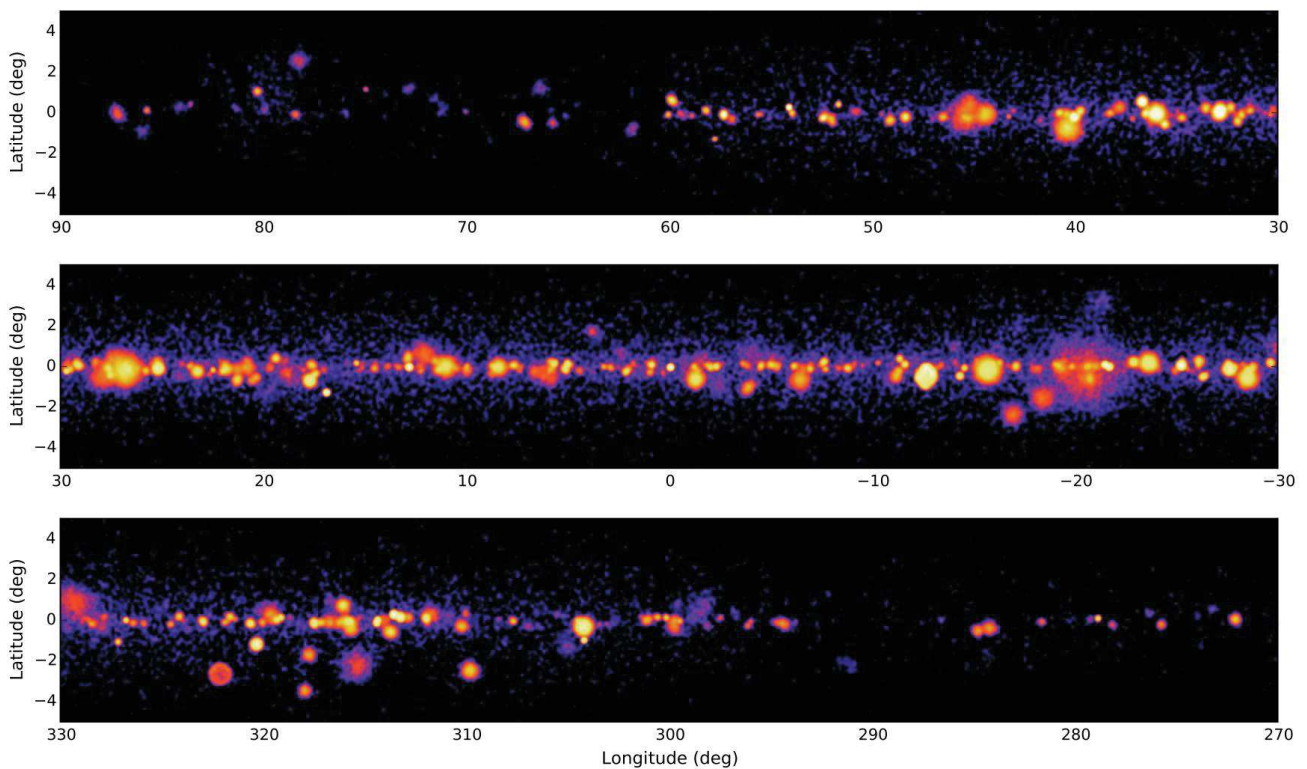


FIGURE 9.33 – Simulation du balayage Galactique avec CTA, révélant plusieurs centaines de sources et présentant des régions à haut niveau de confusion entre les sources. Image tirée de <https://www.cta-observatory.org/>.

L'amélioration des performances aux très hautes énergies grâce à l'arrivée de CTA sera couplée aux progrès qui s'apprêtent également à émerger dans les domaines de la radio et des rayons X. Les futurs télescopes en radio SKA permettront de révéler de nouvelles sources et de nouvelles structures dans la Galaxie avec une précision et une sensibilité inégalées. La Figure 9.34 présente les premières données obtenues avec MeerKAT, le précurseur de SKA constitué de 64 télescopes en Afrique du Sud, en direction du Centre Galactique. Cette première image à très hautes précisions et sensibilité révèle une morphologie complexe, avec de nombreuses structures filamentaires. Le domaine des rayons X s'apprête également à franchir une nouvelle étape avec le satellite *eROSITA*, dont le lancement

est prévu en Avril 2019<sup>1</sup>, qui cartographiera l'ensemble du ciel X, et ce jusqu'à 10 keV, là où l'absorption interstellaire dans le plan Galactique est la plus faible. Ainsi, l'exploitation des données multi-longueurs d'onde promettent un potentiel énorme de nouvelles réponses et découvertes sur les sources Galactiques telles que les SNRs et les PWNe. Tout comme les études observationnelles précédentes, les futures observations permettront d'augmenter notre connaissance de la Voie Lactée, et soulèveront probablement de nouvelles questions passionnantes quant à l'origine du rayonnement cosmique Galactique.

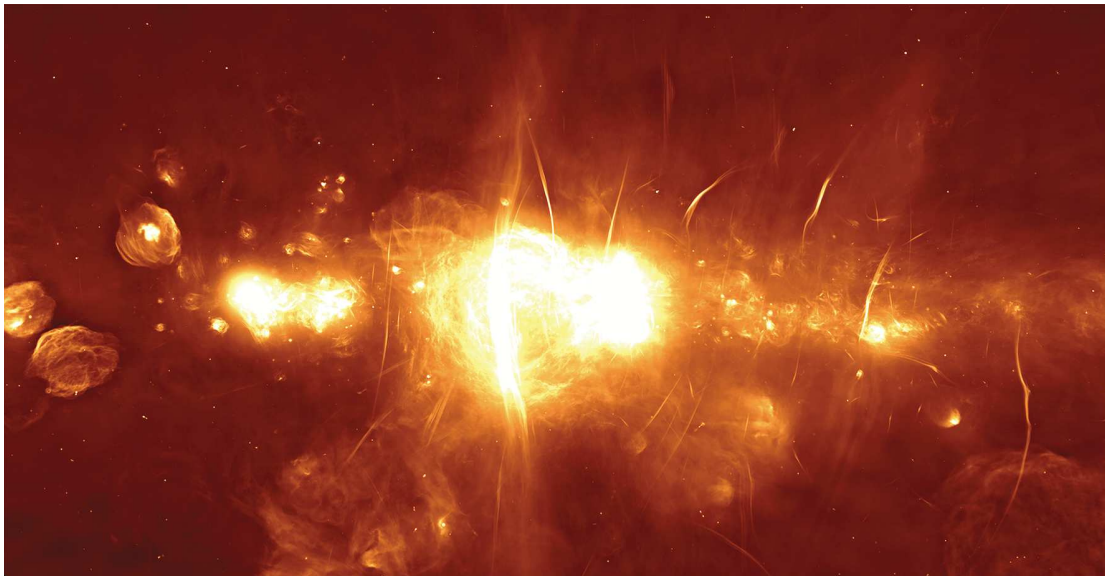


FIGURE 9.34 – Première image de la région du centre Galactique ( $2^\circ \times 1^\circ$ ) obtenue avec les télescopes MeerKAT, précurseur du futur réseau de télescopes SKA, faisant apparaître des structures jamais détectées auparavant. Image tirée de <http://www.ska.ac.za/>.

1. <https://www.hs.uni-hamburg.de/hserosita/>





# Bibliographie

- Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2017, *ApJ Lett.*, 848, L13
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2011, *ApJ*, 734, 28
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010, *ApJ*, 712, 459
- Abdo, A. A., Ajello, M., Allafort, A., et al. 2013, *ApJS*, 208, 17
- Abeysekara, A. U., Albert, A., Alfaro, R., et al. 2017, *ApJ*, 843, 40
- Abramowski, A., Aharonian, F., Ait Benkhali, F., et al. 2014, *ApJ Lett.*, 794, L1
- Acerro, F., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2015a, *arXiv :1501.02003*
- Acerro, F., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2016a, *ApJS*, 223, 26
- Acerro, F., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2013, *ApJ*, 773, 77
- Acerro, F., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2016b, *ApJS*, 224, 8
- Acerro, F., Acquaviva, J.-T., Adam, R., et al. 2017a, *arXiv :1712.06950*
- Acerro, F., Aloisio, R., Amans, J., et al. 2017b, *ApJ*, 840, 74
- Acerro, F., Ballet, J., Decourchelle, A., et al. 2009, *A&A*, 505, 157
- Acerro, F., Katsuda, S., Ballet, J., & Petre, R. 2017c, *A&A*, 597, A106
- Acerro, F., Lemoine-Goumard, M., Renaud, M., et al. 2015b, *A&A*, 580, A74
- Acharya, B. S., Actis, M., Aghajani, T., et al. 2013, *Astroparticle Physics*, 43, 3
- Ackermann, M., Ajello, M., Albert, A., et al. 2012, *ApJS*, 203, 4
- Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., et al. 2013, *Science*, 339, 807
- Ackermann, M., Ajello, M., Atwood, W. B., et al. 2016, *ApJS*, 222, 5
- Ackermann, M., Ajello, M., Baldini, L., et al. 2017, *ApJ*, 843, 139
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Aye, K.-M., et al. 2005, *Science*, 307, 1938

- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Aye, K.-M., et al. 2004a, *Astroparticle Physics*, 22, 109
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Barres de Almeida, U., et al. 2008, *A&A*, 477, 353
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2006a, *A&A*, 457, 899
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2006b, *A&A*, 449, 223
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2006c, *ApJ*, 636, 777
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2007, *A&A*, 464, 235
- Aharonian, F., Yang, R., & de Oña Wilhelmi, E. 2018, arXiv :1804.02331
- Aharonian, F. A., Akhperjanian, A. G., Aye, K.-M., et al. 2004b, *Nature*, 432, 75
- Ajello, M., Atwood, W. B., Baldini, L., et al. 2017, *ApJS*, 232, 18
- Aleksić, J., Ansoldi, S., Antonelli, L. A., et al. 2015, *Journal of High Energy Astrophysics*, 5, 30
- Allard, D. 2012, *Astroparticle Physics*, 39, 33
- Amato, E. 2014, *International Journal of Modern Physics D*, 23, 1430013
- Anderson, L. D. & Bania, T. M. 2009, *ApJ*, 690, 706
- Anderson, L. D., Wang, Y., Bihr, S., et al. 2017, *A&A*, 605, A58
- Araya, M. 2017, *ApJ*, 843, 12
- Atwood, W., Albert, A., Baldini, L., et al. 2013, arXiv :1303.3514
- Atwood, W. B., Abdo, A. A., Ackermann, M., et al. 2009, *ApJ*, 697, 1071
- Axford, W. I., Leer, E., & Skadron, G. 1977, *International Cosmic Ray Conference*, 11, 132
- Balbo, M., Saouter, P., Walter, R., et al. 2010, *A&A*, 520, A111
- Bamba, A., Ueno, M., Koyama, K., & Yamauchi, S. 2001, *PASJ*, 53, L21
- Baring, M. G., Ellison, D. C., Reynolds, S. P., Grenier, I. A., & Goret, P. 1999, *ApJ*, 513, 311
- Barrau, A., Bazer-Bachi, R., Beyer, E., et al. 1998, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 416, 278
- Barthelmy, S. D., Barbier, L. M., Cummings, J. R., et al. 2005, *Space Sci. Rev.*, 120, 143
- Bell, A. R. 1978, *MNRAS*, 182, 147
- Bell, A. R. 2004, *MNRAS*, 353, 550
- Bell, A. R., Schure, K. M., Reville, B., & Giacinti, G. 2013, *MNRAS*, 431, 415
- Berge, D., Funk, S., & Hinton, J. 2007, *A&A*, 466, 1219
- Bergman, D. R. & Belz, J. W. 2007, *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 34, R359

- Bernlöhr, K. 2000, *Astroparticle Physics*, 12, 255
- Beuther, H., Bihl, S., Rugel, M., et al. 2016, *A&A*, 595, A32
- Binns, W. R., Israel, M. H., Christian, E. R., et al. 2016, *Science*, 352, 677
- Bocchino, F., Parmar, A. N., Mereghetti, S., et al. 2001, *A&A*, 367, 629
- Boller, T., Freyberg, M. J., Trümper, J., et al. 2016, *A&A*, 588, A103
- Bregeon, J., Compin, M., Rivoire, S., Sanguillon, M., & Vasileiadis, G. 2016, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 819, 60
- Bustamante, M., Baerwald, P., Murase, K., & Winter, W. 2015, *Nature Communications*, 6, 6783
- Calabretta, M. R., Staveley-Smith, L., & Barnes, D. G. 2014, *PASA*, 31, e007
- Caprioli, D., Blasi, P., Amato, E., & Vietri, M. 2009, *MNRAS*, 395, 895
- Carrigan, S., Hinton, J. A., Hofmann, W., et al. 2008, *International Cosmic Ray Conference*, 2, 659
- Case, G. L. & Bhattacharya, D. 1998, *ApJ*, 504, 761
- Cassam-Chenai, G., Hughes, J. P., Ballet, J., & Decourchelle, A. 2007, *ApJ*, 665, 315
- Castelletti, G., Dubner, G., Brogan, C., & Kassim, N. E. 2007, *A&A*, 471, 537
- Castelletti, G., Supan, L., Petriella, A., Giacani, E., & Joshi, B. C. 2017, *A&A*, 602, A31
- Chalme-Calvet, R., de Naurois, M., Tavernet, J.-P., & for the H. E. S. S. Collaboration. 2014, *arXiv1403.4550C*
- Chatterjee, S., Vlemmings, W. H. T., Brisken, W. F., et al. 2005, *ApJ Lett.*, 630, L61
- Cherenkov Telescope Array Consortium, T., :, Acharya, B. S., et al. 2017, *ArXiv e-prints*, *arXiv :1709.07997*
- Chevalier, R. A. 1977, *ARA&A*, 15, 175
- Cioffi, D. F., McKee, C. F., & Bertschinger, E. 1988, *ApJ*, 334, 252
- Clark, C. J., Wu, J., Pletsch, H. J., et al. 2017, *ApJ*, 834, 106
- Clark, G. W., Garmire, G. P., & Kraushaar, W. L. 1968, *ApJ Lett.*, 153, L203
- Colgate, S. A. & McKee, C. 1969, *ApJ*, 157, 623
- Condon, B. 2017, *Theses*, Université de Bordeaux
- Condon, J. J., Cotton, W. D., Greisen, E. W., et al. 1998, *AJ*, 115, 1693
- Cordes, J. M. & Lazio, T. J. W. 2002, *arXiv :astro-ph/0207156*
- Cordes, J. M. & Lazio, T. J. W. 2003, *arXiv :astro-ph/0301598*
- Cornils, R., Gillessen, S., Jung, I., et al. 2003, *Astroparticle Physics*, 20, 129

- Cox, D. P. & Franco, J. 1981, *ApJ*, 251, 687
- Cristofari, P., Gabici, S., Terrier, R., & Humensky, T. B. 2018, *MNRAS*
- Dame, T. M., Hartmann, D., & Thaddeus, P. 2001, *ApJ*, 547, 792
- De Angelis, A., Tatischeff, V., Tavani, M., et al. 2017, *Experimental Astronomy*, 44, 25
- 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
- de los Reyes, R., Zajczyk, A., Chaves, R. C. G., & for the H. E. S. S. collaboration. 2012, *arXiv* :1205.0719
- De Naurois, M. 2012, *Habilitation à diriger des recherches*, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI
- de Naurois, M. & Rolland, L. 2009, *Astroparticle Physics*, 32, 231
- Decourchelle, A., Sauvageot, J. L., Audard, M., et al. 2001, *A&A*, 365, L218
- Deil, C., Zanin, R., Lefaucheur, J., et al. 2017, *arXiv* :1709.01751
- Dennefeld, M. 1980, *PASP*, 92, 603
- Dickel, J. R., Milne, D. K., & Strom, R. G. 2000, *ApJ*, 543, 840
- Dirienzo, W. J., Indebetouw, R., Brogan, C., et al. 2012, *AJ*, 144, 173
- Doro, M., Gaug, M., Pallotta, J., et al. 2014, *arXiv* :1402.0638
- Duncan, A. R., Stewart, R. T., Haynes, R. F., & Jones, K. L. 1995, *MNRAS*, 277, 36
- Elder, F. R., Gurewitsch, A. M., Langmuir, R. V., & Pollock, H. C. 1947, *Physical Review*, 71, 829
- Ellison, D. C., Patnaude, D. J., Slane, P., & Raymond, J. 2010, *ApJ*, 712, 287
- Esposito, P., Tiengo, A., de Luca, A., & Mattana, F. 2007, *A&A*, 467, L45
- Fermi, E. 1949, *Physical Review*, 75, 1169
- Fernald, F. G. 1984, *Appl. Opt.*, 23, 652
- Ferrand, G. & Safi-Harb, S. 2012, *Advances in Space Research*, 49, 1313
- Fesen, R. A., Kremer, R., Patnaude, D., & Milisavljevic, D. 2012, *AJ*, 143, 27
- Fields, B. D., Olive, K. A., Cassé, M., & Vangioni-Flam, E. 2001, *A&A*, 370, 623
- Fruck, C., Gaug, M., Zanin, R., et al. 2014, *arXiv* :1403.3591
- Fujinaga, T., Mori, K., Bamba, A., et al. 2013, *PASJ*, 65, 61
- Fukui, Y., Moriguchi, Y., Tamura, K., et al. 2003, *PASJ*, 55, L61
- Fukui, Y., Sano, H., Sato, J., et al. 2012, *ApJ*, 746, 82

- Gabici, S., Aharonian, F. A., & Casanova, S. 2009, MNRAS, 396, 1629
- Gaensler, B. M. & Slane, P. O. 2006, ARA&A, 44, 17
- Gaisser, T. 2017, in European Physical Journal Web of Conferences, Vol. 145, European Physical Journal Web of Conferences, 18003
- Gaustad, J. E., McCullough, P. R., Rosing, W., & Van Buren, D. 2001, PASP, 113, 1326
- Gelfand, J. D., Slane, P. O., & Zhang, W. 2009, ApJ, 703, 2051
- Ghavamian, P., Raymond, J., Smith, R. C., & Hartigan, P. 2001, ApJ, 547, 995
- Goss, W. M., Radhakrishnan, V., Brooks, J. W., & Murray, J. D. 1972, ApJS, 24, 123
- Gotthelf, E. V. 2004, in IAU Symposium, Vol. 218, Young Neutron Stars and Their Environments, ed. F. Camilo & B. M. Gaensler, 225
- Green, A. J., Reeves, S. N., & Murphy, T. 2014, PASA, 31, e042
- Green, D. A. 2017, VizieR Online Data Catalog, 7278
- Gregory, P. C. & Condon, J. J. 1991, ApJS, 75, 1011
- Griffith, M. R. & Wright, A. E. 1993, AJ, 105, 1666
- Guo, X.-L., Xin, Y.-L., Liao, N.-H., et al. 2017, ApJ, 835, 42
- H. E. S. S. Collaboration, Abdalla, H., Abramowski, A., et al. 2018a, A&A, 612, A8
- H. E. S. S. Collaboration, Abdalla, H., Abramowski, A., et al. 2018b, A&A, 612, A2
- H. E. S. S. Collaboration, Abdalla, H., Abramowski, A., et al. 2018c, A&A, 612, A6
- H. E. S. S. Collaboration, Abdalla, H., Abramowski, A., et al. 2018d, A&A, 612, A1
- Hahn, J., de los Reyes, R., Bernlöhr, K., et al. 2015, arXiv :1502.01182
- Hartman, R. C., Bertsch, D. L., Bloom, S. D., et al. 1999, VizieR Online Data Catalog, 212
- Hartman, R. C., Bertsch, D. L., Fichtel, C. E., et al. 1992, in NASA Conference Publication, Vol. 3137, NASA Conference Publication, ed. C. R. Shrader, N. Gehrels, & B. Dennis
- Helfand, D. J., Becker, R. H., White, R. L., Fallon, A., & Tuttle, S. 2006, AJ, 131, 2525
- Helfand, D. J., Velusamy, T., Becker, R. H., & Lockman, F. J. 1989, ApJ, 341, 151
- Heng, K. 2010, PASA, 27, 23
- Hermesen, W. 1983, Space Sci. Rev., 36, 61
- H.E.S.S. Collaboration, Abdalla, H., Abramowski, A., et al. 2018, A&A, 612, A3
- H.E.S.S. Collaboration, Abramowski, A., Acero, F., et al. 2011, A&A, 533, A103
- H.E.S.S. Collaboration, Abramowski, A., Aharonian, F., et al. 2016, Nature, 531, 476

- Hester, J. J. 2008, *ARA&A*, 463, 127
- Hillas, A. M. 1985, International Cosmic Ray Conference, 3
- Hinton, J. A. & Hofmann, W. 2009, *ARA&A*, 47, 523
- Hirotsu, K. 2008, arXiv :0809.1283
- Hofmann, W. 2017, *International Journal of Modern Physics D*, 26, 1730005
- Hofverberg, P., Chaves, R. C. G., Fiasson, A., et al. 2010, in 25th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics, 196
- Hollenbach, D. & McKee, C. F. 1989, *ApJ*, 342, 306
- Holler, M., Berge, D., Hahn, J., et al. 2017a, arXiv :1707.04196
- Holler, M., Chevalier, J., Lenain, J.-P., de Naurois, M., & Sanchez, D. 2017b, arXiv :1711.01118
- Hörandel, J. R. 2004, *Astroparticle Physics*, 21, 241
- Hörandel, J. R. 2013, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 1516, American Institute of Physics Conference Series, ed. J. F. Ormes, 185–194
- Huang, Y., Li, Z., Wang, W., & Zhao, X. 2018, arXiv :1807.11239
- Intema, H. T., Jagannathan, P., Mooley, K. P., & Frail, D. A. 2017, *A&A*, 598, A78
- Kassim, N. E., Hertz, P., & Weiler, K. W. 1993, *ApJ*, 419, 733
- Katsuda, S., Acero, F., Tominaga, N., et al. 2015, *ApJ*, 814, 29
- Kembhavi, A. K. & Narlikar, J. V. 1999, *Quasars and active galactic nuclei : an introduction*
- Kerr, M. 2010, PhD thesis, University of Washington
- Klett, J. D. 1983, *Appl. Opt.*, 22, 514
- Knödseder, J., Mayer, M., Deil, C., et al. 2016, *A&A*, 593, A1
- Koyama, K., Kawada, M., Kunieda, H., Tawara, Y., & Takeuchi, Y. 1990, *Nature*, 343, 148
- Koyama, K., Kinugasa, K., Matsuzaki, K., et al. 1997, *PASJ*, 49, L7
- Koyama, K., Petre, R., Gotthelf, E. V., et al. 1995, *Nature*, 378, 255
- Kraushaar, W. L. & Clark, G. W. 1962, *Physical Review Letters*, 8, 106
- Kyle, T. 1991, *Atmospheric Transmission, Emission and Scattering* (Butterworth-Heinemann Limited)
- Lazendic, J. S., Slane, P. O., Gaensler, B. M., et al. 2004, *ApJ*, 602, 271
- Leahy, D. & Tian, W. 2010, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 438, *The Dynamic Interstellar Medium : A Celebration of the Canadian Galactic Plane Survey*, ed. R. Kothes, T. L. Landecker, & A. G. Willis, 365

- Lemoine-Goumard, M., Zavlin, V. E., Grondin, M.-H., et al. 2011, *A&A*, 533, A102
- Li, T.-P. & Ma, Y.-Q. 1983, *ApJ*, 272, 317
- Li, X.-H., Lu, F.-J., & Li, Z. 2008, *ApJ*, 682, 1166
- Long, K. S. 2017, *Galactic and Extragalactic Samples of Supernova Remnants : How They Are Identified and What They Tell Us*, ed. A. W. Alsabti & P. Murdin, 2005
- Lopez, L. A., Ramirez-Ruiz, E., Huppenkothen, D., Badenes, C., & Pooley, D. A. 2011, *ApJ*, 732, 114
- Lyne, A. G. & Lorimer, D. R. 1995, *Journal of Astrophysics and Astronomy*, 16, 97
- Maíz Apellániz, J., Sota, A., Morrell, N. I., et al. 2013, in *Massive Stars : From alpha to Omega*, 198
- Malkov, M. A., Diamond, P. H., & Sagdeev, R. Z. 2011, *Nature Communications*, 2, 194
- Manchester, R. N., Hobbs, G. B., Teoh, A., & Hobbs, M. 2005, *AJ*, 129, 1993
- Marelli, M., De Luca, A., & Caraveo, P. A. 2011, *ApJ*, 733, 82
- Mathewson, D. S. & Clarke, J. N. 1973, *ApJ*, 180, 725
- Matsuura, M., Dwek, E., Meixner, M., et al. 2011, *Science*, 333, 1258
- Matzner, C. D. & McKee, C. F. 1999, *ApJ*, 510, 379
- McClure-Griffiths, N. M., Dickey, J. M., Gaensler, B. M., et al. 2005, *ApJS*, 158, 178
- Meegan, C., Lichti, G., Bhat, P. N., et al. 2009, *ApJ*, 702, 791
- Micelotta, E. R., Matsuura, M., & Sarangi, A. 2018, *Space Sci. Rev.*, 214
- Mills, B. Y., Slee, O. B., & Hill, E. R. 1961, *Australian Journal of Physics*, 14, 497
- Milne, D. K. 1971, *Australian Journal of Physics*, 24, 429
- Milne, D. K., Goss, W. M., Haynes, R. F., et al. 1979, *MNRAS*, 188, 437
- Minkowski, R. 1941, *PASP*, 53, 224
- Morlino, G. 2016, *arXiv :1611.10054*
- Murphy, T., Mauch, T., Green, A., et al. 2007, *MNRAS*, 382, 382
- Müller, D., Ansmann, A., Mattis, I., et al. 2007, *Journal of Geophysical Research*, 112
- Otero, L. A., Ristori, P. R., & Quel, E. J. 2008, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 992, 6th Ibero-American Conference on Optics (RIAO) 9th Latin-American Meeting on Optics, Lasers and Applications (OPTILAS), ed. N. U. Wetter & J. Frejlich, 3–8
- Pallotta, J., Ristori, P., Otero, L., et al. 2013, *arXiv :1309.6535*
- Pancrazi, B., Webb, N. A., Becker, W., et al. 2012, *A&A*, 544, A108



- Pappalardo, G., Amodeo, A., Pandolfi, M., et al. 2004, 43, 5370
- Parizot, E., Marcowith, A., Ballet, J., & Gallant, Y. A. 2006, A&A, 453, 387
- Peterson, L. E. & Winckler, J. R. 1959, J. Geophys. Res., 64, 697
- Pfeffermann, E. & Aschenbach, B. 1996, in Roentgenstrahlung from the Universe, ed. H. U. Zimmermann, J. Trümper, & H. Yorke, 267–268
- Planck Collaboration, Adam, R., Ade, P. A. R., et al. 2016, A&A, 594, A1
- Plucinsky, P. P. 1998, Mem. Soc. Astron. Italiana, 69, 939
- Popescu, C. C., Yang, R., Tuffs, R. J., et al. 2017, MNRAS, 470, 2539
- Porter, T. A., Moskalenko, I. V., & Strong, A. W. 2006, ApJ Lett., 648, L29
- Ranasinghe, S. & Leahy, D. A. 2018, MNRAS, 477, 2243
- Ray, P. S., Kerr, M., Parent, D., et al. 2011, ApJS, 194, 17
- Renaud, M. 2009, arXiv :0905.1287
- Renaud, M. & CTA Consortium. 2011, Mem. Soc. Astron. Italiana, 82, 726
- Reynolds, S. P., Pavlov, G. G., Kargaltsev, O., et al. 2017, Space Sci. Rev., 207, 175
- Rho, J. & Petre, R. 1998, ApJ Lett., 503, L167
- Rho, J., Reach, W. T., Tappe, A., et al. 2009, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 414, Cosmic Dust - Near and Far, ed. T. Henning, E. Grün, & J. Steinacker, 22
- Rice, T. S., Goodman, A. A., Bergin, E. A., Beaumont, C., & Dame, T. M. 2016, ApJ, 822, 52
- Rolland, L. 2005, Theses, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI
- Rosado, M., Ambrocio-Cruz, P., Le Coarer, E., & Marcelin, M. 1996, A&A, 315, 243
- Saji, S., Matsumoto, H., Nobukawa, M., et al. 2018, PASJ, 70, 23
- Sanbonmatsu, K. Y. & Helfand, D. J. 1992, AJ, 104, 2189
- Sano, H., Tanaka, T., Torii, K., et al. 2013, ApJ, 778, 59
- Saz Parkinson, P. M., Dormody, M., Ziegler, M., et al. 2010, ApJ, 725, 571
- Schubnell, M., Akerlof, C. W., Cawley, M. F., et al. 1993, International Cosmic Ray Conference, 1, 409
- Sedov, L. I. 1959, Similarity and Dimensional Methods in Mechanics
- Slane, P., Gaensler, B. M., Dame, T. M., et al. 1999, ApJ, 525, 357
- Smith, D. A., Bergeret, H., Cordier, A., et al. 1997, Nuclear Physics B Proceedings Supplements, 54, 362

Stil, J. M., Taylor, A. R., Dickey, J. M., et al. 2006, *AJ*, 132, 1158

Strong, A. W., Porter, T. A., Digel, S. W., et al. 2010, *ApJ Lett.*, 722, L58

Tanaka, S. J. & Takahara, F. 2010, *ApJ*, 715, 1248

Tang, X. & Chevalier, R. A. 2014, *ApJ Lett.*, 784, L35

Taylor, A. R., Gibson, S. J., Peracaula, M., et al. 2003, *AJ*, 125, 3145

Temim, T., Slane, P., Castro, D., et al. 2013, *ApJ*, 768, 61

Temim, T., Slane, P., Kolb, C., et al. 2015

Tsuji, N. & Uchiyama, Y. 2016, *PASJ*, 68, 108

Ubertini, P., Lebrun, F., Di Cocco, G., et al. 2003, *A&A*, 411, L131

Uchiyama, Y., Aharonian, F. A., Tanaka, T., Takahashi, T., & Maeda, Y. 2007, *Nature*, 449, 576

Uchiyama, Y., Blandford, R. D., Funk, S., Tajima, H., & Tanaka, T. 2010, *ApJ Lett.*, 723, L122

Ueno, M., Bamba, A., Koyama, K., & Ebisawa, K. 2003, *ApJ*, 588, 338

Ueno, M., Yamaguchi, H., Koyama, K., et al. 2005, in *X-Ray and Radio Connections*, ed. L. O. Sjouwerman & K. K. Dyer

van den Bergh, S. 1979, *ApJ*, 227, 497

van der Swaluw, E., Downes, T. P., & Keegan, R. 2004, *A&A*, 420, 937

Vasileiadis, G., Blanch, O., Bregeon, J., et al. 2017, arXiv :1709.04630

Vink, J. 2012, *A&A Rev.*, 20, 49

Voges, W., Aschenbach, B., Boller, T., et al. 1999, *VizieR Online Data Catalog*, 9010

Vorster, M. J., Tibolla, O., Ferreira, S. E. S., & Kaufmann, S. 2013, *ApJ*, 773, 139

Voruganti, A., Deil, C., Donath, A., & King, J. 2017, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1792, 6th International Symposium on High Energy Gamma-Ray Astronomy, 070005

Wakely, S. P. & Horan, D. 2008, *International Cosmic Ray Conference*, 3, 1341

Weekes, T. C., Cawley, M. F., Fegan, D. J., et al. 1989, *ApJ*, 342, 379

Whiteoak, J. B. Z. & Green, A. J. 1996, *A&AS*, 118, 329

Williams, B. J., Blair, W. P., Blondin, J. M., et al. 2011, *ApJ*, 741, 96

Williams, B. J. & Temim, T. 2017, *Infrared Emission from Supernova Remnants : Formation and Destruction of Dust*, ed. A. W. Alsabti & P. Murdin, 2105

Yamaguchi, H., Badenes, C., Foster, A. R., et al. 2015, *ApJ Lett.*, 801, L31

Yao, J. M., Manchester, R. N., & Wang, N. 2017, *ApJ*, 835, 29

Zabalza, V. 2015, Proc. of International Cosmic Ray Conference 2015, in press

Zavlin, V. E. 2007, ApJ Lett., 665, L143

Zyuzin, D. A., Karpova, A. V., & Shibanov, Y. A. 2018, MNRAS, 476, 2177

# Liste des figures

1.1	Spectre du rayonnement cosmique . . . . .	6
1.2	Structure d'une onde de choc . . . . .	10
1.3	Classification historique des supernovae . . . . .	15
1.4	Images des différents types de SNRs . . . . .	16
1.5	Représentation schématique d'un pulsar et de sa magnétosphère . . . . .	18
1.6	Sensibilités des instruments aux très hautes énergies . . . . .	22
1.7	Principe de détection de la lumière Tcherenkov et réseau de détecteurs HAWC . . . . .	23
1.8	Carte du ciel au GeV avec la position des sources du 3FGL . . . . .	25
1.9	Carte du ciel au TeV . . . . .	25
2.1	Schéma d'un SNR composite en phase de Sedov-Taylor . . . . .	29
2.2	Simulations hydrodynamiques du SNR composite G327.1–1.1 . . . . .	32
2.3	Évolution des rayons des différents systèmes dans un SNR composite . . . . .	32
2.4	Spectres des particules accélérées dans les SNRs et rayonnements non-thermiques associés . . . . .	34
2.5	Image et spectre thermique en rayons X du SNR Tycho . . . . .	37
2.6	SEDs des SNRs IC 443 et W44 mesurées par le <i>Fermi</i> -LAT . . . . .	38
3.1	Schéma du <i>Fermi</i> -LAT . . . . .	45
3.2	Représentation du trajectographe du LAT . . . . .	46
3.3	Comparaison des performances de Pass 7 et Pass 8 . . . . .	50
3.4	Carte en sensibilité du <i>Fermi</i> -LAT avec Pass 8 . . . . .	50
3.5	Performances obtenues avec les types d'événements dans Pass 8 . . . . .	51
3.6	Exemple de définition d'une source du 3FGL . . . . .	52
4.1	Photographie du réseau de télescopes H.E.S.S. . . . .	58
4.2	Représentations schématiques des télescopes . . . . .	59
4.3	Schéma de l'électronique des caméras . . . . .	60
4.4	Piédestaux et réponse au photo-électron unique . . . . .	62
4.5	Coefficients de <i>Flat Field</i> de CT1 . . . . .	64
4.6	Zone de linéarité entre les voies haut gain et bas gain . . . . .	64
4.7	Anneau de lumière Tcherenkov sur une des caméras de H.E.S.S. . . . .	65
4.8	Distributions des variables MSW et MSL . . . . .	67
4.9	Exemples de deux méthodes d'estimation du fond dans H.E.S.S. . . . .	69
4.10	Surface efficace et résolution en énergie de CT1–4 . . . . .	70
4.11	Résolution angulaire de CT1–4 . . . . .	70

4.12	Résolution angulaire et en énergie obtenues avec CT5 en mode monoscopique ou stéréoscopique . . . . .	71
5.1	Développement de la lumière Tcherenkov et schéma du lidar installé sur le site de H.E.S.S. . . . . .	75
5.2	Coefficients d’extinction mesurés par le lidar pendant l’année 2013 . . . . .	76
5.3	Répartition des aérosols en fonction de l’altitude et valeurs de $S_p$ . . . . .	77
5.4	Profils lidar mesurés à 532 nm pour les runs 79884 et 80194 . . . . .	79
5.5	Schéma de la méthode pour l’analyse avec les données lidar . . . . .	82
5.6	Surfaces efficaces et biais en énergie obtenus avec des profils d’atmosphère basés sur le modèle standard . . . . .	83
5.7	SEDs obtenues avec des profils d’atmosphère basés sur le modèle standard . . . . .	83
5.8	Valeurs des profondeurs optiques à 532 nm en fonction de l’altitude pour 22 runs . . . . .	85
5.9	Surfaces efficaces obtenues avec les profils standard et lidar pour les runs 79884 et 80194 . . . . .	86
5.10	Biais en énergie obtenus avec les profils standard et lidar pour les runs 79884 et 80194 . . . . .	86
5.11	SEDs des runs 79884 et 80194 en utilisant les profils standard et lidar . . . . .	87
5.12	SEDs obtenues avec 22 runs en utilisant les profils lidar et standard . . . . .	89
5.13	Dispersion du flux différentiel à 1 TeV en utilisant 22 runs . . . . .	91
5.14	Dispersion du flux différentiel à 1 TeV en utilisant les 11 premiers et 11 derniers runs . . . . .	91
6.1	Cartes radio et $H\alpha$ du SNR G326.3–1.8 . . . . .	98
6.2	Cartes du <i>Fermi</i> -LAT en coups et résiduelle en TS dans la bande 0.3–300 GeV centrées sur G326.3–1.8 . . . . .	99
6.3	Résultats des ajustements morphologiques sur G326.3–1.8 . . . . .	101
6.4	Valeurs de TS dans différentes bandes en énergie . . . . .	101
6.5	Modèles morphologiques pour la PWN et le SNR . . . . .	103
6.6	Cartes en TS résiduelles avec le modèle de la PWN et du SNR . . . . .	103
6.7	SED obtenue en utilisant le disque pour modéliser l’émission $\gamma$ . . . . .	106
6.8	SEDs du SNR et de la PWN . . . . .	106
6.9	Modélisation du spectre du SNR (scénario leptonique, valeurs ajustées) . . . . .	109
6.10	Modélisation du spectre du SNR (scénario leptonique, valeurs calculées) . . . . .	109
6.11	Modélisation du spectre du SNR (scénario hadronique, valeurs calculées) . . . . .	110
6.12	Comparaison des spectres mesurés de la PWN . . . . .	113
7.1	Morphologie en rayons X et au TeV de RX J1713.7–3946 . . . . .	118
7.2	Corrélation non-linéaire entre les flux intégrés en rayons X et au TeV . . . . .	118
7.3	Carte H.E.S.S. en coups de 0.3 à 100 TeV et <i>XMM-Newton</i> de 2.0 à 4.5 keV . . . . .	120
7.4	Carte en coups résiduelle obtenue après ajustement des cartes <i>XMM-Newton</i> . . . . .	122
7.5	Carte en coups résiduelle obtenue avec la carte <i>XMM-Newton</i> et l’ajustement d’une coquille . . . . .	123
7.6	Profil radial de la brillance de surface de CTB 37A et représentation de la PSF . . . . .	124
7.7	Carte en coups résiduelle (0.3–100 TeV) obtenue avec la carte <i>XMM-Newton</i> et une coquille, en prenant une PSF élargie de $0.02^\circ$ . . . . .	125
8.1	Couverture du ciel observée par le HGPS . . . . .	130
8.2	Répartition de la nature des sources du HGPS . . . . .	132
8.3	Lois d’échelle au TeV des PWNe . . . . .	133

8.4	SEDs d'une PWN en fonction du temps et d'un nuage moléculaire illuminé par des CRs . . . . .	135
8.5	Carte en significativité du HGPS de HESS J1356–645 . . . . .	144
8.6	Cartes radio de HESS J1356–645 . . . . .	146
8.7	Spectre radio de HESS J1356–645 . . . . .	146
8.8	Cartes <i>XMM-Newton</i> et <i>Chandra</i> de HESS J1356–645 . . . . .	147
8.9	Données <i>ROSAT</i> et contrainte sur le champ magnétique de HESS J1356–645 . . . . .	147
8.10	Cartes en coups et résiduelles du <i>Fermi</i> -LAT ( $E > 10$ GeV) de HESS J1356–645 . . . . .	148
8.11	SEDs des sources au GeV associées à HESS J1356–645 . . . . .	148
8.12	Carte en significativité du HGPS de HESS J1534–571 . . . . .	150
8.13	Données radio de HESS J1534–571 . . . . .	152
8.14	Spectre radio de HESS J1534–571 . . . . .	152
8.15	Données <i>ROSAT</i> et contrainte sur le champ magnétique de HESS J1534–571 . . . . .	153
8.16	Contraintes au GeV pour HESS J1534–571 . . . . .	153
9.1	Carte en significativité du HGPS de HESS J1427–608 . . . . .	157
9.2	Cartes radio de HESS J1427–608 . . . . .	159
9.3	Spectres radio pour deux régions de HESS J1427–608 . . . . .	159
9.4	Images <i>Suzaku</i> et <i>XMM-Newton</i> de HESS J1427–608 . . . . .	160
9.5	Données <i>ROSAT</i> et contrainte sur le champ magnétique de HESS J1427–608 . . . . .	160
9.6	Contraintes au GeV sur l'émission de HESS J1427–608 . . . . .	161
9.7	Carte en significativité du HGPS de HESS J1457–593 . . . . .	163
9.8	Cartes radio de HESS J1457–593 . . . . .	164
9.9	Image <i>Suzaku</i> de HESS J1457–593 . . . . .	165
9.10	Données <i>ROSAT</i> et contrainte sur le champ magnétique de HESS J1457–593 . . . . .	166
9.11	Contraintes au GeV sur HESS J1457–593 . . . . .	166
9.12	Carte en significativité du HGPS de HESS J1458–608 . . . . .	168
9.13	Cartes radio de HESS J1458–608 . . . . .	169
9.14	Spectres radio pour deux régions de HESS J1458–608 . . . . .	169
9.15	Cartes <i>XMM-Newton</i> et <i>Suzaku</i> de HESS J1458–608 . . . . .	170
9.16	Données <i>ROSAT</i> et contrainte sur le champ magnétique de HESS J1458–608 . . . . .	171
9.17	Cartes en coups et résiduelles du <i>Fermi</i> -LAT de HESS J1458–608 . . . . .	172
9.18	Contraintes au GeV sur HESS J1458–608 . . . . .	172
9.19	Carte en significativité du HGPS de HESS J1632–478 . . . . .	174
9.20	Cartes radio de HESS J1632–478 . . . . .	176
9.21	Spectre radio de l'extension Sud de HESS J1632–478 . . . . .	176
9.22	Données <i>ROSAT</i> et <i>ASCA</i> /GIS sur l'extension Sud de HESS J1632–478 . . . . .	177
9.23	Cartes en coups et résiduelles du <i>Fermi</i> -LAT de HESS J1632–478 . . . . .	178
9.24	Contraintes au GeV et estimation du flux au TeV de l'extension Sud . . . . .	178
9.25	Carte en significativité du HGPS de HESS J1843–033 . . . . .	180
9.26	Images du VLA et de <i>Chandra</i> du SNR G28.6–0.1 . . . . .	182
9.27	Cartes radio de G28.6–0.1 . . . . .	183
9.28	Spectre radio de G28.6–0.1 . . . . .	183
9.29	Images <i>ASCA</i> /GIS et <i>Chandra</i> sur G28.6–0.1 . . . . .	185
9.30	Contraintes au GeV et estimation du flux au TeV de G28.6–0.1 . . . . .	185
9.31	Données à 1.4 GHz et 8.0 $\mu\text{m}$ sur le pulsar énergétique PSR J1844–0346 . . . . .	187
9.32	Simulations de cartes obtenues avec CTA pour le SNR RX J1713.7–3946 . . . . .	193
9.33	Simulation du balayage Galactique avec CTA . . . . .	194

9.34 Image de la région du centre Galactique observée avec MeerKAT . . . . . 195

# Liste des tableaux

5.1	Résultats de l'ajustement par une loi de puissance de 300 GeV à 10 TeV des runs 79884 et 80194 avec les profils standard et lidar . . . . .	87
5.2	Résultats de l'ajustement par une loi de puissance de 1 à 10 TeV des 22 runs avec les profils standard et lidar . . . . .	89
6.1	Résultats de l'ajustement de sources ponctuelle et étendues sur G326.3–1.8 . . . . .	101
6.2	Résultats de l'analyse morphologique de G326.3–1.8 . . . . .	103
6.3	Résultats de l'analyse spectrale de G326.3–1.8 . . . . .	106
6.4	Paramètres utilisés dans la modélisation du spectre du SNR G326.3–1.8 . . . . .	109
7.1	Résultats de l'analyse morphologique de RX J1713.7–3946 . . . . .	121
7.2	Résultats de l'ajustement spectral de RX J1713.7–3946 . . . . .	121
7.3	Résultats de l'ajustement spectral avec deux composantes . . . . .	123
7.4	Résultats de l'analyse morphologique de RX J1713.7–3946 avec une PSF élargie de $0.02^\circ$ . . . . .	125
8.1	Propriétés des instruments radio dont les données archivées sont récupérées . . . . .	138
8.2	Propriétés des instruments en rayons X dont les données archivées sont récupérées . . . . .	138
8.3	Résultats de l'estimation du flux radio de HESS J1356–645 . . . . .	146
8.4	Résultats de l'estimation du flux radio de HESS J1534–571 . . . . .	152
9.1	Caractéristiques des sources non-identifiées du HGPS étudiées . . . . .	156
9.2	Résultats de l'estimation du flux radio de HESS J1427–608 . . . . .	159
9.3	Résultats de l'estimation du flux radio de HESS J1458–608 . . . . .	169
9.4	Résultats de l'estimation du flux radio de l'extension Sud de HESS J1632–478 . . . . .	176
9.5	Résultats de l'estimation du flux radio du SNR G28.6–0.1 . . . . .	183





## **Annexe A**

### **Publication sur le SNR composite G326.3–1.8**



# Disentangling hadronic from leptonic emission in the composite SNR G326.3–1.8

J. Devin<sup>1</sup>, F. Acero<sup>2</sup>, J. Ballet<sup>2</sup>, and J. Schmid<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire Univers et Particules de Montpellier, Université Montpellier, CNRS/IN2P3, 34095 Montpellier, France  
e-mail: jdevin.phys@gmail.com

<sup>2</sup> Laboratoire AIM, CEA-IRFU/CNRS/Université Paris Diderot, Service d'Astrophysique, CEA Saclay, 91191 Gif sur Yvette, France  
e-mail: fabio.acero@cea.fr

Received 12 March 2018 / Accepted 25 May 2018

## ABSTRACT

**Context.** G326.3–1.8 (also known as MSH 15–56) has been detected in radio as middle-aged composite supernova remnant (SNR) consisting of an SNR shell and a pulsar wind nebula (PWN) that has been crushed by the SNR reverse shock. Previous  $\gamma$ -ray studies of SNR G326.3–1.8 revealed bright and extended emission with uncertain origin. Understanding the nature of the  $\gamma$ -ray emission allows probing the population of high-energy particles (leptons or hadrons), but can be challenging for sources of small angular extent.

**Aims.** With the recent *Fermi* Large Area Telescope data release Pass 8, which provides increased acceptance and angular resolution, we investigate the morphology of this SNR to disentangle the PWN from the SNR contribution. In particular, we take advantage of the new possibility to filter events based on their angular reconstruction quality.

**Methods.** We performed a morphological and spectral analysis from 300 MeV to 300 GeV. We used the reconstructed events with the best angular resolution (PSF3 event type) to separately investigate the PWN and the SNR emissions, which is crucial to accurately determine the spectral properties of G326.3–1.8 and understand its nature.

**Results.** The centroid of the  $\gamma$ -ray emission evolves with energy and is spatially coincident with the radio PWN at high energies ( $E > 3$  GeV). The morphological analysis reveals that a model considering two contributions from the SNR and the PWN reproduces the  $\gamma$ -ray data better than a single-component model. The associated spectral analysis using power laws shows two distinct spectral features, a softer spectrum for the remnant ( $\Gamma = 2.17 \pm 0.06$ ) and a harder spectrum for the PWN ( $\Gamma = 1.79 \pm 0.12$ ), consistent with hadronic and leptonic origin for the SNR and the PWN, respectively. Focusing on the SNR spectrum, we use one-zone models to derive some physical properties, and we find in particular, that the emission is best explained with a hadronic scenario in which the high target density is provided by radiative shocks in H I clouds struck by the SNR.

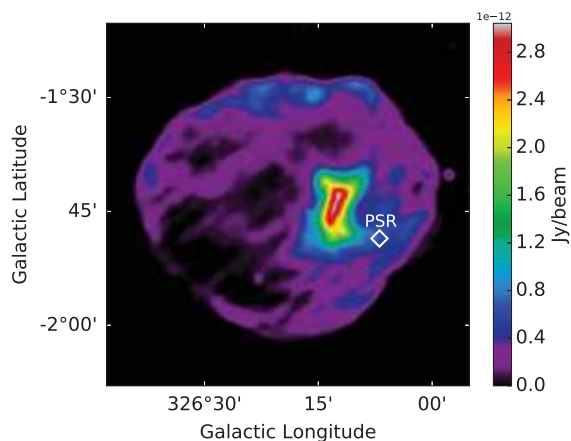
**Key words.** astroparticle physics – cosmic rays – ISM: supernova remnants – gamma rays: ISM

## 1. Introduction

Supernova remnants (SNRs) and pulsar wind nebulae (PWNe) have long been considered potential sources of Galactic cosmic rays and have therefore been investigated over a wide range of energies. In SNRs, the fast shock wave propagating into the interstellar medium (ISM) or the circumstellar medium is thought to accelerate particles (electrons and protons), which gain energy through first-order Fermi acceleration (Bell 1978); this is also known as the diffusive shock acceleration mechanism (DSA). In core-collapse SNRs, a very fast rotating and highly magnetized pulsar can give rise to a PWN in which electrons and positrons from the pulsar wind are reaccelerated to relativistic energies at a termination shock. These Galactic accelerators have mostly been studied independently, while in case of core-collapse SNRs, the SNR, the PWN, and the pulsar are part of the same object. However, for systems with angular sizes smaller than or comparable to the instrument point-spread function (PSF), it can be difficult to assess the origin of the emission, in particular at  $\gamma$ -ray energies, where the angular resolution is comparatively much coarser than in the radio and X-ray ranges. Although it can be challenging to understand their origin, these  $\gamma$  rays allow probing the population of high-energy particles, such as accelerated electrons interacting with the cosmic microwave background (CMB) or other target photons by inverse Compton (IC) scattering, and

also accelerated protons interacting with gas that produce neutral pions that decay into  $\gamma$  rays. Morphological studies complementing purely spectral analyses may help identify multiple particle-acceleration regions in one object, such as interaction regions with surrounding clouds or the different emissions coming from the SNR and/or the PWN in composite objects.

With an SNR shell and a PWN seen at radio wavelengths, the Galactic SNR G326.3–1.8 is a prototype of the so-called composite SNRs (Mills et al. 1961; Milne et al. 1979). Its distance is estimated between 3.1 kpc (Goss et al. 1972) and 4.1 kpc (Rosado et al. 1996), as established by the H I absorption profile and H $\alpha$  velocity measurements, respectively. Temim et al. (2013) estimated this SNR to be 16 500 yr old, with a shock velocity of 500 km s<sup>-1</sup>, expanding in an ISM density of  $n_0 = 0.1$  cm<sup>-3</sup>. Figure 1, obtained from radio observations (Whiteoak & Green 1996), shows a symmetric SNR shell with 0.3° radius and a PWN trailing the putative pulsar and likely crushed by the reverse shock of the remnant. Nonthermal radio emission has been reported, with a spectral index of  $\alpha = 0.34$  for the shell and  $\alpha = 0.18$  for the nebula, where  $S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$  (Dickel et al. 2000). Optical H $\alpha$  filaments were observed in the southwest and northeast parts of the remnant, and they appear to be spatially correlated with the shell (van den Bergh 1979; Dennefeld 1980), indicating neutral



**Fig. 1.** 843 MHz MOST radio image of SNR G326.3–1.8 (Whiteoak & Green 1996). The position of the pulsar candidate is represented by a white diamond. The positional uncertainty is much smaller than the marker size.

material at the shock front. The PWN component is highly polarized, with a luminosity of  $L(10^7\text{--}10^{11}\text{ Hz}) \sim 5 \times 10^{34}\text{ erg s}^{-1}$  (Dickel et al. 2000). The associated pulsar has not been detected, but *Chandra* maps have revealed a point source embedded in the X-ray PWN located southwest of the radio nebula (Temim et al. 2013). SNR G326.3–1.8 was also detected in X-rays by *ROSAT* (Kassim et al. 1993) and *ASCA* (Plucinsky 1998), showing a complete shell that spatially correlates with the radio SNR, while the width of the PWN in X-rays shrinks near the compact object. At higher energies, previous  $\gamma$ -ray studies have revealed emission with uncertain origin (Temim et al. 2013), and SNR G326.3–1.8 has only recently been found to be extended with *Fermi*-LAT data (Acero et al. 2016b).

The latest Large Area Telescope data release Pass 8 (Atwood et al. 2013) allows not only a claim of significant extension of the  $\gamma$ -ray emission, but also a separate study of the PWN and SNR contributions. This distinction might be crucial for understanding the underlying emission mechanisms and potentially distinguishing between hadronic and leptonic nature of the constituents. In this paper, we briefly describe the latest data release Pass 8 before presenting a morphological study of SNR G326.3–1.8. In particular, we investigate its energy-dependent morphology and model the emission with different templates. We also report a spectral analysis of our best models using two spatial components for the  $\gamma$ -ray emission and derive physical properties using one-zone models for the SNR spectrum.

## 2. *Fermi*-LAT and Pass 8 description

The Large Area Telescope (LAT) on board the *Fermi* satellite is a pair-conversion instrument sensitive to  $\gamma$  rays in the energy range from 30 MeV to more than 300 GeV.

Since launch in August 2008, the *Fermi*-LAT event reconstruction algorithm has been progressively upgraded to make use of the increasing understanding of the instrument performance as well as the environment in which it operates. Following Pass 7, released in August 2011, Pass 8 is the latest version of the *Fermi*-LAT data release (Atwood et al. 2013). The improved reconstruction and classification algorithms result in improvements of the effective area, the PSF, and the energy resolution. One major advance with respect to previous releases is the classification of detected photon events according to their

reconstruction quality. The data set is hence divided into types of events with different energy or angular reconstruction qualities. The PSF selection divides the data into four parts: from PSF0 to PSF3, the latter being the quartile with the best angular resolution (68% containment radius of  $0.4^\circ$  at 1 GeV compared to  $0.8^\circ$  without selection). This type of event selection, combined with the large amount of data collected by the LAT since its launch, makes Pass 8  $\gamma$  rays a powerful tool to identify and study extended  $\gamma$ -ray sources.

## 3. Data analysis

We performed a binned analysis using 6.5 yr of data collected from August 4, 2008, to January 31, 2015, within a  $10^\circ \times 10^\circ$  region around the position of SNR G326.3–1.8. Since the object remains significant with 25% of the data (more than  $24\sigma$  between 300 MeV and 300 GeV), we took advantage of the new PSF3 selection to limit contamination between the PWN and the SNR components as well as that from the Galactic plane. We selected events between 300 MeV and 300 GeV, with a maximum zenith angle of  $100^\circ$ , to reduce the contamination of the bright Earth limb. Time intervals during which the rocking angle of the satellite was more than  $52^\circ$  were excluded, as were those during which it passed through the South Atlantic Anomaly. We set the pixel size to  $0.05^\circ$  and divided the whole energy range (300 MeV–300 GeV) into 30 bins. We used version 10 of the Science Tools (v10r0p5) and the P8R2\_V6 instrument response functions (IRFs) with the SOURCE event class for the following analysis<sup>1</sup>. The resulting count map of the  $10^\circ \times 10^\circ$  region centered on the position of the SNR is shown in Fig. 2.

The  $\gamma$ -ray data around the source were modeled starting with the *Fermi*-LAT 3FGL source catalog (Acero et al. 2015), complemented by the extended source FGES J1553.8–5325<sup>2</sup> (Ackermann et al. 2017). We first fit the point sources and extended sources within a  $10^\circ$  radius (additionally accounting for the most significant sources between  $10^\circ$  and  $15^\circ$ ) simultaneously with the Galactic and isotropic diffuse emissions described by the files `gll_iem_v06.fits` (Acero et al. 2016a) and `iso_P8R2_SOURCE_V6_v06_PSF3.txt` respectively<sup>3</sup>. We then computed a residual test statistic (TS) map to search for additional sources.

The TS is defined to test the likelihood of one hypothesis  $\mathcal{L}_1$  (including a source) against the null hypothesis  $\mathcal{L}_0$  (absence of source), such that

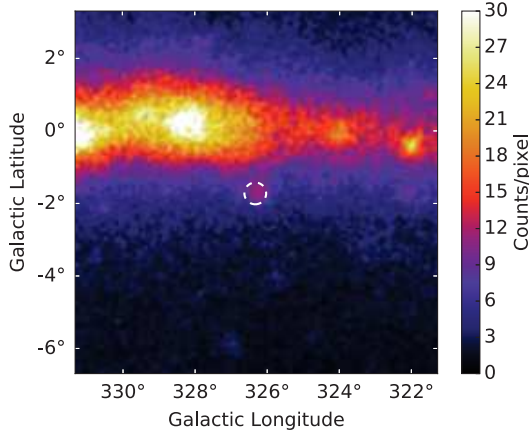
$$\text{TS} = 2 \times (\log \mathcal{L}_1 - \log \mathcal{L}_0). \quad (1)$$

This can be directly interpreted in terms of significance of hypothesis 1 with respect to the null hypothesis 0, in which the TS follows a  $\chi^2$ -law with  $n$  degrees of freedom for  $n$  additional parameters. To evaluate the significance of putative new sources, we computed a 2D residual TS map that tests the hypothesis of a point source with a generic  $E^{-2}$  spectrum against the null hypothesis at each point in the sky. The positions where the TS values exceeded 25 (corresponding to a significance of more than  $4\sigma$ ) were used as seeds to identify  $\gamma$ -ray sources in addition to the 3FGL. In this way, we iteratively added 11 sources in the  $10^\circ \times 10^\circ$  region, and we fixed their spectral parameters to their

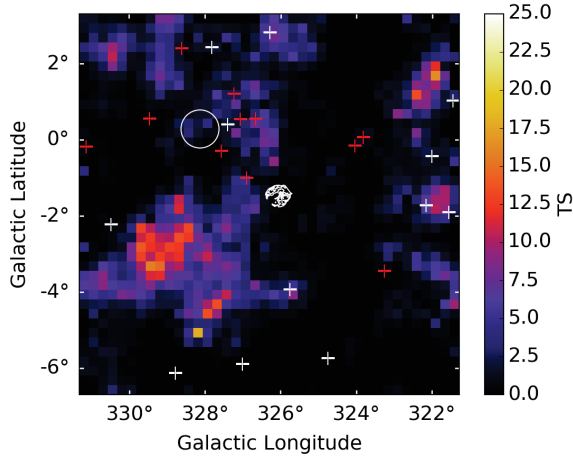
<sup>1</sup> The Science Tools package and related documentation are distributed by the Fermi Science Support Center at <https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc>

<sup>2</sup> From the *Fermi* Galactic Extended Source catalog.

<sup>3</sup> Available at <https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/BackgroundModels.html>



**Fig. 2.** Count map from 300 MeV to 300 GeV of a  $10^\circ \times 10^\circ$  region centered on the position of the SNR (dashed circle) and using the PSF3 events. The pixel size is  $0.05^\circ$ .



**Fig. 3.** Residual TS map from 300 MeV to 300 GeV of a  $10^\circ \times 10^\circ$  region centered on the SNR and using the PSF3 events. The pixel size is  $0.25^\circ$  and the radio contours of the SNR are overlaid in white. The white circle is an FGES extended source. The white crosses are the 3FGL point sources and the red crosses are the sources we added to the model.

best-fit values found with `gtlike`. Figure 3 shows the final residual TS map including all the sources. We note that the apparent diffuse residual emission (for which  $TS_{\max} \approx 17$ ) disappears above 500 MeV.

### 3.1. Morphological analysis

#### 3.1.1. Extension

The 3FGL catalog compiled by the *Fermi*-LAT collaboration (Acero et al. 2015) has two point-like sources tentatively associated with the SNR, which we removed for our analysis. Since the creation of the first SNR catalog (Acero et al. 2016b), G326.3–1.8 has been known to show extended  $\gamma$ -ray emission, and its radius has been determined to be  $0.21^\circ$  using an extended uniform disk model, somewhat smaller than the  $0.31^\circ$  radius of the radio shell, but larger than the radio PWN. However, that analysis was based on only 3 years of data and made use of the former Pass 7 data release.

With the latest Pass 8 data and using the PSF3 event type, we revisited the morphology of this SNR to understand the nature of the  $\gamma$ -ray emission. We started by finding the best position of a point source, modeling its emission as a power law and using the `pointlike` framework (Kerr 2010) from 300 MeV to 300 GeV. Then, we investigated the extension of the  $\gamma$ -ray emission using a 2D symmetric Gaussian and a disk with a uniform brightness. Table 1 shows the respective best-fit position and extension – if extended – for the different spatial models. The significance of a source extension is expressed in terms of the test statistic  $TS_{\text{ext}}$ , where the hypothesis of the best-fit extended spatial model is tested against the null hypothesis of the best-fit point-like source. Given that in both hypotheses the localization of the source is optimized, the extended source model adds one degree of freedom – the source size – with respect to the point-source model. Thus, the significance can be directly interpreted as the square root  $\sqrt{TS_{\text{ext}}}$ . As reported in Table 1, the  $\gamma$ -ray emission is extended with more than  $13\sigma$  confidence level, and the uniform disk radius is found to be  $r = 0.266^\circ \pm 0.012^\circ$ . Figure 4 (left) shows the best-fit position and extension (68% containment radius  $r_{68}$ ) for the disk and the Gaussian, plotted in the radio image, with the associated uncertainties. The centroid of each extended model is slightly shifted toward the radio PWN, but is not coincident with its position. No significant residual emission appears in the residual TS map (not shown here) including either the disk or the Gaussian in the model.

#### 3.1.2. Energy-dependent morphology

Although the  $\gamma$ -ray emission can be adequately described with a one-component model, either a disk or a 2D symmetric Gaussian, this slightly contradicts the discovery of a hard point-like  $\gamma$ -ray source above 50 GeV (Ackermann et al. 2016) at the location of the PWN, clearly displaced from the center of the SNR shell. To investigate the morphology in more detail, we divided the data into five logarithmically spaced energy bins from 300 MeV to 300 GeV that we subsequently fit individually with `pointlike` using a 2D symmetric Gaussian. Because the PSF width depends strongly on energy up to  $\sim 10$  GeV and our energy bins are quite broad (half a decade), we needed to adopt a specific spectral model for the source. We described it with a power law with free spectral index. The normalizations of the source, the Galactic and isotropic diffuse emissions were left free, while the spectral parameters of the other sources were fixed to their best-fit values. Figure 4 (right) depicts the results of the fitting procedure in the individual energy bands. At low energies (300 MeV–1 GeV), the PSF ( $r_{68} \sim 0.4^\circ$  at 1 GeV) is larger than the SNR radius. An extended source of the SNR size is compatible with the data, but is not significantly better than a point source. The associated best-fit position lies outside the radio PWN. Between 1 and 3 GeV, the significance of the extension is more than  $5\sigma$  (the values are reported in Fig. 5), and the position of the Gaussian appears to be fairly consistent with the center of the radio SNR. At higher energies (from 3 to 30 GeV), the  $\gamma$ -ray morphology is still significantly extended (more than  $5\sigma$ ), and the centroid of the best-fit Gaussian approaches the radio PWN. Above 30 GeV, the  $\gamma$ -ray emission is not significantly extended, and the best-fit position lies inside the radio PWN.

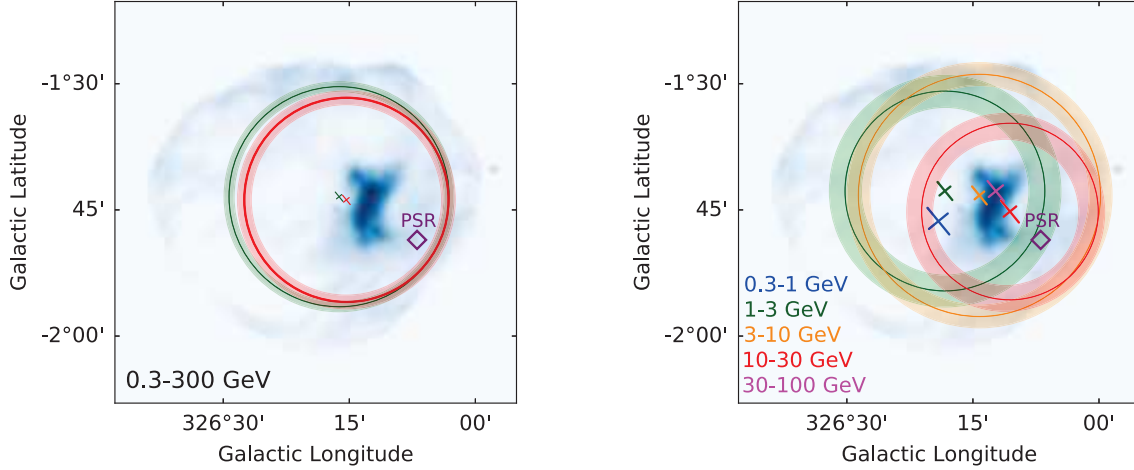
#### 3.1.3. Building a more detailed model

This energy-dependent source morphology clearly requires a more detailed investigation beyond a one-component modeling.

**Table 1.** Best-fit positions and sizes (radius or sigma) with the associated statistical errors using different spatial models.

Spatial model	RA <sub>J2000</sub> (°)	Dec <sub>J2000</sub> (°)	$r$ or $\sigma$ (°)	$r_{68}$ (°)	TS	TS <sub>ext</sub>
Point source	238.167 ± 0.009	-56.181 ± 0.008	–	–	689.5	–
Disk	238.170 ± 0.012	-56.152 ± 0.012	0.266 ± 0.012	0.218 ± 0.010	866.5	177.0
Gaussian	238.157 ± 0.013	-56.166 ± 0.012	0.134 ± 0.009	0.202 ± 0.014	863.4	173.9

**Notes.**  $r_{68}$  corresponds to the 68% containment radius of each extended model. The TS and TS<sub>ext</sub> values are also given.

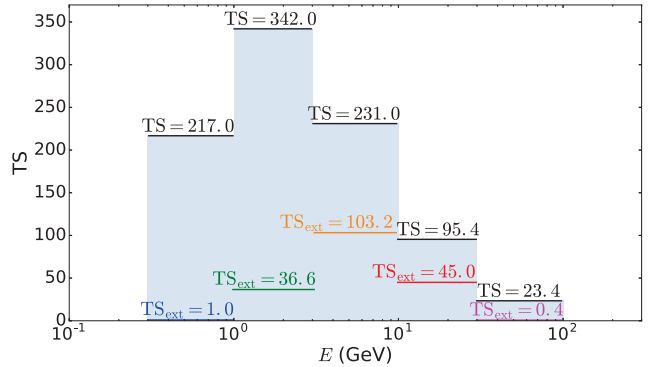


**Fig. 4.** *Left:* best-fit extended source from 300 MeV to 300 GeV for a uniform disk hypothesis (green) and a 2D symmetric Gaussian (red), plotted in the MOST radio image. The crosses are the centroid uncertainties ( $1\sigma$ ), the solid circles correspond to the  $r_{68}$  of the uniform disk, and the Gaussian template and the shaded areas are the  $1\sigma$  error on size. The putative position of the pulsar is represented by a diamond. *Right:* best-fit Gaussian or point source in five energy bands. The crosses are the centroid and the position uncertainties ( $1\sigma$ ). If the source is significantly extended (see Fig. 5), the  $r_{68}$  of the Gaussian is depicted by a solid circle with the associated errors (shaded areas), otherwise the best-fit point source is represented.

Since the PSF below 1 GeV is not small enough to resolve the SNR, the following morphological analysis uses data between 1 and 300 GeV.

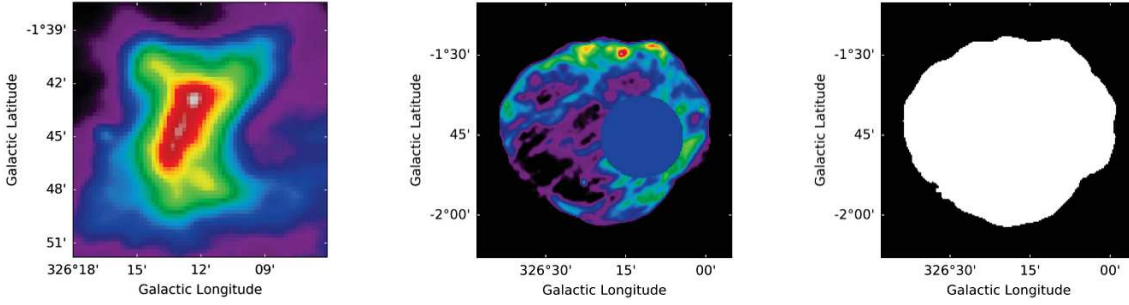
Electrons and positrons, accelerated in the PWN, that radiate by synchrotron emission are expected to also radiate in the GeV band by IC scattering on photon fields. Since this SNR is relatively young, particles are still confined inside the PWN. Temim et al. (2013) estimated the magnetic field to be  $B_{\text{PWN}} \approx 34 \mu\text{G}$  when the SNR has already begun to significantly compress the PWN at an age of 19 000 yr. The emission seen in the radio band should track the older accelerated electrons, and we expect that the extension of the  $\gamma$ -ray emission should not exceed the radio emission. We thus modeled the  $\gamma$ -ray emission from the PWN using its radio template (see Fig. 6, left panel), knowing that the magnetic field spatial distribution inside the PWN should only moderately impact our model given the small size of the PWN compared to the *Fermi*-LAT PSF.

Since the best-fit position of the  $\gamma$ -ray emission is consistent with that of the PWN at high energies, we first assumed that the  $\gamma$ -ray emission comes only from the PWN. We modeled its spectrum as a power law and performed a likelihood fit where the spectral parameters of the PWN, those of the nearest point source, and the Galactic and isotropic diffuse emissions were free during the fit. The spectral parameters of the other sources were fixed to their best-fit values since they lie farther than  $\sim 2^\circ$  away from G326.3-1.8. The fit gives a TS value of TS = 593.4, as reported in Table 2, with the number of additional free parameters compared to the model without source.

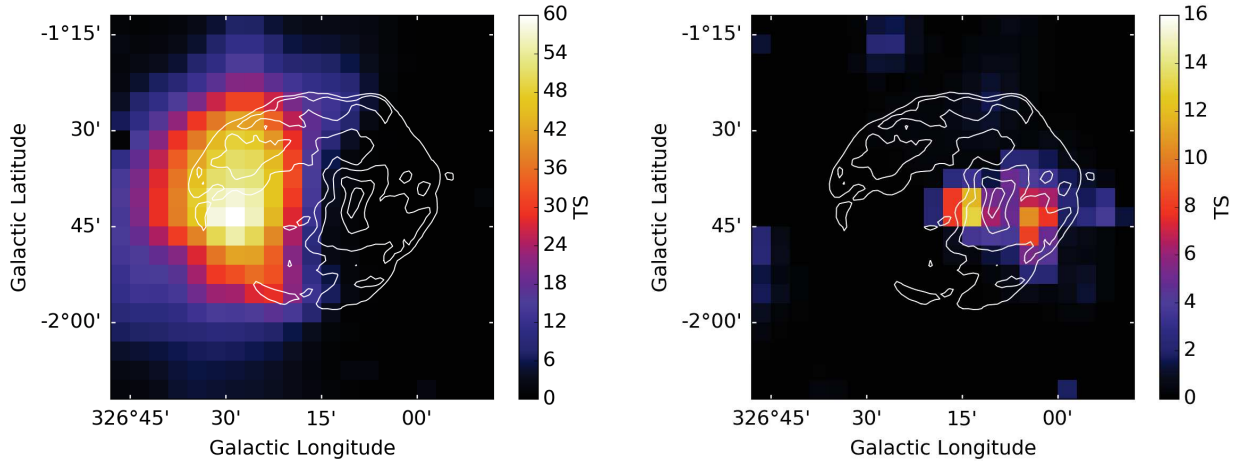


**Fig. 5.** Test statistic of the source (black bars) and of extension (colored bars) for the best-fit Gaussian in individual energy bands.

Figure 7 (left) depicts the  $1^\circ \times 1^\circ$  residual TS map from 1 to 300 GeV obtained by fixing the spectral parameters of the radio PWN and the nearest point source to their best-fit values. The TS map tests a putative point source. It shows qualitatively where signal is missing, and extended emission can only be more significant than the peak of the TS map. The maximum TS value of the map is TS  $\approx$  60, indicating that this residual emission is clearly significant. The radio template of the PWN is thus not sufficient to describe the data. This confirms our previous results in Sect. 3.1.2, which show that the emission below 3 GeV lies outside of the radio contours of the PWN.



**Fig. 6.** Templates used in this analysis: *left*: radio PWN, *center*: the radio SNR with the PWN contribution replaced by the average value of the radio emission around it (blue disk), *right*: SNR mask derived from the SNR radio template and filled homogeneously. The radio PWN (*left*) does not have the same scale as the two other templates.



**Fig. 7.** Residual  $1^\circ \times 1^\circ$  TS maps from 1 GeV to 300 GeV when we use only the radio PWN (*left*) or the SNR mask (*right*) to describe the  $\gamma$ -ray emission (note that the TS bars do not have the same scale). The pixel size is  $0.05^\circ$ , and the radio contours of the whole SNR are overlaid in white.

**Table 2.** TS values for different spatial models fit from 1 GeV to 300 GeV.

Spatial models	TS	$N_{\text{dof}}$	$\text{TS}_{\text{PWN}}$
Radio PWN	593.4	2	–
Point source	503.3	4	–
Point source + radio PWN	661.4	6	158.1
Disk	681.8	5	–
Disk + radio PWN	694.8	7	13.0
Radio SNR	667.3	2	–
Radio SNR + radio PWN	683.0	4	15.7
SNR mask	670.3	2	–
SNR mask + radio PWN	696.4	4	26.1

**Notes.** The corresponding number of degrees of freedom is also given ( $N_{\text{dof}}$ ).  $\text{TS}_{\text{PWN}}$  quantifies the improvement of the fit when adding the PWN component to each of the one-component models.

To model the contribution of an additional component that seems to give rise to the low-energy part, we tested several templates using first a simple disk component and then physically motivated templates (derived from the radio map of the SNR). We first used the `pointlike` framework to find the best position and extension of an additional source, described by a disk, when the PWN was already included in the model. The fit localizes the

position near the center of the SNR at  $\text{RA}_{\text{J2000}} = 238.169^\circ \pm 0.013^\circ$  and  $\text{Dec}_{\text{J2000}} = -56.133^\circ \pm 0.014^\circ$  with a radius  $r = 0.295^\circ \pm 0.013^\circ$ , similar to the radio extension of the SNR ( $0.31^\circ$ ). The significance of the extension is  $5.8\sigma$  ( $\text{TS}_{\text{ext}} = 33.4$ ), calculated with the TS value of the model including the point source and the radio PWN (reported in Table 2). This rules out the hypothesis that a point-like source is responsible for the additional emission, such as an active galactic nucleus behind the SNR.

We furthermore used the radio observations to derive two other templates for the SNR. First, we used the radio map and replaced the contribution of the PWN by the average value of the radio emission around it (labeled “radio SNR”; see Fig. 6, center). Based on this, we also created another template, following the radio shock and filled homogeneously (called here “SNR mask”; see Fig. 6, right).

For all components, the  $\gamma$ -ray emission is described by a power law, and the free spectral parameters are those of the components, the nearest point source, and those of the Galactic and isotropic diffuse emissions. The results from our maximum likelihood fit are given in Table 2 with the numbers of free parameters associated with the models (spectral and/or spatial).

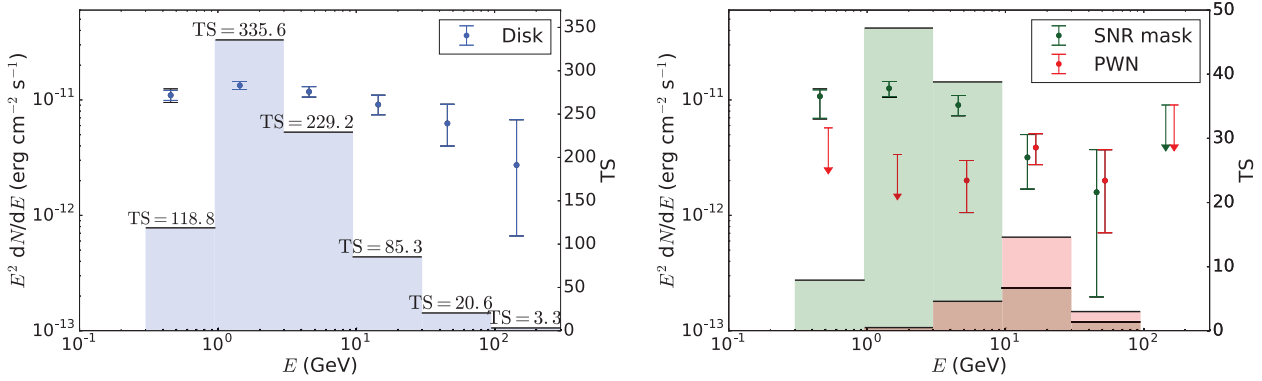
First, the TS values obtained using the one-component models (disk, radio SNR or SNR mask) alone are clearly higher than the value obtained using only the radio PWN, which indicates that the fit prefers a more extended model than the radio PWN. For com-



**Table 3.** Results from our maximum likelihood fit between 300 MeV and 300 GeV with the associated statistical errors.

Values from the fit	Disk only	Radio PWN	Disk	Radio PWN	SNR mask
$\Phi$ (ph cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ) × 10 <sup>-8</sup>	2.70 ± 0.15	0.23 ± 0.11	2.43 ± 0.23	0.33 ± 0.11	2.31 ± 0.23
$\Gamma$	2.07 ± 0.04	1.74 ± 0.15	2.16 ± 0.06	1.79 ± 0.12	2.17 ± 0.06

**Notes.**  $\Phi$  is the integrated flux and  $\Gamma$  is the spectral photon index.



**Fig. 8.** SED (data points) and TS values (shaded areas) in individual energy bands using the uniform disk model (*left*) and using the SNR mask and the radio PWN model (*right*). The colored bars are the statistical uncertainties, and the black bars correspond to the quadratic sums of statistical and systematic errors (the difference is only visible in the first energy band). The systematic errors are calculated using eight alternative Galactic diffuse emission models.

parison, Fig. 7 (right) depicts the residual TS map when only the SNR mask is included in the model, showing a residual emission coincident with the position of the PWN. In terms of test statistic, when adding a second component, the model with one component becomes the null hypothesis to test the significance of the second component. In Table 2 we compare the TS values obtained with each of the one-component models to the two-component models and test the improvement of the fit when the radio template of the PWN is added. The difference  $TS_{\text{PWN}}$  can be converted into a significance since in the null hypothesis (no PWN emission) it behaves as a  $\chi^2$ -law with two degrees of freedom.

For all our extended models, the significance of adding the PWN lies between 3 and  $4\sigma$ , and the maximum TS values are obtained for the model including the radio PWN with either the disk or the SNR mask. In terms of significance, our best model involves the radio PWN and the SNR mask since it requires fewer free parameters during the fit than the disk, whose spatial components have been optimized. The lower TS value using the two radio templates (for the SNR and the PWN) indicates that the  $\gamma$ -ray emission does not entirely follow the synchrotron distribution and the fit prefers a more homogeneous structure for the shell, keeping in mind that this conclusion depends on the model we chose for the PWN.

### 3.2. Spectral analysis

To understand the underlying emission processes, we performed a spectral analysis from 300 MeV to 300 GeV using our best models of the previous section: the disk alone, and the radio PWN with either the SNR mask or the disk. Here the  $\gamma$ -ray emissions are still described with power laws since other spectral representations did not improve the fit. We did not take into account the energy dispersion (this induces a bias  $\sim -5\%$  on flux<sup>4</sup>).

<sup>4</sup> See [https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/documentation/Pass8\\_edisp\\_usage.html](https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/documentation/Pass8_edisp_usage.html)

Using *gtlike*, we performed a maximum likelihood fit leaving the same spectral parameters free as before. Table 3 reports the results obtained from the fit.

When we use the disk alone to describe the  $\gamma$ -ray emission, the photon index is found to be close to 2. Using differentiated models for the PWN and the SNR, the fit leads to a spectral separation between the two components: a softer spectrum for the remnant ( $\Gamma \approx 2.16$  using the disk and  $\Gamma \approx 2.17$  using the SNR mask) and a harder spectrum for the nebula ( $\Gamma \approx 1.74$  and  $\Gamma \approx 1.79$ ). The choice of the model for the remnant (either the disk or the SNR mask) has a very weak effect on the spectral study.

To compute the spectral energy distribution (SED), we divided the whole energy range (300 MeV–300 GeV) into six bins and imposed a TS threshold of 1 per energy bin for the flux calculation; otherwise, an upper limit was calculated. In each bin, the photon indexes of the sources of interest were fixed to 2 to avoid any dependence on the spectral models. The fluxes of the PWN and the SNR components were let free during the fit, as were those of the Galactic and isotropic diffuse emissions. All other sources were fixed to their best global model.

Figure 8 shows the SED of the uniform disk (left) and the SED of the best-fit two-component model (right) using the radio PWN and the SNR mask. The colored error bars represent the statistical errors, while the quadratic sums of the statistical and systematic errors (calculated using eight alternative Galactic diffuse emission models as explained in the first *Fermi*-LAT supernova remnant catalog, Acero et al. 2016b) are represented with black horizontal bars. The systematic errors are never dominant and are comparable to the statistical errors only in the first band. We note that the effective area uncertainty also induces systematic errors (10% between 100 MeV and 100 GeV). These SEDs clearly emphasize that two distinct morphologies give rise to two distinct spectral signatures, while the different emissions

seem to be mixed when we use a single-component model. The TS values in each energy bin highlight the different contributions of the two components: at low energy ( $E < 10$  GeV), the emission is dominated by the SNR, while the contribution of the PWN becomes important above 10 GeV, bringing out the spatial and spectral distinctions between these two nested objects.

## 4. Results and discussion

For this entire section we assume that the distance to the SNR is 4.1 kpc (Temim et al. 2013).

### 4.1. SNR spectrum

To understand the observed  $\gamma$ -ray spectrum of the SNR, we performed multiwavelength modeling using the one-zone models provided by the *naïma* package (Zabalza 2015). From Dickel et al. (2000), we took the five radio flux measurements of the shell. As there is no associated synchrotron emission in the X-ray domain, we used the *ROSAT* thermal flux reported by Kassim et al. (1993) as an upper limit. We also used the TeV upper limit derived from H.E.S.S. with 14 h of observational live time and assuming a photon index of 2.3 (H.E.S.S. Collaboration et al. 2018).

Assuming the Sedov phase, we derived the kinetic energy released by the supernova:

$$\frac{E_{\text{SN}}}{10^{51} \text{ erg}} = R_{12.5}^5 \times \left( \frac{n_0}{\text{cm}^{-3}} \right) \times t_4^{-2} = 0.5 \quad (2)$$

where  $R_{12.5} = R/(12.5 \text{ pc})$  and  $t_4 = t/(10\,000 \text{ yr})$  taking  $R = 21 \text{ pc}$ ,  $t = 16\,500 \text{ yr}$  and  $n_0 = 0.1 \text{ cm}^{-3}$  for a distance of 4.1 kpc. We took the inputs from Temim et al. (2013) but did not derive the same explosion energy. Here we used the common values of  $\xi = 2.026$  (for  $\gamma = 5/3$ ) and  $\rho_0 = 1.4 m_{\text{H}} n_0$  in the usual Sedov equation:  $R^5 = \xi (E_{\text{SN}}/\rho_0) t^2$ .

The explosion energy and age depend on the distance, which is still uncertain. In addition, the density and temperature (the latter provides the shock speed estimate) were derived from a small region south of the SNR, and it is not yet clear whether this region is representative of the rest of the SNR. (A Large Program with *XMM-Newton* on G326.3–1.8 is currently ongoing and will provide more constraints on the thermal emission across the SNR). In this regard, the multiwavelength modeling presented in this section is not to be viewed as a precise measurement of the properties of the accelerated particles, but rather as showing that a simple self-consistent model can reproduce the observations.

We describe the electron population as a broken power-law spectrum with spectral indexes  $\Gamma_{e,1}/\Gamma_{e,2}$  with an exponential cutoff. The break at energy  $E_b$  is assumed to be due to cooling, therefore we set  $\Gamma_{e,2} = \Gamma_{e,1} + 1$ , while the cutoff defines the maximum attainable energy of the particles  $E_{\text{max},e}$ . The proton spectrum is described as a power law with spectral index  $\Gamma_p$  with an exponential cutoff  $E_{\text{max},p}$ . We consider by default the CMB as the only photon seed for IC scattering in our models.

#### 4.1.1. Leptonic scenario

We first investigated the leptonic scenario, for which we varied the values of the magnetic field  $B$ , the total energy budget in electrons  $W_e$  and protons  $W_p$ , and the break and maximum energy of the particles. Figure 9 (left) shows one of the combinations that simultaneously fits the radio and the  $\gamma$ -ray data. Since

this solution is not unique, we report in Table 4 the range of permitted values of these parameters. For clarity, we fixed the total energy in protons to  $W_p = 5 \times 10^{49} \text{ erg}$  (corresponding to 10% of  $E_{\text{SN}}$ ), and we report the range of permitted values of the electron-proton ratio  $K_{e-p}$ . Since the maximum energy of protons is always higher than that of electrons, which suffer synchrotron losses, we used the maximum value of  $E_{\text{max},e}$  as a lower limit for  $E_{\text{max},p}$ .

To reproduce the radio spectral shape, we needed a hard index for the electrons  $\Gamma_{e,1} = 1.8$  (taking thus  $\Gamma_{e,2} = 2.8$ ), while we kept  $\Gamma_p = 2$  because we lacked observational constraints. For a  $B$  field between 10 and 20  $\mu\text{G}$ , the  $\gamma$ -ray data can only be explained if the total energy in electrons reaches  $W_e = (2.5-7) \times 10^{49} \text{ erg}$ , which is clearly unreasonable since that requires a  $K_{e-p}$  between 0.5 and 1.4. If in order to reduce  $W_e$ , we increase  $B$  to higher values than expected for the compressed ISM, the  $\gamma$ -ray data cannot be fit and the IC spectrum lies one order of magnitude below the data. Even if infrared and optical photon fields with an energy density 0.26 eV  $\text{cm}^{-3}$  each (the same as the CMB value, which is a reasonable estimate 100 pc below the Galactic plane) are added, an unrealistically large  $W_e$  is still required to fit the  $\gamma$ -ray data.

Another inconsistency of that model is that the values of  $E_b$ ,  $E_{\text{max},e}$  and  $E_{\text{max},p}$  reported in Table 4 are not consistent with the magnetic field. Following Parizot et al. (2006), we used the synchrotron loss time

$$\tau_{\text{sync}} = (1.25 \times 10^3) \times E_{\text{TeV}}^{-1} B_{100}^{-2} \text{ yr} \quad (3)$$

and the acceleration timescale

$$t_{\text{acc}} = 30.6 \times \frac{3r^2}{16(r-1)} \times k_0(E) \times E_{\text{TeV}} B_{100}^{-1} u_{\text{sh},3}^{-2} \text{ yr}, \quad (4)$$

with  $r$  being the shock compression ratio,  $k_0$  the ratio between the mean free path and the gyroradius,  $B_{100}$  and  $u_{\text{sh},3}$  the magnetic field and the shock velocity in units of 100  $\mu\text{G}$  and 1000  $\text{km s}^{-1}$ , respectively.  $k_0 \geq 1$  can be interpreted as the ratio of the total magnetic energy density to that in the turbulent field ( $B_{\text{tot}}^2/B_{\text{turb}}^2$ ) and  $k_0 \approx 1$  has been found for young SNRs (Uchiyama et al. 2007). For evolved systems, we expect the turbulent magnetic field to be smaller than the large-scale component (so that  $k_0 > 1$ ), and we adopted  $k_0 = 10$  here for the highest-energy electrons. Taking  $r = 4$ , we thus calculated  $E_b$  (equating  $\tau_{\text{sync}} = t_{\text{age}}$ ),  $E_{\text{max},e}$  ( $t_{\text{acc}} = \min\{\tau_{\text{sync}}, t_{\text{age}}\}$ ) and  $E_{\text{max},p}$  ( $t_{\text{acc}} = t_{\text{age}}$ ). For  $B = 20 \mu\text{G}$ , we obtained  $E_b = 1.9 \text{ TeV}$ ,  $E_{\text{max},e} = 2.3 \text{ TeV}$  and  $E_{\text{max},p} = 2.7 \text{ TeV}$ . Figure 9 (right) shows the corresponding spectrum, which implies an IC cutoff at a too high energy and does not fit the  $\gamma$ -ray data.

One noteworthy aspect of this source concerns the difficulty to explain its very high radio flux (114 Jy at 1 GHz, Dickel et al. 2000). High radio fluxes are also found in middle-aged SNRs that interact with molecular clouds, such as W44 (230 Jy at 1 GHz, Castelletti et al. 2007) and IC 443 (160 Jy at 1 GHz, Milne 1971), where the highly compressed gas increases the synchrotron emission. The particularly high total energy required in electrons to reproduce the SNR spectrum and the impossibility to fit the data with consistent values rule out a leptonic origin of the  $\gamma$ -ray emission and led us to investigate the hadronic scenario.

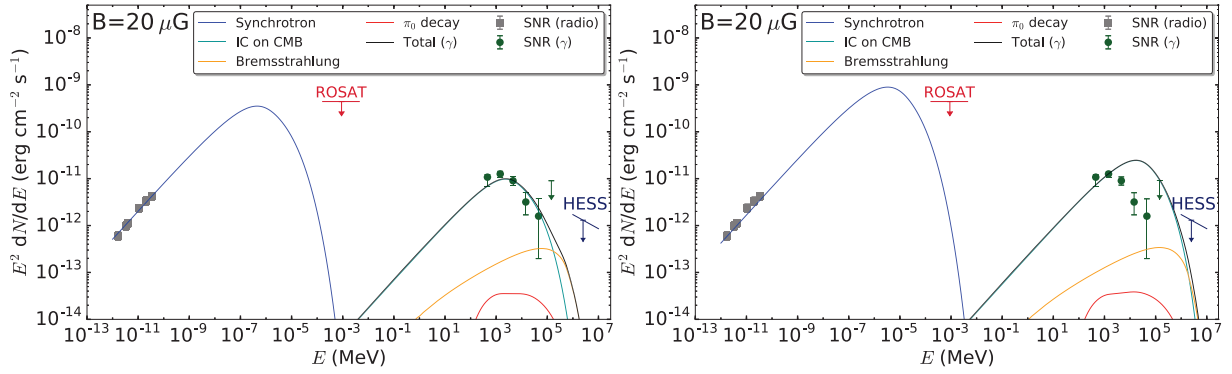
#### 4.1.2. Hadronic scenario

van den Bergh (1979) has reported H $\alpha$  emission in the northeast and southwest regions of the SNR (see Fig. 10, left panel) and

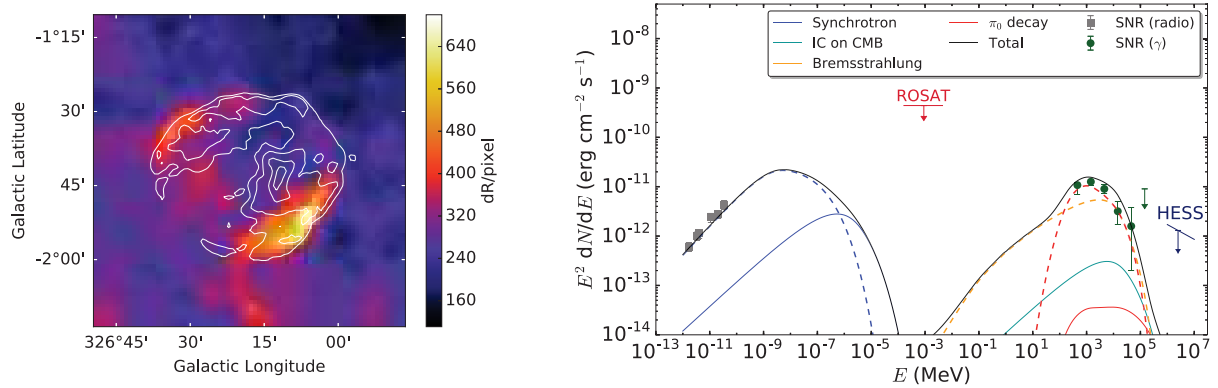
**Table 4.** Required physical parameters to model the radio and the  $\gamma$ -ray data coming from the shell for the leptonic and hadronic scenarios.

Scenario	Model	$B$ ( $\mu\text{G}$ )	$W_p$ (erg)	$K_{e-p}$	$\Gamma_{e,1}/\Gamma_{e,2}$	$E_b$ (TeV)	$E_{\text{max},e}$ (TeV)	$\Gamma_p$	$E_{\text{max},p}$ (TeV)	$n_0$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	
Leptonic	fit	10	$5 \times 10^{49}$ *	1.4	1.8/2.8	(0.15 – 0.35)	(0.4 – 1.1)	2*	( $\geq E_{\text{max},e}$ )	0.1*	
	fit	20	$5 \times 10^{49}$ *	0.5	1.8/2.8	(0.4 – 0.9)	(0.9 – 1.5)	2*	( $\geq E_{\text{max},e}$ )	0.1*	
	consistent	20	$5 \times 10^{49}$ *	0.5	1.8/2.8	1.9*	2.3*	2*	2.7*	0.1*	
Hadronic	main shock	consistent	10	$5 \times 10^{49}$	0.03	2/3*	1.4*	1.4*	2*	1.4*	0.1*
	radiative shock	consistent	13.6*								1.88*
	cooled regions		158*	$1.9 \times 10^{49}$	0.03	1.8/2.8	0.02*	0.08*	2*	0.08*	88.3*

**Notes.** The parentheses indicate the range of permitted values, while the asterisks indicate the fixed values in our analysis. The other values (without parentheses and asterisks) are adjusted by hand. In the two leptonic scenarios in which the break energy  $E_b$  and maximum energy  $E_{\text{max},e}$  of the electrons are fit, they are not consistent with the magnetic field if they are due to synchrotron cooling. In all other (consistent) models, they are calculated following Parizot et al. (2006). For the hadronic scenario, the first and the second line correspond to the properties of the main shock ( $u_{\text{sh}} = 500 \text{ km s}^{-1}$ ) and the radiative shock ( $u_{\text{sh,cl}} = 150 \text{ km s}^{-1}$ ), respectively. The density and the magnetic field in the last line are those of the downstream cooled regions.



**Fig. 9.** Multiwavelength modeling of the SNR spectrum in the leptonic scenario. The radio points are extracted from Dickel et al. (2000), the ROSAT and the H.E.S.S. upper limits come from Kassim et al. (1993) and H.E.S.S. Collaboration et al. (2018) respectively. *Left:* parameters are free to vary, and the values are  $E_b = 600 \text{ GeV}$ ,  $E_{\text{max},e} = 1 \text{ TeV}$ ,  $E_{\text{max},p} = 1 \text{ TeV}$ ,  $W_p = 5 \times 10^{49} \text{ erg}$ , and  $K_{e-p} = 0.5$ . The spectral index of the electrons before and after the break is  $\Gamma_{e,1} = 1.8$  and  $\Gamma_{e,2} = 2.8$ , respectively. *Right:* same as in the left panel, but with values consistent with the magnetic field:  $E_b = 1.9 \text{ TeV}$ ,  $E_{\text{max},e} = 2.3 \text{ TeV}$ , and  $E_{\text{max},p} = 2.7 \text{ TeV}$ .



**Fig. 10.** *Left:*  $H\alpha$  emission of SNR G326.3–1.8 obtained from the Southern H-Alpha Sky Survey Atlas (Gaustad et al. 2001). The radio contours of the whole SNR are overlaid in white. *Right:* multiwavelength modeling in the hadronic scenario with two contributions: a main shock (solid lines), and a radiative shock (dashed lines). The radio points are extracted from Dickel et al. (2000), the ROSAT and the H.E.S.S. upper limits come from Kassim et al. (1993) and H.E.S.S. Collaboration et al. (2018) respectively. The values of the parameters are reported in Table 4.

Dennefeld (1980) obtained a spectrum indicating an  $[S \text{ II}]/H\alpha$  ratio characteristic of a radiative shock. This is evidence of the interaction of the shock with neutral material, where some regions of the SNR are entering the radiative phase, while other

parts are freely expanding in the ISM. As a consequence, we suggest to model the SNR spectrum with two contributions:

- a radiative shock arising from clouds in the surroundings of the SNR, and

– a main shock with a velocity of  $u_{\text{sh}} = 500 \text{ km s}^{-1}$  that expands in an ISM density of  $n_0 = 0.1 \text{ cm}^{-3}$  (Temim et al. 2013).

Below we calculate the physical parameters associated with the radiative component. Uchiyama et al. (2010) studied the non-thermal emission from crushed clouds in SNRs where reacceleration of preexisting cosmic rays can explain the observed GeV emission powered by hadronic interactions.

Following this work, the strong shock driven into the clouds has a velocity of

$$u_{\text{sh,cl}} = k \sqrt{\frac{n_0}{n_{0,\text{cl}}}} \times u_{\text{sh}}, \quad (5)$$

where  $k = 1.3$  is adopted as in Uchiyama et al. (2010),  $n_0$  and  $n_{0,\text{cl}}$  being the upstream ISM and cloud density, respectively. For the upstream magnetic field in the clouds, we have

$$B_{0,\text{cl}} = b \sqrt{\frac{n_{0,\text{cl}}}{\text{cm}^{-3}}} \mu\text{G}, \quad (6)$$

where  $b = v_A/(1.84 \text{ km s}^{-1})$ , with  $v_A$  being the Alfvén velocity, the mean value of which is thought to be roughly equal to the velocity dispersion observed in molecular clouds ( $\sim 0.5$ – $5 \text{ km s}^{-1}$ ), implying  $b \sim 0.3$ – $3$  (Hollenbach & McKee 1989). As in Uchiyama et al. (2010), we assumed that the magnetic pressure in the cooled gas is equal to the shock ram pressure, and we have

$$\frac{B_m^2}{8\pi} = k^2 n_0 \mu_{\text{H}} u_{\text{sh}}^2, \quad (7)$$

where  $\mu_{\text{H}}$  is the mass per hydrogen nucleus and  $B_m$  the downstream magnetic field in the cooled regions

$$B_m = \sqrt{\frac{2}{3}} \times \left(\frac{n_m}{n_{0,\text{cl}}}\right) \times B_{0,\text{cl}}, \quad (8)$$

with  $n_m$  being the downstream density in the cooled regions. In this model, the compressed magnetic field is fixed to  $158 \mu\text{G}$  by the pressure in the SNR (Eq. (7)). This requires a large  $W_e$  in the clouds for the synchrotron emission to be consistent with the bright observed radio flux. We set  $K_{e-p}$  in the clouds to 0.03, which is high, but still reasonable, since a lower  $K_{e-p}$  would result in an uncomfortably large  $W_p$ . In any case, the cosmic-ray energy in the shocked clouds must be high. Thus, simultaneously fitting the  $\gamma$ -ray data and the radio data implies that the compressed density should be relatively low. From Eqs. (6)–(8), we have

$$n_m = \sqrt{\frac{3}{\pi \mu_{\text{H}}}} \times \frac{B_m^2}{4b \times u_{\text{sh,cl}}}. \quad (9)$$

We adopted the highest reasonable values  $b = 3$  and  $u_{\text{sh,cl}} = 150 \text{ km s}^{-1}$  (above which the shock would have no time to become radiative). Thus the downstream density in the cooled regions is  $n_m = 88.3 \text{ cm}^{-3}$ . Taking  $n_0 = 0.1 \text{ cm}^{-3}$ ,  $u_{\text{sh}} = 500 \text{ km s}^{-1}$  (Temim et al. 2013),  $u_{\text{sh,cl}} = 150 \text{ km s}^{-1}$  and  $b = 3$ , we obtain for the upstream density and magnetic field in the clouds  $n_{0,\text{cl}} = 1.88 \text{ cm}^{-3}$  and  $B_{0,\text{cl}} = 4.11 \mu\text{G}$ . This relatively low density is in agreement with the non-detection of CO lines close to this SNR. The densities encountered in G326.3–1.8 (cloud and inter-cloud medium) would then be very similar to the Cygnus Loop (Raymond et al. 1988).

The electrons accelerated in the clouds will rapidly cool due to the strong magnetic field in the dense regions, for which we

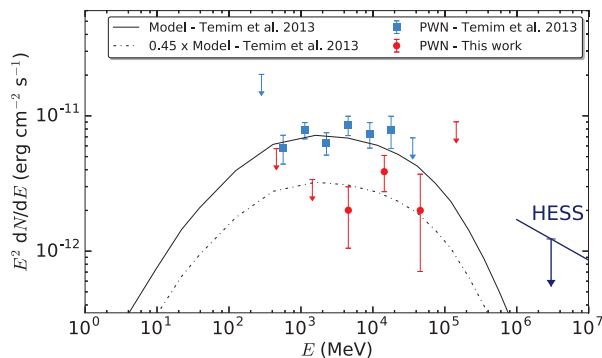
derived the break energy of the particles by equating  $\tau_{\text{sync}} = t_{\text{age}}/2$  (time since the clouds were shocked). At the shock front, the downstream magnetic field is  $B_{\text{d,cl}} = \sqrt{11} B_{0,\text{cl}} = 13.6 \mu\text{G}$ , assuming a randomly directed field, and we derived the corresponding maximum energy of the particles using  $k_0 = 10$  and  $u_{\text{sh,cl}} = 150 \text{ km s}^{-1}$  when equating  $t_{\text{acc}} = \min\{\tau_{\text{sync}}, t_{\text{age}}/2\}$ . For particles trapped in the clouds, we thus find  $E_b = 15.2 \text{ GeV}$  and  $E_{\text{max,e}} = E_{\text{max,p}} = 82.7 \text{ GeV}$ .

Figure 10 (right) shows the corresponding spectrum with the contributions from the main shock (solid lines) and the radiative shock (dashed lines). With such a high magnetic field and density in the cooled regions, the radiative shock dominates the synchrotron and the  $\gamma$ -ray emission. Setting  $K_{e-p} = 0.03$ , the observed spectrum can be explained with  $W_p = 1.9 \times 10^{49} \text{ erg}$  (and thus  $W_e = 5.7 \times 10^{47} \text{ erg}$ ), corresponding to 3.8% of  $E_{\text{SN}}$  transmitted to the reaccelerated protons in the clouds. To reproduce the radio spectral shape, we used harder indexes for the electrons at the radiative shock  $\Gamma_{e,1}/\Gamma_{e,2} = 1.8/2.8$ , which is also observed in other radiative SNRs (Ferrand & Safi-Harb 2012)<sup>5</sup>. The  $\gamma$ -ray cutoff implied by  $E_{\text{max,p}} = 82.7 \text{ GeV}$  fits the observed spectrum well. This is however largely coincidental.  $k_0$  is unconstrained,  $t_{\text{acc}}$  is unknown (we do not know when the clouds were shocked). Uchiyama et al. (2010) predicted an increase in maximum energy by a factor of  $((n_m/n_0)/4)^{1/3} = 2.27$  due to adiabatic compression, which we did not enter into  $E_{\text{max,p}}$ . The damping of Alfvén waves due to ion-neutral collisions also implies a break in the proton spectrum that we did not take into account because with  $B_{0,\text{cl}} = 4.11 \mu\text{G}$  and  $n_{0,\text{cl}} = 1.88 \text{ cm}^{-3}$ , it occurs around 100 GeV. Observationally,  $E_{\text{max,p}}$  must range between 30 and 100 GeV, which is in between other radiative SNRs such as W 44 or IC 443 (22 and 239 GeV, respectively; Ackermann et al. 2013).

Since our model predicts that radiative shocks can explain the entire spectrum, we cannot assess observational constraints at the main shock. We took  $B = 10 \mu\text{G}$ , implying  $B_{\text{ISM}} \approx 3 \mu\text{G}$  (with  $r = 4$ ), to stay consistent with  $B_{0,\text{cl}} > B_{\text{ISM}}$ , but  $B_{\text{ISM}}$  could have been lower. We also used the typical 10% of  $E_{\text{SN}}$  going into protons, but this and the value of  $K_{e-p}$  could also be reduced. For the particle spectra, we kept  $\Gamma_{e,1} = \Gamma_p = 2$  and  $\Gamma_{e,2} = 3$  since we have simple acceleration at the main shock and no observational constraints. The corresponding break and maximum energy were calculated following Parizot et al. (2006) with  $u_{\text{sh}} = 500 \text{ km s}^{-1}$  and  $k_0 = 10$ , as we did for the lepton-dominated scenario. All the values used for the plot are reported in Table 4.

The entire SNR spectrum can thus be explained by the emission from radiative shocks. Although there is no clear correlation between the  $H\alpha$  and the radio maps, this difference can be explained by the orientation of the magnetic field: where  $B$  is perpendicular to the shock velocity, the synchrotron emission is highest (compression of the tangential component of the field), whereas optical emission should be enhanced when  $B$  is parallel since the compression is no longer limited by the magnetic field. Quantitatively, the total energy required in the cosmic rays at the radiative shocks is high. Assuming 20% of the pressure in the radiative shocks is in the form of cosmic rays (the rest is mostly magnetic), it requires a surface covering factor close to 50% (consistent with the fact that we see little deviation from a uniform disk). This may be tested by deep  $H\alpha$  imaging.

<sup>5</sup> Radio spectral indexes of some radiative SNRs, such as W 44 or IC 443, can be found at <http://www.physics.umanitoba.ca/snr/SNRcat/>



**Fig. 11.** Comparison of the  $\gamma$ -ray PWN spectra where the model derived in Temim et al. (2013) is multiplied by a factor of 0.45 to fit our data.

#### 4.2. PWN spectrum

We find that the largest portion of the  $\gamma$ -ray emission comes from the SNR, presumably from the hadronic process. Nevertheless, the PWN appears to contribute as well. We briefly and qualitatively discuss the effect of the PWN flux diminution on the physical parameters derived in Temim et al. (2013), who assumed that the entire  $\gamma$ -ray emission originated in the PWN, and based their analysis on the previous data release (Pass 7). Figure 11 compares the two  $\gamma$ -ray spectra, where the model of Temim et al. (2013), who assumed a fully leptonic origin of the emission, is scaled to fit our data. The current flux corresponds to 45% of the previous one.

If we approximate  $W_e \approx \int_0^{t_{\text{age}}} \dot{E} dt$ ,  $\dot{E}$  being the energy loss rate of the pulsar, we obtain

$$W_e \approx \dot{E}_0 \frac{\tau_0 t_{\text{age}}}{\tau_0 + t_{\text{age}}}, \quad (10)$$

where  $\tau_0$  is the initial spin-down timescale of the pulsar, and  $\dot{E}_0$  is the initial spin-down power. Temim et al. (2013) derived  $\tau_0 \approx 2.1 \times 10^4$  yr and  $\dot{E}_0 = 3 \times 10^{38}$  erg s $^{-1}$ . We now require less than half of  $W_e$ , leading to  $\dot{E}_0 = 1.35 \times 10^{38}$  erg s $^{-1}$  for the same age and initial spin-down time scale of the pulsar.

In their 1D model, the observed SNR radius is reached at an age of 19 kyr, for which they estimated the PWN magnetic field to be  $B_{\text{PWN}} = 34 \mu\text{G}$ . The decrease in  $W_e$  would thus also imply a higher magnetic field to still stay consistent with the radio flux of the PWN.

However, a more nuanced interpretation is required given the complexity of this object. This will require more investigations and detailed modeling which are beyond the scope of this paper. We also note that the PWN spectrum derived in this analysis is model dependent when considering the assumption made for the SNR. In any case, its flux is reduced compared to previous studies since the SNR contributes most of the  $\gamma$ -ray emission.

## 5. Conclusions

We performed an analysis from 300 MeV to 300 GeV of the composite SNR G326.3–1.8 with the *Fermi*-LAT Pass 8 data. We took advantage of the new PSF3 event class by selecting the events with the best angular reconstruction to limit mixture between the SNR and the PWN contributions and also emission from the Galactic plane. Using the *pointlike* and the *gtlike* frameworks, we confirm that the emission is significantly extended (more than  $13\sigma$ ) between 300 MeV and 300 GeV. We performed an analysis in five energy bands, which showed that the

morphology evolves with energy and the size shrinks toward the radio PWN at high energies ( $E > 3$  GeV). We thus investigated a more detailed morphology using the radio map of the PWN as a starting point. We find that it is clearly not sufficient to describe the  $\gamma$ -ray data and that an additional extended component is needed. We then tested different models for an additional contribution such as a uniform disk, the radio map of the remnant, and its homogeneously filled radio template, called here the SNR mask. Using the maximum likelihood fitting procedure starting at 1 GeV, we find that the model with the SNR mask and the radio PWN reproduces the  $\gamma$ -ray emission best.

Modeling both  $\gamma$ -ray emissions by a power law from 300 MeV to 300 GeV, we obtained a spectral separation between the two components: a softer spectrum for the remnant ( $\Gamma = 2.17 \pm 0.06$ ), and a harder spectrum for the nebula ( $\Gamma = 1.79 \pm 0.12$ ). The corresponding SEDs also highlight their different contributions: the SNR dominates the low-energy part (300 MeV–10 GeV), while the PWN protrudes at higher energies ( $E > 10$  GeV).

Concerning the PWN spectrum, we briefly discussed the effect of the flux diminution (about 55%) compared to previous studies, which assumed that the entire  $\gamma$ -ray emission may come from the PWN.

The spectral modeling of the SNR emission disproves the leptonic scenario since it requires an unrealistic high energy budget in the electrons to fit the  $\gamma$ -ray data ( $W_e$  of several  $10^{49}$  erg). As  $H\alpha$  emission has been reported in this SNR, we suggest a spectral modeling where the main contribution arises from regions entering the radiative phase. The high magnetic field and density in the cooled regions lead to enhanced synchrotron and GeV emission that dominates the entire spectrum. The best-fit model involves a compressed magnetic field of  $10 \mu\text{G}$  and  $158 \mu\text{G}$  at the main and the radiative shock, respectively. With 3.8% of the kinetic energy released by the supernova ending into accelerated particles at the radiative shock, we find that an electron-proton ratio of  $K_{e-p} = 0.03$  can adequately reproduce the observed spectrum. Although this ratio is slightly higher than one would expect, this is the most appropriate and consistent model we find that can simultaneously explain the high radio and  $\gamma$ -ray emissions from this SNR. In the future, the Cherenkov Telescope Array (CTA) will give more insight into the properties of this source, since it will provide better sensitivity above 30 GeV.

*Acknowledgements.* We thank D. Castro and the referee P. Slane for their helpful comments on this paper. The *Fermi* LAT Collaboration acknowledges generous ongoing support from a number of agencies and institutes that have supported both the development and the operation of the LAT as well as scientific data analysis. These include the National Aeronautics and Space Administration and the Department of Energy in the United States, the Commissariat à l’Energie Atomique and the Centre National de la Recherche Scientifique / Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules in France, the Agenzia Spaziale Italiana and the Istituto Nazionale di Fisica Nucleare in Italy, the Ministry of Education, Culture, Sports, Science and Technology (MEXT), High Energy Accelerator Research Organization (KEK) and Japan Aerospace Exploration Agency (JAXA) in Japan, and the K. A. Wallenberg Foundation, the Swedish Research Council and the Swedish National Space Board in Sweden. Additional support for science analysis during the operations phase is gratefully acknowledged from the Istituto Nazionale di Astrofisica in Italy and the Centre National d’Études Spatiales in France. This work performed in part under DOE Contract DE-AC02-76SF00515. We also acknowledge the Southern H-Alpha Sky Survey Atlas (SHASSA), which is supported by the National Science Foundation.

## References

- Acerro, F., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2015, *ApJS*, 218, 23  
Acerro, F., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2016a, *ApJS*, 223, 26

- Acero, F., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2016b, *ApJS*, 224, 8
- Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., et al. 2013, *Science*, 339, 807
- Ackermann, M., Ajello, M., Atwood, W. B., et al. 2016, *ApJS*, 222, 5
- Ackermann, M., Ajello, M., Baldini, L., et al. 2017, *ApJ*, 843, 139
- Atwood, W., Albert, A., Baldini, L., et al. 2013, 2012 Fermi Symp. proc. - eConf C121028 [arXiv:1303.3514]
- Bell, A. R. 1978, *MNRAS*, 182, 147
- Castelletti, G., Dubner, G., Brogan, C., & Kassim, N. E. 2007, *A&A*, 471, 537
- Dennefeld, M. 1980, *PASP*, 92, 603
- Dickel, J. R., Milne, D. K., & Strom, R. G. 2000, *ApJ*, 543, 840
- Ferrand, G., & Safi-Harb, S. 2012, *Adv. Space Res.*, 49, 1313
- Gaustad, J. E., McCullough, P. R., Rosing, W., & Van Buren, D. 2001, *PASP*, 113, 1326
- Goss, W. M., Radhakrishnan, V., Brooks, J. W., & Murray, J. D. 1972, *ApJS*, 24, 123
- H.E.S.S. Collaboration, Abdalla, H., Abramowski, A., et al. 2018, *A&A*, 612, A3
- Hollenbach, D., & McKee, C. F. 1989, *ApJ*, 342, 306
- Kassim, N. E., Hertz, P., & Weiler, K. W. 1993, *ApJ*, 419, 733
- Kerr, M. 2010, PhD Thesis, University of Washington, USA
- Mills, B. Y., Slee, O. B., & Hill, E. R. 1961, *Aust. J. Phys.*, 14, 497
- Milne, D. K. 1971, *Aust. J. Phys.*, 24, 429
- Milne, D. K., Goss, W. M., Haynes, R. F., et al. 1979, *MNRAS*, 188, 437
- Parizot, E., Marcowith, A., Ballet, J., & Gallant, Y. A. 2006, *A&A*, 453, 387
- Plucinsky, P. P. 1998, *Mem. Soc. Astron. It.*, 69, 939
- Raymond, J. C., Hester, J. J., Cox, D., et al. 1988, *ApJ*, 324, 869
- Rosado, M., Ambrocio-Cruz, P., Le Coarer, E., & Marcelin, M. 1996, *A&A*, 315, 243
- Temim, T., Slane, P., Castro, D., et al. 2013, *ApJ*, 768, 61
- Uchiyama, Y., Aharonian, F. A., Tanaka, T., Takahashi, T., & Maeda, Y. 2007, *Nature*, 449, 576
- Uchiyama, Y., Blandford, R. D., Funk, S., Tajima, H., & Tanaka, T. 2010, *ApJ*, 723, L122
- van den Bergh, S. 1979, *ApJ*, 227, 497
- Whiteoak, J. B. Z., & Green, A. J. 1996, *A&AS*, 118, 329
- Zabalza, V. 2015, in 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015), 34, 922



## **Annexe B**

# **Proceeding AtmoHEAD sur l'impact des profils Lidar**





# Impact of H.E.S.S. Lidar profiles on Crab Nebula data

*Justine Devin*<sup>\*1</sup>, *Johan Bregeon*<sup>1</sup>, *Georges Vasileiadis*<sup>1</sup> and *Yves Gallant*<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire Univers et Particules de Montpellier, Université de Montpellier, CNRS/IN2P3, 34095 Montpellier, France

**Abstract.** The H.E.S.S. experiment in Namibia is a high-energy gamma-ray telescope sensitive in the energy range from 30 GeV to a several tens of TeV, that uses the atmospheric Cherenkov technique to detect showers developed within the atmosphere. The elastic lidar, installed on the H.E.S.S. site, allows to reduce the systematic errors related to the atmospheric composition uncertainties thanks to the estimation of the extinction profile for the Cherenkov light (300–650 nm). The latter has a direct impact on the reconstructed parameters, such as the photon energy and the source flux. In this paper we report on physics results obtained on the Crab Nebula spectrum using the lidar profiles obtained at the H.E.S.S. site.

## 1 Introduction

The H.E.S.S. experiment (High Energy Stereoscopic System) consists of five imaging Cherenkov telescopes situated in the Namibia Khomas Highland desert (1800 m above sea level) [1]. Its main objective is the study of Galactic and extragalactic sources in the energy range of  $\sim 30$  GeV to several tens of TeV coupled to a high flux sensitivity ( $\sim 1\%$  Crab units). The detection technique of Cherenkov light from showers induced in the atmosphere by the incoming gamma ray demonstrates by itself the importance of knowing any variation on the atmosphere transparency, which is necessary to estimate the amount of light loss. For a shower induced by a photon of a given energy generating Cherenkov light that reaches the telescopes, the total charge measured by the cameras will be different if it propagates into a more transparent (or more opaque) atmosphere than the expected one. This directly impacts the reconstructed parameters, such as the photon energy and the source flux and can give rise to an inaccurate reconstructed spectrum when the atmosphere transparency deviates significantly from the standard model. In this paper, we first present the lidar instrument at the H.E.S.S. site and the implementation of the lidar absorption profiles in the simulation. We then derive the instrument response functions associated to Crab Nebula observations, using the lidar absorption profiles (called lidar profiles) and the standard model (called standard profile) in order to compare them. We also quantify the impact on the reconstructed spectrum and in particular, we study the normalization dispersion which should in principle be reduced when using lidar data instead of the model currently used by the H.E.S.S. collaboration.

## 2 H.E.S.S. lidar and data implementation

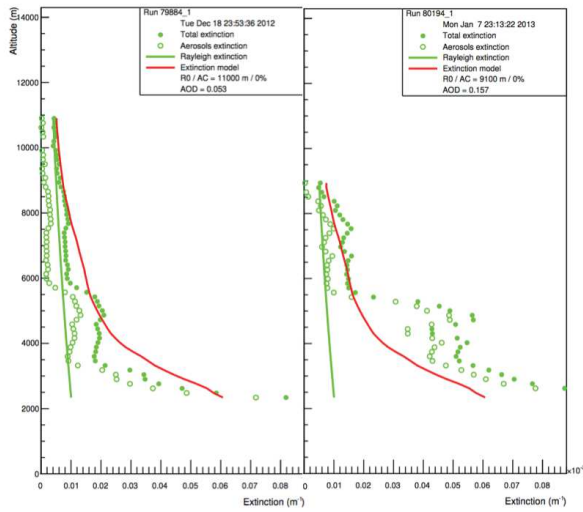
### 2.1 The lidar instrument

Conceived and constructed in 1997, the lidar was transferred to the H.E.S.S. site in 2004 and data collection began two years later. In order not to disturb the signal measured by the H.E.S.S. cameras, the lidar is located at  $\sim 850$  m from the telescopes, always pointing in the same direction (zenith angle of  $15^\circ$  and  $25^\circ$  in the West direction), and takes data before H.E.S.S. observation runs. The lidar technique is the same as that of the radar, transposed in the optical wavelengths: the instrument measures the intensity of a laser induced backscattered signal as a function of the travel time of the photon return trip to the collecting area. The instrument uses a Nd:YAG type laser and is equipped with two cavities generating two harmonics at 355 nm and 532 nm. The reflected light is collected by a primary mirror and a secondary mirror, respectively with a diameter of 60 cm and 8 cm and a focal length of 102 cm and 10 cm. The reflectivity of the mirrors is 80% between 300 and 600 nm. A dichroic filter, located at the focal plane, separates the 355 and 532 nm components and photo-multiplier tubes are used to measure the return signal. Capable of detecting signals up to  $\sim 15$  km, the lidar sends 1200 light pulses over a period of 3 minutes before each H.E.S.S. observation run. The acquisition is then recorded on a server, connected to that of the H.E.S.S. data acquisition. A detailed technical description of the H.E.S.S. lidar and its performance can be found in [2].

### 2.2 Analysis implementation

The most commonly used methods for deriving the backscatter coefficient  $\beta$  from a lidar are based on the inversion methods of Klett [3] and Fernald [4]. First, the background signal (electronic pedestal, sky background

\* Corresponding author: [jdevin.phys@gmail.com](mailto:jdevin.phys@gmail.com)



**Fig. 1.** Atmospheric profiles measured at 532 nm for two different observation runs. The red curve represents the standard model used by the H.E.S.S. collaboration and the extinction due to Rayleigh scattering is represented by the green line. Solid and empty green dots correspond respectively to the total extinction of the two scatterings (Rayleigh and Mie) and to the Mie scattering only.

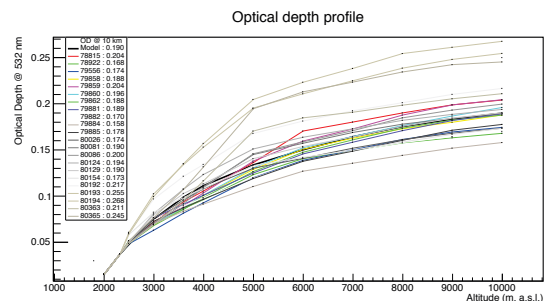
optical noise, etc.) is subtracted from the raw signal, and corresponds to the average value of the signal between 20 and 25 km where no return signal is expected. The signal is then corrected for inclination (15° zenith angle) and the overlap function of the lidar. The inversion algorithm of the lidar equation requires a reference altitude  $R_0$ , defined such that only Rayleigh scattering is present. For the profiles used in this study,  $R_0$  has been defined such that the ratio of Rayleigh scattering to noise is greater than 5. Since the use of an elastic lidar requires a hypothesis on the type of aerosols, we have chosen a lidar ratio  $S_p = 50$ , which seems appropriate for desert type of climates [5]. The inversion algorithm then gives, for each altitude interval, the value of the backscatter coefficient  $\beta$  and, using the  $S_p$  mentioned above, the absorption coefficient  $\alpha$ . The extinction profile derived from lidar data at 532 nm is used to scale the full light transmission table used in the simulations, for all wavelengths from 200 to 700 nm. Typical lidar profiles for two distinct atmospheric conditions are shown in Figure 1.

In the classical H.E.S.S. analysis chain, the Instrument Response Functions (IRFs) are simulated for different zenith angles, optical efficiencies, and so on. The IRFs are then interpolated to cover the entire parameter space corresponding to all H.E.S.S. observations. A project was recently undertaken within the H.E.S.S. collaboration to simulate the IRFs using the real observation conditions of each run [6]. These simulations, called Run-Wise Simulations (RWS), aim to obtain the most realistic IRFs associated with each

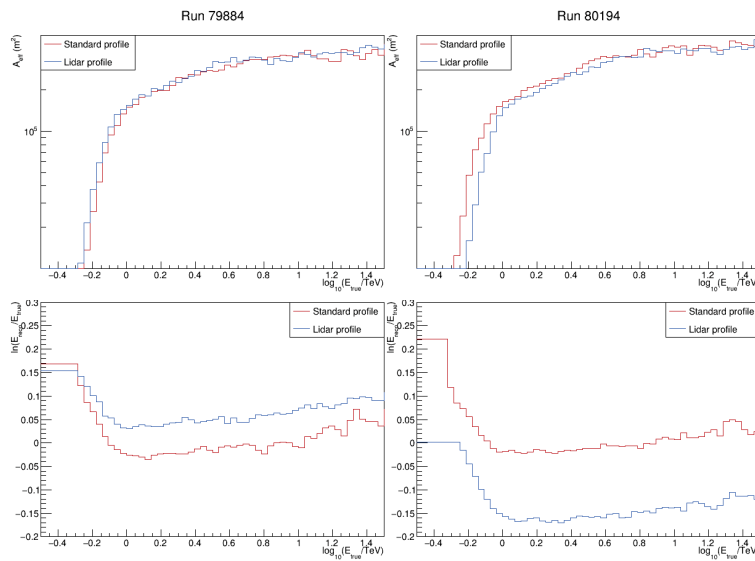
observation. This new simulation chain permits to achieve a greater accuracy of results, an improvement in our knowledge of the H.E.S.S. PSF, and leads to a reduction of the systematic errors. Since the use of a lidar aims to reduce the systematic uncertainties, we use this framework to be able to isolate the impact of the atmospheric profiles on the data. We first compare run by run the IRFs (effective areas and energy biases) obtained with the two atmospheric profiles (standard and lidar), before quantifying the impact on the spectral reconstruction. As the lidar measures the instantaneous composition of the atmosphere, the Crab Nebula spectrum must be better reconstructed with the lidar profiles. Thus, we also study the normalization dispersion which should in principle be reduced when using lidar data.

### 3 Crab Nebula spectral studies

We used data from two distinct periods (in 2012 and 2013), for which we have exploitable lidar profiles (for a total of 22 observation runs). The atmospheric conditions and the number of participating telescopes are different in the dataset from 2012 and from 2013. Data taken in 2012 include all 4 HESS-I telescopes and the large HESS-II telescope in the central trigger, and have mostly better atmospheric conditions, while data taken in 2013 include only the 4 HESS-I telescopes in the central trigger and have generally a strong presence of clouds and aerosols. Part of these runs did not pass the standard quality selection criteria defined in the H.E.S.S. collaboration. The total extinction of the atmosphere is due to both Rayleigh and Mie scattering. The optical depth (OD) of the atmosphere corresponds to the total extinction integrated over altitude. Figure 2 shows the OD values, at 532 nm, as a function of the altitude for the 22 runs used in this analysis. The most transparent and opaque atmosphere are respectively found for the runs 79884 and 80194.



**Fig. 2.** Optical depth (OD) values at 532 nm as a function of the altitude for the 22 runs used in this analysis. The black curve represents the OD of the standard model. The OD values at 10 km are given on the top left corner.

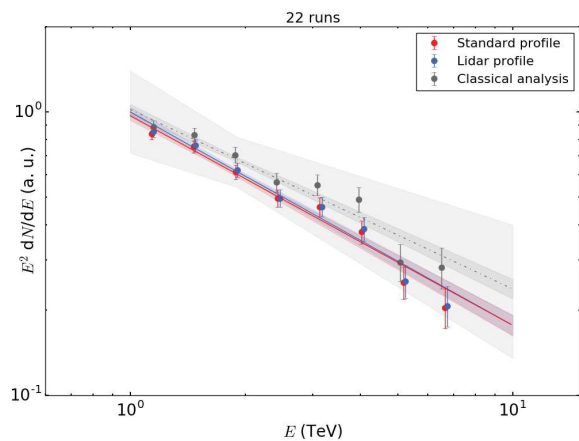


**Fig. 3.** Effective areas (top) and energy biases (bottom) obtained for the runs 79884 and 80194, simulated with the standard profile (red) and the corresponding lidar profile (blue).

For each run, we simulated  $10^7$  events with a power-law spectrum of  $E^{-2}$  from 0.3 TeV to 100 TeV. Each run was simulated twice: using the standard profile and the lidar profile. Figure 3 shows the IRFs obtained for the runs with the most transparent (79884) and the most opaque (80194) atmosphere in our dataset. As expected, a more opaque atmosphere leads to a higher energy threshold and a smaller reconstructed energy. At 1 TeV, the effective area variations are +4% and -13% with lidar data, respectively for the runs 79884 and 80184. The energy threshold can be defined where the effective area is equal to 10% of its maximum value. Thus, lidar data lead to a threshold energy shift of -5% (run 79884) and +17% (run 80194) compared to the model. The reconstructed energies (for  $E_{\text{true}} > 1$  TeV) are  $E_{\text{reco}} \sim 1.06E_{\text{true}}$  (run 79884) and  $E_{\text{reco}} \sim 0.91E_{\text{true}}$  (run 80194) with the lidar profiles while  $E_{\text{reco}} \sim E_{\text{true}}$  with the standard profile (used to reconstruct the energy).

We then fit the spectrum with a power law between 300 GeV and 10 TeV, leaving the spectral index and the flux normalization free. We only use the four HESS I telescopes for the reconstruction. The run-by-run fit shows noticeable differences in the reconstructed spectra when using the lidar and standard profiles (up to 50% for the best-fit differential flux at 1 TeV and 20% for the best-fit spectral index for the run 80194). We then fit the spectra obtained with the 22 runs from 1 to 10 TeV, i.e. an energy range in which the spectrum is well described by a simple power law. Figure 4 shows the corresponding spectral energy distributions (SEDs). Both the spectral index and the differential flux at 1 TeV are similar using either the lidar profiles or the standard model (with a difference of 3% for the differential flux at

1 TeV), indicating that the model used by the H.E.S.S. collaboration seems to well represent the average atmospheric composition. The slightly higher value of the differential flux at 1 TeV, obtained with the lidar profile indicates a slightly more opaque atmosphere on average than that predicted by the standard model. In fact, a lower effective area combined with a lower reconstructed energy leads to a higher flux than the one obtained with the standard profile. Using this dataset as a whole, the impact of the lidar profiles on H.E.S.S. data is not significant.



**Fig. 4.** SEDs (normalized by the SED value at 1 TeV obtained with lidar data) with 22 runs using the lidar and standard profiles. The data were fit with a power law between 1 and 10 TeV. For comparison, the SED obtained with the classical analysis is also represented, taking into account the systematic errors ( $\pm 20\%$  on the flux normalization and  $\pm 0.2$  on the spectral index).

This result was not unexpected and is also reassuring since about half of the runs have a higher OD value than the model; thus the effect is expected to be balanced with the other half. We also reconstructed the spectrum using the classical analysis (with interpolated IRFs) and taking into account systematic uncertainties. As shown in Figure 4, the two RWS analyses (with the standard and lidar profiles) are contained in the systematic errors.

We then studied the normalization dispersion when using the lidar and standard profiles. To do so, we fit the data from each run with a power-law spectrum, fixing the spectral index to the best-fit value found when using the 22 runs (which is the same with the lidar and standard profiles). We performed the analysis from 1 to 10 TeV: in this conservative energy range, the IRFs are well described (far from the low-energy threshold) and the Crab Nebula spectrum is well approximated by a simple power law. Since the two datasets (from 2012 and from 2013) have different trigger configurations, we study the normalization dispersion separately. The values of the normalized differential flux at 1 TeV, obtained for each observation run, with the lidar and standard profiles, are given in Figure 5, for the two periods (2012 and 2013). To quantify the dispersion, we calculated the reduced  $\chi^2$  ( $= \chi^2 / \text{d.o.f.}$ , where d.o.f. is the number of degrees of freedom). The differential fluxes are normalized to the one minimizing the  $\chi^2$  using lidar data (dotted blue curve). As shown in Figure 5, the spectra from the 11

first runs are not compatible with a constant flux from the Crab Nebula at more than 3 sigma, both using the lidar and standard profiles. The dispersion is not reduced when using the lidar profiles, but we note, however, that without the tenth run, the dispersion is slightly reduced with lidar data (25.1/9 compared to 31.4/9 with the standard model). This observation run is still under investigation, but there are also presumably other sources of systematic errors not yet understood (and apparently not related to the atmosphere). For the 11 last runs, the use of the standard profile gives an incompatibility with a constant flux at 3.3 sigma, while the use of the lidar profiles reduces the incompatibility to 1.3 sigma. The normalization dispersion is thus notably reduced with lidar data for these 11 last runs, corresponding to the observations with the worst atmospheric conditions.

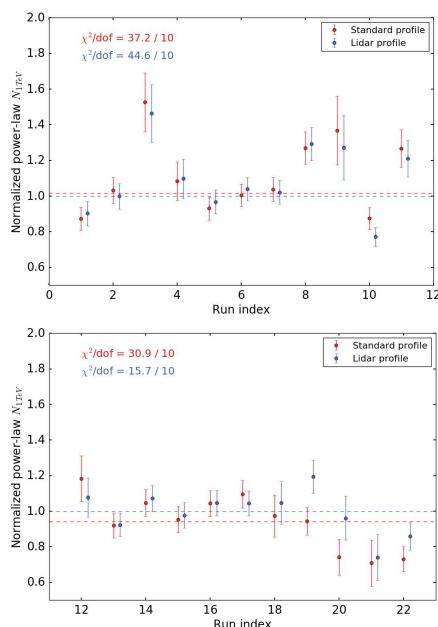
## 4 Conclusions

We studied the impact of the lidar profiles on Crab Nebula data. Using a run-wise simulation chain, we derived the IRFs for 22 runs, with the corresponding lidar profiles and the standard profile currently used by the H.E.S.S. collaboration. We observed a notable impact on the IRFs, demonstrating the possibility to have a better knowledge of the low-energy threshold and the photon energy thanks to lidar data. Spectral differences are visible in a run-by-run analysis but are not significant when considering the 22 runs, which was not unexpected given the average OD value of these runs. We then studied the normalization dispersion dividing the dataset between runs taken in 2012 and in 2013. The normalization dispersion is notably reduced with lidar data only for the 11 last runs. This first study of the impact of the lidar profiles on H.E.S.S. data is nevertheless encouraging and more lidar data are needed to be able to better quantify how much the systematic errors can be reduced with a lidar.

*Acknowledgements.* We thank the H.E.S.S. Executive Board, for allowing us to use H.E.S.S. observation data in this technical study, and all our H.E.S.S. colleagues who facilitated the analysis of these data, particularly M. Holler and M. de Naurois.

## References

1. M. de Naurois, EPJWC, Vol. 136 (2017)
2. J. Bregeon et al., NIM, A819, pp. 60-66 (2016)
3. J. Klett, Applied Optics, Vol. 24, pp. 1638-1643 (1985)
4. F. Fernald, Applied Optics, Vol. 18, pp. 3908 (1984)
5. D. Müller et al., Journal of Geophysical Research, D16202, pp. 112 (2007)
6. M. Holler et al., ICRC 2017, arXiv :1711.01118



**Fig. 5.** Normalized differential flux at 1 TeV using the runs taken in 2012 (top) and in 2013 (bottom), with the standard and lidar profiles. The dotted lines represent the best-fit differential flux (minimizing the  $\chi^2$ ).