



ÉCOLE DOCTORALE 560 :  
"SCIENCES DE LA TERRE, DE L'ENVIRONNEMENT ET PHYSIQUE DE L'UNIVERS DE PARIS"

## THÈSE DE DOCTORAT

de l'Université Paris Sorbonne Cité  
préparée à l'Université Paris-Diderot

au Laboratoire Astro-Particules et Cosmologie  
dans le groupe Astrophysique des Hautes Energies

---

# Le centre Galactique aux très hautes énergies

## Modélisation de l'émission diffuse et premiers éléments d'analyse spectro-morphologique

---

par

**LEA JOUVIN**

Thèse dirigée par Régis Terrier et Anne Lemièrre

présentée et soutenue publiquement le 27 Septembre 2017 devant le jury composé de :

Président :	Pr. Etienne PARIZOT	APC – Paris, France
Directeur de thèse :	Dr. Régis TERRIER	APC – Paris, France
Rapporteurs :	Dr. Vincent TATISCHEFF	CSNSM – Paris, France
	Dr. Oscar BLANCH	IFAE – Barcelone, Espagne
Examineurs :	Pr. Giovanni LAMANNA	LAPP – Annecy, France
	Dr. Hélène SOL	LUTH – Paris, France
Invité :	Dr. Anne LEMIÈRE	APC – Paris, France



# Remerciements

Quand on attaque les chapitres d'introduction de son manuscrit, on ne pense pas que quelques mois plus tard une page encore plus difficile arrivera. Les idées pour remercier les personnes qui m'ont permis d'en arriver là ne manquent pas mais réussir à transmettre toute la joie que j'ai eu à les rencontrer en quelques lignes est extrêmement difficile.

Tout d'abord je tiens à remercier mes deux directeurs de thèse : Régis Terrier et Anne Lemièrre. Leur goût pour maintenir une recherche de qualité et leur vaste connaissance de la région du centre de la Galaxie m'ont permis d'appréhender et de découvrir un environnement astrophysique formidable et passionnant. Leur disponibilité, leur patience, leurs connaissances vastes du contexte et leur rigueur ont renforcé mon intérêt pour la recherche en général et pour ce domaine en particulier. Je les remercie sincèrement pour leur porte toujours grande ouverte à toutes mes questions et pour tous ces moments d'échanges passionnants.

Je veux aussi remercier chaleureusement Guillaume Pineau des Forêts pour m'avoir donné envie de poursuivre des études de physique fondamentale et de poursuivre une thèse en astrophysique, ainsi que pour tous ces déjeuners aux discussions éclairées sur la physique et les voyages.

Je tiens aussi à remercier toute ma famille, en particulier mes parents et mes deux petits frères. Merci pour tout votre soutien, vos encouragements et ces discussions politiques animées qui me permettent toujours de garder les pieds sur terre. Je ne vous remercierais jamais assez pour votre temps et pour votre présence dans toute cette dernière période d'écriture. Un énorme merci à Marie Hélène également pour ses précieux conseils, sa relecture rapide et ces repas à Gif-sur-Yvette.

Les AMIS!!! Comment vous dire mille mercis, c'est tellement compliqué en quelques lignes. Merci pour toutes ces soirées, pour tous ces cafés, pour tous ces weekends, pour toutes ces pauses cigarettes et vos sourires. Merci de m'avoir permis de savoir décompresser ces derniers mois. Une grande pensée à ma deuxième Mifa et à ceux, avec qui depuis de nombreuses années déjà, tant de bières, de randos et de reblochons ont été partagés! On fête pour certains 20 ans d'amitié avec ce manuscrit. Un grand merci à ma super coloc pour toutes nos soirées et ces repas qu'elle cuisinait avec tant de talent ainsi qu'à nos séances de grimpe. Maxou, Jeanne 1, Jeanne 2, Léa, Alix, Lolo, Camille, Antoine MERCI!!!

Il y a les amis historiques qui m'ont vu grandir et il y a tous ceux que j'ai rencontrés pendant mes études et durant cette thèse. Un énorme merci à Sylvain, Clément, Antoine et Mordjane pour tous ces cours du soir, tous ces DMs rédigés à Cachan ou au fin fond de Saint-Rémy et à toutes ces moments d'amitié dans les cafés et cinémas parisiens. Lucie, cette si belle rencontre du M2, comme on dit souvent il n'y a que les imbéciles qui ne changent pas d'avis. Merci à toi pour tous ces appels surtout cette dernière année, toutes ces soirées dansantes, ces mojitos, ces séances de bronzage en rédaction et ces nouvelles séances au hammam. Merci à tous les gens que j'oublie et à Papi Julien bien évidemment.

Je voulais aussi remercier toutes les personnes que j'ai rencontrées pendant ma thèse et toute l'équipe de thésards de l'APC pour ces repas au ministère et ces moments au Caminito. Une dédicace spéciale à Thibaut pour ces cafés, ces croissants, ces soirées, ces discussions, tout son soutien, nos prochains voyages et surtout son humour; et à Ileyk pour ces pauses terrasses, ces découvertes musicales et son côté branché. Une pensée particulière pour Dimitri mon petit frère du centre Galactique au départ mais un grand ami maintenant, Lucile pour toutes nos éternelles discussions autour de café et de tisane, Julien car tu t'es enfin mis à coder en Python mais surtout pour avoir toujours su être à l'écoute, Mathieu pour m'avoir si bien accueillie au début de mon stage et pour toutes ces soirées, ces concerts et ces discussions politiques toutes ces dernières années, Vincent pour tous ces skypes, tous ces slacks et toutes ces mémorables soirées à Heidelberg, à Jeanne pour

ces pauses cigarettes et ces nombreuses soirées au Track, et à Maica, ma grande sœur du centre Galactique, mon idole. Merci à tous les autres Alexis, Jibril, Philippe, Andrea, Timothée, Eléonora, Simon... Un hommage au meilleur co-shifteur, Daniel, pour ce shift magnifique en Namibie. Bruno, une bouteille de rhum n'est pas suffisante pour exprimer la joie de t'avoir rencontré et te remercier de tout le temps que tu as pris pour m'aider et collaborer pendant ma thèse. Je remercie aussi toute l'équipe de H.E.S.S. de l'APC toujours à l'écoute et prenant le temps de répondre à mes interrogations. Bien sûr, je n'oublie pas mon collègue de bureau, Andrea, grâce à qui j'ai pu découvrir la culture italienne. Merci pour tous ces coups de pied qui m'ont réveillée certains après-midi.

Je pense aussi à Antony pour ces séances d'escalade, à ma super co-saxophoniste Mélanie et j'oublie des millions de gens mais je pense fort à vous aussi. Je remercie très fort toute l'équipe du Palais de la découverte qui m'a vraiment permis d'aborder des sujets de physique autrement et je tiens à exprimer la joie que j'ai eu à venir tous ces week-ends travailler avec vous. Une pensée particulière à Sigfredo.

Je terminerais par remercier bien évidemment Céline, George, Jacques, Francis, Phil, Tigran, Roy et tant d'autres de m'avoir accompagné pendant cette longue rédaction de leur voix, de leur guitare et de leur piano.



# Table des matières

<b>I</b>	<b>Injection et diffusion des rayons cosmiques au centre Galactique</b>	<b>15</b>
<b>1</b>	<b>Le centre Galactique : un réservoir pour l'injection et l'accélération des rayons cosmiques</b>	<b>17</b>
1.1	Les 200 pc centraux . . . . .	19
1.1.1	Une région complexe . . . . .	19
1.1.1.1	Un enchevêtrement de structures ponctuelles et diffuses . . . . .	19
1.1.1.2	Différentes phases dans la zone moléculaire centrale . . . . .	21
1.1.1.3	Le champ magnétique . . . . .	22
1.1.2	Vers une vision 3D de la distribution de matière moléculaire du CMZ . . . . .	24
1.1.2.1	Des modèles cinématiques . . . . .	24
1.1.2.2	Le modèle de Sawada et al. (2004) : absorption de la molécule OH . . . . .	25
1.1.3	Formation d'étoile et distribution des supernovae au GC . . . . .	28
1.1.3.1	Une formation stellaire relativement faible . . . . .	28
1.1.3.2	Des estimations du taux de supernovae au GC . . . . .	30
1.1.3.3	Indication de la distribution spatiale des SNe . . . . .	30
1.2	Les 30 pc centraux . . . . .	30
1.2.1	Les amas d'étoiles massives . . . . .	31
1.2.2	Le complexe Sgr A . . . . .	31
1.2.3	Sagittarius A* : Un trou noir supermassif au Centre Galactique . . . . .	33
1.3	Conclusion . . . . .	36
<b>2</b>	<b>Accélération de particules et rayonnement <math>\gamma</math></b>	<b>37</b>
2.1	Le rayonnement cosmique . . . . .	37
2.1.1	Historique . . . . .	37
2.1.2	Spectre et Composition . . . . .	38
2.1.3	Des mécanismes d'accélération . . . . .	41
2.1.4	Origine . . . . .	43
2.2	Le rayonnement de particules chargées . . . . .	45
2.2.1	Processus leptoniques . . . . .	45
2.2.2	Processus hadronique . . . . .	48
2.3	Accélération par les restes de Supernova . . . . .	49
2.4	Propagation et diffusion des rayons cosmiques dans la Galaxie . . . . .	52
2.4.1	Diffusion . . . . .	53
2.4.2	Équation de transport dans le cas diffusif . . . . .	54
2.4.3	Quelles valeurs pour le coefficient de diffusion dans la Galaxie? . . . . .	56
2.5	Perspectives pour l'injection et la propagation des CRs de très haute énergie au centre Galactique . . . . .	61

**II Origine de l'émission diffuse de très haute énergie dans les 200 pc centraux de notre Galaxie** **63**

**3 Le centre Galactique vu par l'astronomie  $\gamma$  de haute et très haute énergie** **65**

- 3.1 Une source ponctuelle au centre Galactique . . . . . 66
  - 3.1.1 Une source au TeV . . . . . 66
  - 3.1.2 Une source au GeV . . . . . 69
  - 3.1.3 Origine de l'émission de haute énergie HESS J1745-290 . . . . . 70
- 3.2 Une émission diffuse . . . . . 74
  - 3.2.1 Une émission diffuse au TeV . . . . . 74
  - 3.2.2 Un excès au GeV . . . . . 78
- 3.3 Modélisation de l'émission diffuse de haute énergie . . . . . 81
  - 3.3.1 Des modèles hadroniques . . . . . 81
    - 3.3.1.1 Un accélérateur au centre Galactique : impulsif ou stationnaire? . . . . . 81
    - 3.3.1.2 Diffusion supprimée au GC : une accélération distribuée . . . . . 82
    - 3.3.1.3 Contribution de la mer des CRs galactiques . . . . . 84
  - 3.3.2 Des modèles leptoniques . . . . . 85

**4 Le taux élevé de SNs : origine de l'émission  $\gamma$  diffuse de très haute énergie dans les 200 pc centraux de notre Galaxie ?** **89**

- 4.1 Modèle à une zone : Diffusion vs Advection . . . . . 90
  - 4.1.1 Advection : un échappement indépendant de l'énergie . . . . . 91
  - 4.1.2 Diffusion : un échappement dépendant de l'énergie . . . . . 92
  - 4.1.3 Distribution d'énergie spectrale pour le cas diffusif ou advectif. . . . . 93
- 4.2 Un modèle 3D pour estimer l'impact de la distribution spatiale des SNRs . . . . . 96
  - 4.2.1 La distribution des accélérateurs ponctuels de CRs . . . . . 96
  - 4.2.2 La propagation des CRs . . . . . 97
  - 4.2.3 La distribution de matière 3D . . . . . 98
  - 4.2.4 Les paramètres d'entrée du modèle 3D . . . . . 99
- 4.3 Résultat et comparaison aux données de H.E.S.S. . . . . . 99
  - 4.3.1 Le spectre de l'émission  $\gamma$  . . . . . 100
  - 4.3.2 Morphologie de l'émission  $\gamma$  . . . . . 100
    - 4.3.2.1 Le profil d'émission  $\gamma$  . . . . . 100
    - 4.3.2.2 Le profil de densité de rayons cosmiques . . . . . 103
  - 4.3.3 Un échappement dépendant du temps . . . . . 104
  - 4.3.4 Un coefficient de diffusion anisotrope . . . . . 108
- 4.4 Conclusion . . . . . 110

**III Méthodologie observationnelle et réduction de données en astronomie  $\gamma$  de très haute énergie** **113**

**5 De H.E.S.S. à CTA** **115**

- 5.1 Le ciel à très haute énergie . . . . . 116
  - 5.1.1 Les sources Extra-Galactiques . . . . . 116
  - 5.1.2 Les sources Galactiques . . . . . 117
- 5.2 Les expériences en astronomies  $\gamma$  de très haute énergie : un bref historique . . . . . 120
- 5.3 L'expérience H.E.S.S . . . . . 120

5.3.1	Principe de détection . . . . .	121
5.3.1.1	Développement des gerbes électromagnétiques et hadroniques et émission Tcherenkov . . . . .	121
5.3.1.2	La technique d'imagerie Tcherenkov . . . . .	121
5.3.2	Le site . . . . .	122
5.3.3	Les télescopes CT1, CT2, CT3 et CT4 . . . . .	123
5.3.4	La caméra du réseau H.E.S.S. I . . . . .	124
5.3.5	La phase H.E.S.S. II . . . . .	126
5.3.6	Déroulement et sélection des observations . . . . .	127
5.4	De l'image dans la caméra au gamma . . . . .	128
5.4.1	Calibration des données . . . . .	129
5.4.2	Reconstruction des évènements . . . . .	131
5.4.2.1	Nettoyage des images . . . . .	131
5.4.2.2	Méthode géométrique des moments réduits (Hillas) . . . . .	132
5.4.2.3	Modèle de la photosphère à trois dimensions : <i>Model 3D</i> . . . . .	133
5.4.2.4	Comparaison d'images issues de modèles semi-analytiques ou de simulations MC de gerbes : <i>Model et ImPACT</i> . . . . .	134
5.4.3	Méthode de discrimination $\gamma$ /fond . . . . .	134
5.4.3.1	Critères géométriques . . . . .	134
5.4.3.2	Critère de convergence . . . . .	135
5.4.3.3	Les analyses multivariées . . . . .	136
5.4.4	Configuration et lots de coupures . . . . .	137
5.5	L'observatoire CTA : une nouvelle génération de réseau de télescopes à Imagerie Tcherenkov . . . . .	138
5.5.1	Le site . . . . .	138
5.5.2	Les questions scientifiques . . . . .	140
5.5.3	Les performances de l'instrument . . . . .	141
<b>6</b>	<b>Analyse de haut niveau</b> . . . . .	<b>145</b>
6.1	Les tables d'instrument dans H.E.S.S. . . . .	146
6.1.1	Surfaces efficaces . . . . .	147
6.1.2	Résolution en énergie . . . . .	148
6.1.3	La réponse à une source ponctuelle . . . . .	148
6.1.4	Acceptance radiale aux hadrons . . . . .	150
6.2	Format de stockage des données au niveau DL3 pour CTA . . . . .	150
6.2.1	Le stockage des évènements . . . . .	150
6.2.2	Le stockage des fonctions d'instrument . . . . .	150
6.3	Extraction et construction des IRFs de H.E.S.S. au format DL3 . . . . .	152
6.3.1	Les tables de surface efficace . . . . .	153
6.3.2	Les tables de résolution en énergie . . . . .	154
6.3.3	Les tables de PSF . . . . .	155
6.3.4	Des courbes d'acceptance par bande en énergie pour le modèle de fond . . . . .	156
6.3.4.1	Méthode du "Pacman" : un modèle radial dépendant de l'énergie à partir des runs extragalactiques . . . . .	157
6.3.4.2	Résultats . . . . .	158
6.4	<i>Gammapy</i> : Un outil pour l'analyse de haut niveau . . . . .	160
6.4.1	Estimation du fond . . . . .	161

6.4.2	Estimation de l'excès et de sa significativité . . . . .	164
6.4.3	Extraction spectrale 1D . . . . .	164
6.4.4	Analyse morphologique . . . . .	165
6.4.5	Vers une analyse spectrale et morphologique simultanée . . . . .	166
<b>IV De l'analyse spectrale 1D à une analyse spectro-morphologique</b>		<b>169</b>
<b>7</b>	<b>Analyse spectrale 1D : méthode avec la statistique ON/OFF et ses limitations</b>	<b>171</b>
7.1	Analyse spectrale 1D : la technique du forward folding . . . . .	172
7.1.1	Principe . . . . .	172
7.1.2	Le test d'hypothèse . . . . .	174
7.2	La statistique ON/OFF et ses limitations . . . . .	174
7.2.1	Méthode de la vraisemblance profilée . . . . .	174
7.2.2	Représentation des spectres . . . . .	175
7.2.3	Un estimateur potentiellement inconsistant . . . . .	176
7.3	Évolution des biais des estimateurs avec un outil Monte Carlo . . . . .	176
7.3.1	Simulation d'un lot d'observations d'une source $\gamma$ . . . . .	177
7.3.2	Biais sur les paramètres spectraux . . . . .	178
7.3.2.1	Évolution du biais avec le flux de la source . . . . .	178
7.3.2.2	Évolution du biais avec le temps d'observation . . . . .	179
7.3.2.3	Effet de la reprojction . . . . .	180
7.3.3	Sensibilité à une coupure . . . . .	186
7.3.3.1	Détection d'une coupure : faux positifs ? . . . . .	186
7.3.3.2	Détection d'une coupure : faux négatifs . . . . .	188
7.3.4	Application de la reprojction à deux sources ponctuelles au GC . . . . .	188
7.4	Conclusion . . . . .	190
<b>8</b>	<b>Implémentation et premiers résultat de l'analyse 3D</b>	<b>193</b>
8.1	Principe et méthode de l'analyse en cube . . . . .	194
8.1.1	Principe général . . . . .	194
8.1.2	Modèle pour le cube de données de fond . . . . .	195
8.1.3	Construction des fonctions d'instrument nécessaire à l'analyse 3D . . . . .	195
8.1.3.1	Cube d'exposition . . . . .	196
8.1.3.2	Cube de PSF . . . . .	196
8.1.3.3	Prise en compte de la résolution en énergie de l'instrument . . . . .	197
8.2	Première validation de l'analyse 3D dans <i>GammaPy</i> avec un outil Monte Carlo . . . . .	197
8.2.1	Simulation d'un fichier d'évènements . . . . .	197
8.2.2	Distribution des paramètres spatiaux et spectraux reconstruits . . . . .	199
8.2.3	Validation pour une loi de puissance simple . . . . .	201
8.2.4	Validation pour une loi de puissance avec une coupure exponentielle . . . . .	204
8.2.5	Perspectives . . . . .	206
8.3	Analyse avec de vraies données sur des sources ponctuelles . . . . .	207
8.3.1	Analyse de la Nébuleuse du Crabe . . . . .	208
8.3.2	Analyse de l'AGN PKS 2155-304 . . . . .	209
8.4	Conclusion et Perspectives . . . . .	211



<b>9</b>	<b>Vers une analyse spectro-morphologique de l'émission diffuse de haute énergie au Centre Galactique</b>	<b>213</b>
9.1	Analyse des données de H.E.S.S. pour le centre Galactique . . . . .	214
9.1.1	Lot de données et analyses . . . . .	214
9.1.2	Ajustement morphologique par un processus itératif . . . . .	218
9.1.3	Résultats . . . . .	219
9.2	Extraction spectrale . . . . .	228
9.3	Étude de la morphologie de l'émission diffuse en fonction de l'énergie . . . . .	229
9.3.1	Processus d'ajustement . . . . .	229
9.3.2	Résultats . . . . .	230
9.4	Discussion et premières conclusions . . . . .	237
<b>10</b>	<b>Conclusions et Perspectives</b>	<b>241</b>
	<b>Annexes</b>	<b>245</b>
A	Quelques mots clés requis pour le HEADER et la table du fichier d'évènements pour les données de niveau DL3 du futur observatoire CTA . . . . .	245
B	Colonnes requises pour la table contenant la surface efficace pour les données de niveau DL3 du futur observatoire CTA . . . . .	246
C	Colonnes requises pour la table contenant la résolution en énergie pour les données de niveau DL3 du futur observatoire CTA . . . . .	246
D	Colonnes requises pour la table contenant la PSF pour les données de niveau DL3 du futur observatoire CTA . . . . .	246
E	Colonnes requises pour la table contenant le modèle de fond pour les données de niveau DL3 du futur observatoire CTA . . . . .	246
F	Évènement prédit par une analyse 3D . . . . .	247



# Introduction

La région du centre Galactique (GC pour Galactic Center) s'illustre tant par les nombreux phénomènes qui s'y déroulent et les énergies mises en jeu que par la diversité des sources qui y sont observées. Elle se situe à 8.5 kpc de notre système solaire, situé sur un des bras spiraux de la Galaxie. La Voie Lactée est donc uniquement observable par la tranche. À l'œil nu, nous distinguons seulement une bande blanche qui traverse le ciel correspondant à la lumière intégrée des étoiles de la Galaxie. En raison de l'extinction stellaire, le centre Galactique n'est pas observable dans le domaine visible mais les astrophysiciens ont recouru à d'autres longueurs d'onde (radio, infrarouge, X et  $\gamma$ ) pour contraindre les propriétés de cette région. La présence d'un trou noir supermassif au cœur de notre Galaxie, dont la masse est aujourd'hui estimée à  $4 \times 10^6 M_{\odot}$ , fut mise en évidence pour la première fois en radio en 1974. Elle est maintenant corroborée par les différentes observations multi-longueurs d'onde. La source Sgr A\* serait la contrepartie radiative de ce trou noir. Sa proximité nous permet d'avoir accès à un grand nombre de détails encore inaccessibles pour les autres noyaux extra-galactiques.

Cette région centrale de la Galaxie est donc un laboratoire unique pour l'étude des processus se produisant autour des trous noirs. Avec une masse comprise entre  $6 \times 10^7$  et  $6 \times 10^7 M_{\odot}$ , la zone moléculaire centrale, située dans les 300 pc centraux, représente autour de 10% de la masse moléculaire totale de la Galaxie. La formation d'étoiles massives y est très élevée. Trois amas d'étoiles, parmi les plus massifs de la Galaxie, sont localisés en son centre. C'est donc une région particulièrement intéressante pour l'étude des mécanismes de formation stellaire. Le taux de supernovæ, qui résultent de l'explosion d'étoiles massives, est plus élevé qu'ailleurs dans la Galaxie. Cet environnement riche où une multitude de phénomènes brusques et violents se produisent en font une cible privilégiée pour les observations à très hautes énergies.

L'astronomie  $\gamma$  de très haute énergie ( $> 100$  GeV) depuis le sol, comme branche à part entière de l'astrophysique, a débuté dans les années soixante. Même si elle était prédite, la présence de rayons  $\gamma$  à de telles énergies dans des sources astrophysiques connues n'avait encore jamais été confirmée. C'est en 1953 que le rayonnement Tcherenkov dans les gerbes atmosphériques fut découvert. Cette astronomie consiste à reconstruire l'image de la gerbe de particules créée lors de l'interaction d'un rayon  $\gamma$  avec les atomes de l'atmosphère. Les premières expériences furent très rudimentaires et manquèrent de sensibilité pour obtenir des détections significatives mais elles permirent la naissance d'un nouveau champ en astrophysique. Le premier instrument Tcherenkov permettant une analyse fine fut celui du Whipple en 1968, constitué d'un unique télescope de 10 m de diamètre. Il a fallu plus de 20 ans pour obtenir une détection significative de la source la plus brillante au TeV de la Galaxie, la nébuleuse du Crabe, et c'est seulement en 2004 que fut annoncée la première détection significative d'une émission  $\gamma$  de très haute énergie en provenance du centre Galactique.

La présence d'un rayonnement d'origine extra-terrestre, appelé le rayonnement cosmique, fut mis en évidence par Victor HESS au début du 20<sup>ème</sup> siècle. Il se révéla ensuite être constitué majoritairement de particules chargées. L'astronomie  $\gamma$  est également devenue une des méthodes privilégiées de détection indirecte pour l'étude du rayonnement cosmique puisque les protons le

constituant produisent des photons  $\gamma$  lorsqu'ils interagissent avec les protons de la matière du milieu interstellaire.

Le réseau de télescopes H.E.S.S., en fonctionnement depuis 2004, a permis de faire des avancées majeures en révélant un ciel nouveau à haute énergie. Avec seulement un an de prise de données, la collaboration H.E.S.S. confirmait la présence d'une source ponctuelle au TeV au GC dont l'émission pourrait être liée au trou noir central Sgr A\*. Par une sensibilité accrue de l'instrument et des techniques de reconstruction toujours plus performantes, la collaboration a pu révéler, en 2006, la présence d'une émission  $\gamma$  diffuse sous-jacente dans les 100 pc centraux de la Galaxie. La corrélation très prononcée de cette émission avec la distribution de matière moléculaire dense indique qu'elle résulte majoritairement de l'interaction des rayons cosmiques avec la matière. La densité d'énergie des rayons cosmiques qui fut estimée dans cette région est beaucoup plus élevée que celle mesurée localement sur Terre. C'est la raison pour laquelle cette découverte est souvent associée à un excès de rayons cosmiques dans les 100 pc centraux de la Galaxie.

L'accélération des rayons cosmiques par les restes de supernova est un des paradigmes pour expliquer l'accélération des rayons cosmiques d'origine Galactique, c'est à dire à des énergies au moins égales à  $3 \times 10^{15}$  eV. Cette question reste néanmoins très débattue aujourd'hui. Différentes observations, en particulier les observations récentes à haute énergie, montrent que des particules leptoniques et hadroniques sont accélérées à très haute énergie au niveau du choc des restes de supernova. Les supernovae présentes au GC doivent contribuer à la population de rayons cosmiques dans la région. C'est la contribution de ces sources à l'émission  $\gamma$  diffuse détectée avec H.E.S.S. que nous étudions dans cette thèse. Dans le cadre de cette modélisation, nous verrons que cette émission peut maintenant être associée à un déficit de rayons cosmiques au centre Galactique. Comme déduit des données de H.E.S.S., un gradient de rayons cosmiques vers les parties centrales de la région est également créé par cette distribution de sources.

Avec plus de 10 ans d'observation du centre Galactique avec H.E.S.S., nous avons maintenant accès à de nombreux détails sur la morphologie de cette émission. Nous présenterons les résultats que nous avons pu extraire de ces nouvelles données tant au niveau de sa caractérisation spatiale que spectrale. Cette région sera une des cibles privilégiées du futur observatoire de très haute énergie CTA, dont les premières données sont attendues d'ici un ou deux ans. La complexité de l'émission des observations récentes de H.E.S.S., ainsi que celles que nous devons analyser avec CTA, nécessite le développement de nouveaux outils d'analyse de haut niveau. Nous devons être en capacité de différencier les différentes composantes d'une même émission. Une étude spectrale et morphologique simultanée est nécessaire pour contraindre les scénarios de l'origine de l'émission diffuse. Nous détaillons dans cette thèse les nouveaux outils que nous avons développés afin de répondre à ces questions.

Dans le chapitre 1, nous présentons la complexité de la région et en particulier les phénomènes qui en font un site unique pour l'accélération de particules à très haute énergie. Dans un second chapitre, nous discutons des mécanismes d'accélération et de propagation des rayons cosmiques ainsi que le rayonnement  $\gamma$  associé, en présentant également certaines approximations qui seront utilisées par la suite. Après avoir évoqué les scénarios existants pour la modélisation de l'origine de l'émission diffuse de très haute énergie détectée par H.E.S.S. dans le chapitre 3, nous détaillons, dans le chapitre 4, le modèle 3D d'injection et de propagation des rayons cosmiques que nous avons construit pour modéliser l'impact des vestiges de SNe sur la distribution des rayons cosmiques et de l'émission  $\gamma$  associée. Afin de distinguer les différents scénarios, ce chapitre se conclut par la nécessité de développer des outils d'analyse de haut niveau, en particulier pour une analyse de l'évolution de la morphologie de l'émission avec l'énergie. Dans le chapitre 5, nous commençons par rappeler les principes de détection de photons  $\gamma$  de très haute énergie avec l'astronomie Tcherenkov au sol ainsi

que les spécificités de H.E.S.S. puis nous terminons par une présentation du nouvel observatoire CTA, la prochaine génération d'instruments au sol. Les méthodes de haut niveau permettant de remonter notamment aux spectres ou aux images d'une ou plusieurs sources sont exposées dans le chapitre 6. Différents aspects de ces méthodes sont abordées par la suite. Dans le chapitre 7, nous montrons les biais statistiques liés à l'extraction spectrale 1D classique et la méthode développée pour les résoudre. Le principe de la nouvelle technique d'analyse spectrale et morphologique, dite analyse 3D, est détaillé dans le chapitre 8. Les premiers résultats obtenus sur des sources ponctuelles sont présentés. Enfin, nous terminons en présentant les nouvelles études que nous avons réalisées sur le spectre et la morphologie de l'émission diffuse au GC dans le chapitre 9.



Première partie

**Injection et diffusion des rayons  
cosmiques au centre Galactique**





# Chapitre 1

## Le centre Galactique : un réservoir pour l'injection et l'accélération des rayons cosmiques

### Sommaire

---

<b>1.1 Les 200 pc centraux</b> . . . . .	<b>19</b>
1.1.1 Une région complexe . . . . .	19
1.1.2 Vers une vision 3D de la distribution de matière moléculaire du CMZ . . . . .	24
1.1.3 Formation d'étoile et distribution des supernovae au GC . . . . .	28
<b>1.2 Les 30 pc centraux</b> . . . . .	<b>30</b>
1.2.1 Les amas d'étoiles massives . . . . .	31
1.2.2 Le complexe Sgr A . . . . .	31
1.2.3 Sagittarius A* : Un trou noir supermassif au Centre Galactique . . . . .	33
<b>1.3 Conclusion</b> . . . . .	<b>36</b>

---

La Voie Lactée est une galaxie spirale barrée dont une vue d'artiste est représentée sur la figure 1.1.a. Elle est composée de deux structures majeures : un disque de 30 kpc de diamètre et un bulbe qui occupe les 6 kpc centraux. Ce bulbe de masse  $\sim 10^{10} M_{\odot}$  renferme une population stellaire âgée à longue durée de vie (5-10 milliards d'année), de faible ou moyenne masse. Dans le disque apparaissent 4 bras spiraux majeurs qui concentrent la majorité du gaz et de la poussière de la Galaxie et qui sont des sites privilégiés de formation stellaire. Ce milieu interstellaire est composé en majorité d'hydrogène ( $\sim 70\%$  en fraction de masse) sous forme neutre, ionisée ou moléculaire ainsi que d'hélium ( $\sim 30\%$ ) et d'éléments plus lourds ( $\sim$  quelques %) produits essentiellement lors de l'explosion de supernovae. La Voie Lactée rassemble  $\sim 10^{11}$  étoiles. Notre système solaire se situe en périphérie du disque à environ 8.5 kpc du centre Galactique. La Galaxie est donc uniquement observable par la tranche. Le GC est une région du ciel d'environ  $4^{\circ} \times 2^{\circ}$  ( $600 \times 300 pc$ ) en longitude et latitude Galactique autour du centre de notre Galaxie.

Le bulbe Galactique est relativement vide de gaz. L'essentiel du gaz moléculaire se situe dans les régions les plus internes de la Galaxie sur environ 300 pc autour du centre, correspondant à ce que nous nommons la zone moléculaire centrale (CMZ pour Central Molecular Zone). C'est l'émission  $\gamma$  de très haute énergie de cette région centrale que j'ai étudiée au cours de cette thèse. La distribution de matière a une importance considérable dans cette étude. La dynamique du gaz dans les parties internes de la Galaxie est dominée par ce que nous appelons la barre Galactique. Cette barre correspond à la partie grisée de la figure 1.1.b qui est une représentation des 500 pc

centraux de la Galaxie (Bally & Hi-GAL Team, 2014). Elle est inclinée entre 20 et 45 degrés par rapport à notre ligne de visée. Dans ce type de potentiel, deux types d'orbites stables apparaissent : la famille des orbites  $x_1$  dans les parties plus externes qui sont allongées et dont le grand axe est aligné avec la barre et la famille des orbites  $x_2$  plus internes qui sont perpendiculaires à la barre (Contopoulos & Papayannopoulos, 1980). La zone moléculaire centrale coïncide globalement avec les orbites  $x_2$  (figure 1.1.b). Les cœurs les plus denses de ce CMZ pourraient aussi se situer à l'intersection des orbites  $x_1$  et  $x_2$ . La collision de ces deux types d'orbites pourrait créer des chocs forts qui déclencheraient la formation de nuages moléculaires massifs.

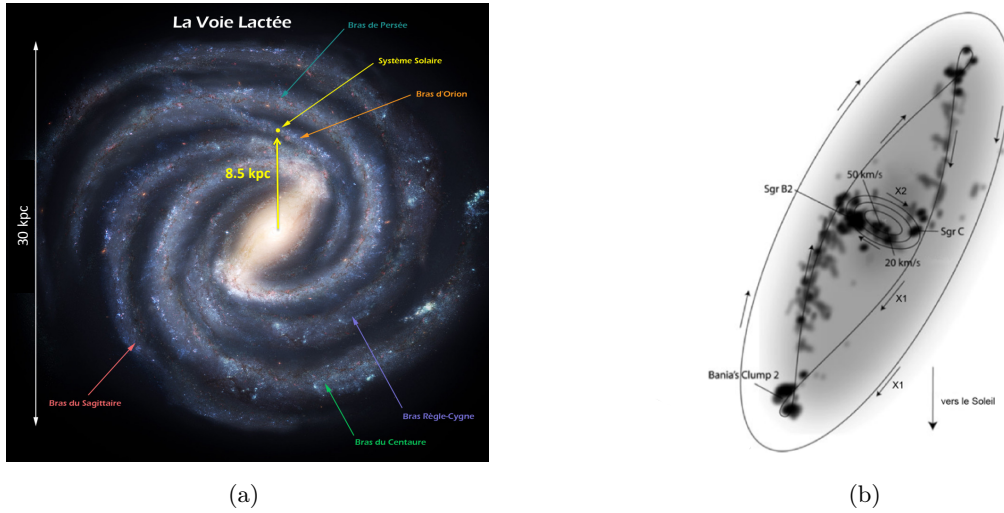


FIGURE 1.1 – (a) Vue d'artiste de la Voie Lactée telle qu'elle pourrait être observée depuis le pôle nord Galactique. (b) Schéma des 500 pc centraux de la Galaxie vu depuis le nord Galactique. La région grisée représente la barre Galactique qui est orientée entre 20 et 45 degrés par rapport à notre ligne de visée. La grande ellipse fait partie de la famille des orbites stables  $x_1$  et les 3 petites ellipses au centre, de la famille des orbites stables  $x_2$ . Les régions foncées correspondent à une position possible pour les nuages de gaz observés. La zone moléculaire centrale qui correspond aux 300 pc centraux coïncide globalement avec les orbites  $x_2$ . La position possible des principaux nuages de gaz du CMZ est également indiquée. Crédits : Bally & Hi-GAL Team (2014).

Le taux de formation d'étoiles dans cette région centrale est bien plus élevé que dans n'importe quelle autre région de la Galaxie. La présence d'amas d'étoiles massives et jeunes comme l'amas des Arches, l'amas du Quintuplet et l'amas Central reflète une formation stellaire récente ou permanente. Les supernovae, résultant de l'explosion d'une étoile massive en fin de vie, sont des sites privilégiés pour l'accélération des rayons cosmiques à haute énergie. De la radio aux rayons X, de nombreux restes de supernova sont observés. Nous verrons par la suite que la formation stellaire très importante au GC ainsi que la concentration des étoiles massives dans les amas centraux ont un impact majeur dans notre modélisation de l'émission diffuse de très haute énergie détectée dans les 100 pc centraux de la Galaxie.

De nombreuses observations indiquent que la Voie Lactée comporte en son centre un trou noir supermassif d'environ  $4 \times 10^6 M_{\odot}$  (Ghez et al., 2000; Gillessen et al., 2009). La source Sagittarius A\* (Sgr A\*) détectée en radio, infrarouge et rayons X avec des contreparties possibles récemment détectées au GeV et au TeV serait la manifestation radiative de ce trou noir. La proximité de cet objet en fait un candidat privilégié pour comprendre les phénomènes et les conditions physiques aux environs des trous noirs. Même si des traces d'activités passées, brusques et violentes, ont été

mises en évidence en rayon X (Clavel et al., 2013), il est de nos jours extrêmement inactif. En particulier sa luminosité, huit ordres de grandeur en dessous de sa luminosité d'Eddington, est extrêmement faible. Au regard du taux de matière accrétée par le trou noir, cette sous-luminosité actuelle interroge. Des modèles ont donc été développés pour expliquer l'inefficacité radiative du flot d'accrétion. Des éjections de matière seraient associées à ces flots d'accrétion et l'accélération à haute énergie des particules y serait possible. La présence de cette source centrale pourrait donc également avoir une incidence importante sur l'émission diffuse au TeV dans cette région.

Dans la section 1.1, nous commençons par mettre en évidence la complexité de la région des 200 pc centraux en utilisant des observations à différentes longueurs d'onde. Puis nous nous concentrons sur la zone plus restreinte des 30 pc centraux autour du trou noir supermassif dans la section 1.2.

## 1.1 Les 200 pc centraux

### 1.1.1 Une région complexe

La région du centre Galactique contient une multitude de sources ponctuelles et de structures plus diffuses brillant à plusieurs longueurs d'onde. Autour de 3-10% de la matière moléculaire ainsi que du taux de formation d'étoiles de toute la Galaxie résiderait dans cette région alors qu'elle ne représente que 1% de la Voie Lactée en volume (Ferrière et al., 2007; Blitz, 1997; Figer, 2008; Roman-Duval et al., 2016, et références incluses).

#### 1.1.1.1 Un enchevêtrement de structures ponctuelles et diffuses

**Observation en radio** L'absorption par les poussières du plan Galactique rend le GC inobservable aux longueurs d'onde du visible et de l'ultraviolet. Il est donc observé de la radio à l'infrarouge puis ensuite à plus haute énergie à partir de 1 keV. Historiquement, quatre structures principales ont été observées en radio en 1959 par Frank Drake (Drake, 1959) et nommées Sgr A, Sgr B1, Sgr B2 et Sgr C. Un des relevés radio grand champ ( $4^\circ \times 5^\circ$  degrés) les plus importants effectué pour ces régions internes de la Galaxie par Kassim et al. (1999) est présenté sur la figure 1.2.a. Les quatre structures principales associées avec des complexes moléculaires massifs et déjà identifiées auparavant sont visibles. De plus, se chevauchent une diversité de structures comme des filaments, des coquilles ainsi que des sources plus diffuses :

- la plus brillante correspond à la région autour de Sgr A de 15 pc de rayon contenant en particulier la cavité centrale (Sgr A Ouest), la supernova (SN) Sgr A Est et la source Sgr A\* qui est la contrepartie radiative du trou noir supermassif central (section 1.2),
- les régions les plus brillantes correspondent aux régions HII résultant de la formation stellaire intense présente dans les complexes moléculaires les plus massifs de cette région dont nous observons le continuum thermique ( $\sim 10^4$  K) des électrons libres,
- des filaments non thermiques de plusieurs dizaines de pc de long pour quelques fractions de pc d'épaisseur dont le principal est l'Arc Radio. Ces filaments présentent tous une très forte polarisation linéaire. Leur émission en radio est très probablement due à l'émission synchrotron des électrons piégés par le champ magnétique qui pourrait atteindre 1 mG dans ces filaments (section 1.1.1.3) ,
- Une multitude de sources sont présentes dont des vestiges de supernova (SNR pour Supernova Remnant) comme G0.9+0.1 ou G359.1-0.5 par exemple. Elles sont observées par leur coquilles non thermiques (émission synchrotron), lieux privilégiés pour l'accélération des particules. Elles témoignent de la présence d'une population d'étoiles massives et confirment que la région présente un grand potentiel pour l'accélération des rayons cosmiques (chapitre 2).

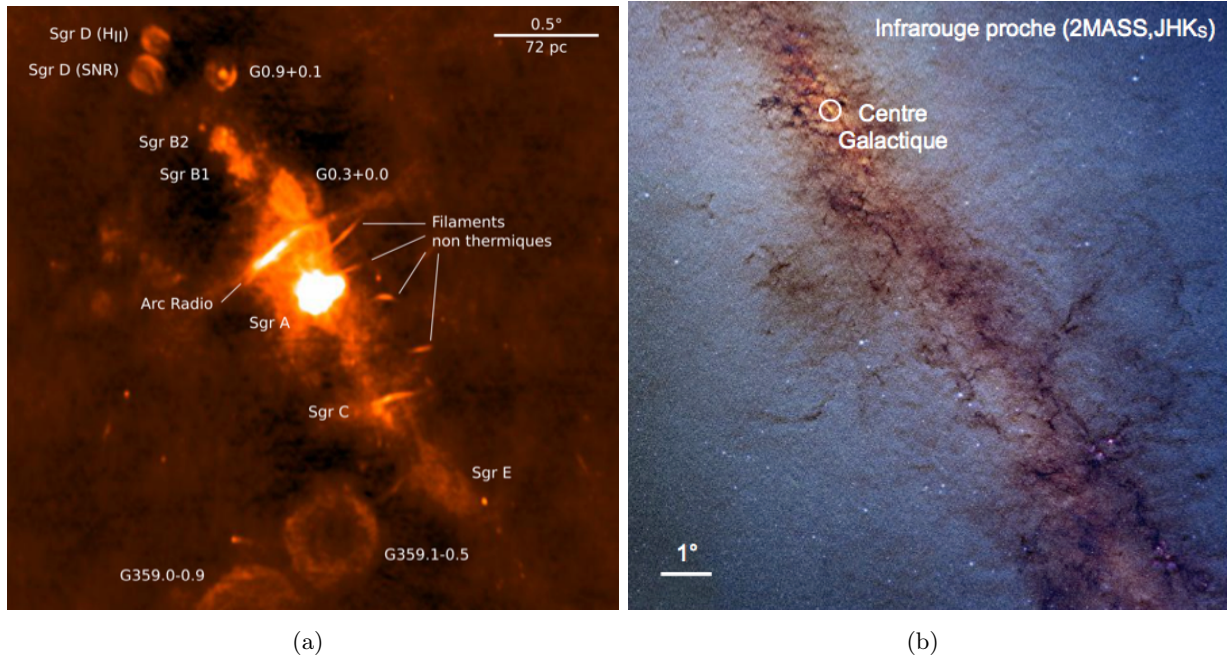


FIGURE 1.2 – (a) Carte radio à 90 cm des  $4 \times 5$  degrés centraux de la Galaxie obtenue par le Very Large Array (VLA). Les coordonnées utilisées sont équatoriales, ie. le nord est vers le haut, l'est vers la gauche et le plan Galactique court du bord supérieur gauche au bord inférieur droit. Crédit : Kassim et al. (1999). (b) Les degrés centraux de la Galaxie en Infrarouge proche par le relevé 2MASS (2 microns All-Sky-Survey). Les couleurs rouges, vertes et bleus correspondent aux bandes à 2.2, 1.6 et 1.2  $\mu\text{m}$ . Crédits : Trap (2011).

**Observation à plus haute énergie** Ces sources présentent également une émission à plus haute énergie. Dans le domaine des X mous (0.1-10 keV), un relevé de la région avec le satellite Chandra a révélé la détection de plus de 9000 sources ponctuelles (Muno et al., 2009) dont des binaires X qui sont les plus brillantes (1E 1743.1–2843, AX J1745.6–2901, GRS 1741.9–2853 et SAX J1747.0–2853 sur la figure 1.3) ou des CV (variables cataclysmiques) magnétisées ainsi que des amas d'étoiles massives comme l'amas des Arches ou l'amas du Quintuplet. Plus récemment, un relevé des  $1.5^\circ$  centraux réalisé avec le satellite XMM Newton par Ponti et al. (2015) a permis de révéler une multitude de sources plus diffuses. De nombreux SNRs sont observés (certains déjà détectés sur la carte radio précédente), des superbules, des filaments ainsi qu'une émission diffuse sur laquelle nous reviendrons dans la section suivante.

À haute et très haute énergie, une émission ponctuelle pouvant être liée à la source centrale Sgr A\* ou à d'autres sources dans le parsec central, a été détectée ainsi que des émissions plus diffuses sur toute la région. Nous reviendrons sur l'observation du centre Galactique en rayons  $\gamma$  dans le chapitre 3.

**Observation en infrarouge** Un relevé récent du ciel en infrarouge proche sur la figure 1.2.b permet de mettre en évidence une concentration d'étoiles jeunes vers le complexe Sgr A dont la densité décroît approximativement en  $1/r^2$  entre  $r=1$  pc et  $r=100$  pc. Au-dessus de 100 pc, la densité stellaire stagne à une densité de  $10^7 M_\odot \text{pc}^{-3}$ . Le contenu stellaire dans les régions centrales est différent du reste de la Galaxie notamment par la présence d'amas d'étoiles jeunes et massifs : le Quintuplet et l'amas des Arches à moins de 30 pc du centre Galactique et l'amas Central autour de Sgr A\* (section 1.2.1). Tous contiennent des étoiles âgées de moins de  $10^7$  ans ce qui reflète une

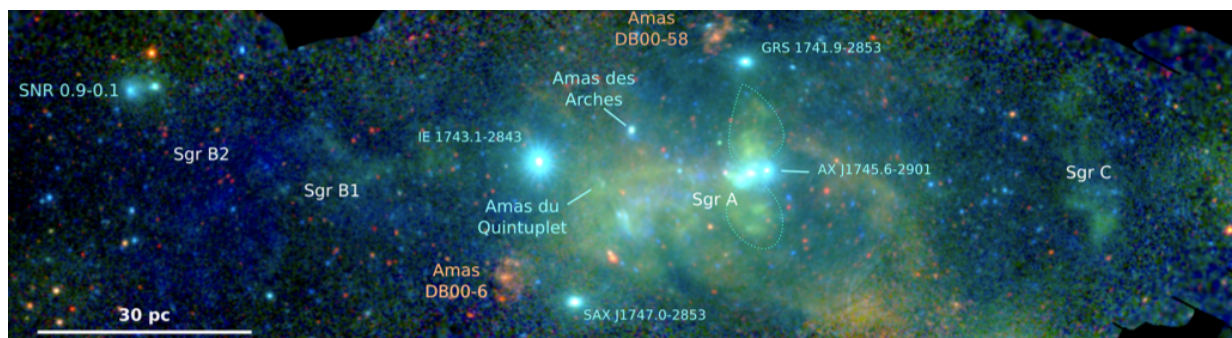


FIGURE 1.3 – Image trois couleurs de la région du centre Galactique obtenue à partir des observations XMM-Newton entre 2000 et 2012. Les couleurs représentent 3 bandes en énergie : 0.5-2 keV en rouge, 2-4.5 keV en vert et 4.5-12 keV en bleu. Crédit : Clavel (2013)

formation stellaire récente ou permanente. La dynamique de cette région est régie essentiellement par son contenu stellaire mais elle possède un très grand nombre de complexes moléculaires agencés dans le CMZ que nous décrivons dans la partie suivante.

### 1.1.1.2 Différentes phases dans la zone moléculaire centrale

La zone moléculaire centrale est composée d'un grand réseau de complexes moléculaires très denses mais aussi d'une composante moléculaire chaude et plus diffuse. Elle est également très brillante en rayons X. Cette émission trace la présence d'un plasma chaud.

**Des nuages moléculaires denses** Même si la dynamique de la région est contrôlée essentiellement par le contenu stellaire, le centre Galactique possède également quantité de grands nuages moléculaires très denses ( $\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ) qu'on devine en absorption sur l'image présentée en figure 1.4.b (Spitzer/IRAC). Les quatre complexes détectés en radio (Sgr A, Sgr B1, Sgr B2 et Sgr C) sont associés à des nuages denses. Cette zone en forme d'anneau s'étend sur 300 pc en longitude Galactique et 30 pc en latitude. Elle a été baptisée la zone moléculaire centrale et renferme à elle seule une fraction significative de la masse de l'ensemble du gaz moléculaire de notre Galaxie ( $2 - 6 \times 10^7 M_{\odot}$ ) (Dahmen et al., 1998; Ferrière et al., 2007). L'image thermique de la poussière froide dans cette zone centrale moléculaire obtenue avec les caméras en infrarouge lointain à bord du satellite Hershel révèle un anneau de nuages denses et froids autour du Centre Galactique (Molinari et al., 2011), visible sur la figure 1.4.b.

Une revue détaillée de la distribution de matière dans les 3 kpc centraux de la Galaxie et en particulier dans le CMZ est présentée par Ferrière et al. (2007). Nous nous intéressons en particulier à la distribution du gaz moléculaire dans le CMZ. Les raies d'émission de molécules comme CO et CS ou l'émission thermique des poussières sont les principaux traceurs des nuages moléculaires denses. Les intensités détectées de ces raies peuvent être utilisées pour remonter à la densité de colonne c'est-à-dire la densité de matière intégrée sur la ligne de visée. La difficulté réside dans l'estimation du facteur de conversion qui est normalement valide dans la limite optiquement mince et dépend de la température d'excitation et de l'abondance des molécules en question. De nombreuses études ont montré que ce facteur pouvait présenter des gradients assez importants à travers le CMZ (Oka et al., 1998). Les cartes de température de la poussière converties en densité de colonne d'hydrogène font également appel à des facteurs de conversion empiriques présentant de grandes incertitudes et dépendant notamment de la métallicité du milieu considéré (Bernard et al., 2010). Une première

incertitude sur l’estimation de la masse totale et de sa distribution dans le CMZ proviendra donc de ces facteurs de conversion.

**Une phase moléculaire chaude et peu dense** Ces modèles cinétiques permettent d’obtenir une idée de la répartition des nuages denses de matière dans le CMZ. En plus de cette répartition dans des nuages moléculaires denses, une composante de faible densité ( $\sim 100 \text{ cm}^{-3}$ ) mais de haute température ( $\sim 250 \text{ K}$ ) tracée par des rapports d’abondances des molécules  $\text{C}^{18}\text{O}$  et  $^{13}\text{CO}$  (Dahmen et al., 1998) et la molécule  $\text{H}_3^+$  (Rodríguez-Fernández et al., 2001; Oka et al., 2005; Geballe, 2012) a été mise en évidence et pourrait représenter 30% de la masse totale du CMZ.

**Une composante atomique** Contrairement à la matière moléculaire, la composante atomique du gaz ne bénéficie pas d’autant de raies d’émission et de relevés à grande échelle. Elle est détectée par la raie à 21 cm de l’hydrogène. De nouvelles études montrent que la distribution de cette phase atomique ne serait pas si différente de celle de la composante moléculaire mais de nombreuses inconnues persistent (Ferrière et al., 2007, et références incluses). Cependant, elle ne représenterait que 10% de la masse moléculaire totale (Ferrière et al., 2007).

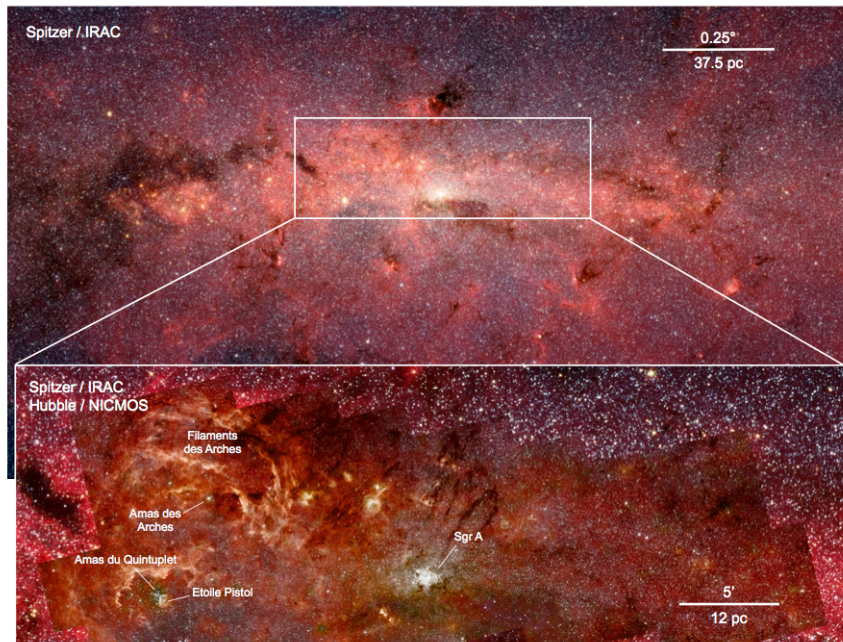
**Un gaz chaud dans les parties centrales du CMZ** La zone moléculaire centrale est très brillante dans le domaine des rayons X. Comme présenté dans la section précédente, en plus d’une multitude de sources ponctuelles et plus diffuses, une émission étendue est également détectée dans le domaine des X mous. Elle est constituée de deux composantes thermiques (plasma à 1 keV et plasma à 6-7 keV) et d’une composante non thermique.

Sur la figure 1.3, l’émission diffuse au-delà de 4-5 keV (en bleu) peut être dissociée en deux composantes : l’émission thermique tracée par la raie du fer ionisée à 6.7 keV dont l’origine reste inconnue et pourrait être créée par une multitude de sources non résolues, et l’émission non thermique tracée par la raie du fer neutre à 6.4 keV qui est très corrélée avec la distribution de matière dans le GC et pourrait être le reflet de l’activité passée de Sgr A\* (Clavel et al., 2013).

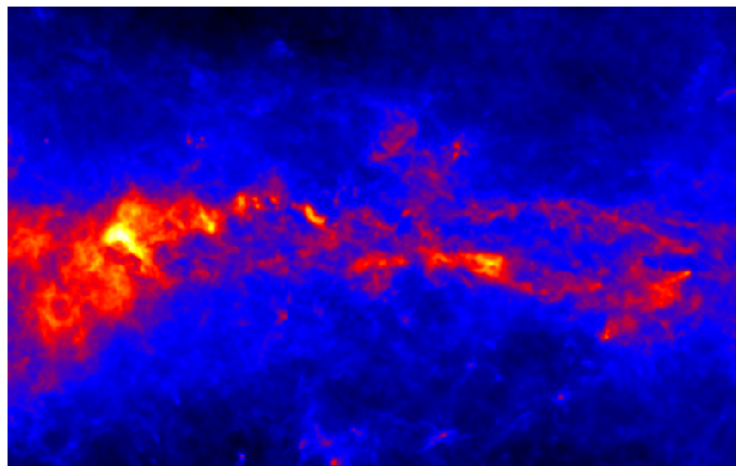
Le plasma à 1 keV dit plasma tiède, en comparaison de l’autre composante thermique à 6.7 keV de température plus élevée, a une température située autour de  $10^7 \text{ K}$  (en rouge sur la figure 1.3). Cette composante est très probablement créée par l’interaction entre les restes de supernova ou des vents stellaires émanant des étoiles jeunes avec la matière interstellaire présente dans la région. Il est à noter que cette émission est concentrée dans les parties centrales du CMZ en comparaison de la matière répartie plus ou moins uniformément dans toute la région (figure 1.4).

### 1.1.1.3 Le champ magnétique

De nombreuses observations indépendantes ont révélé la présence d’un champ magnétique fort et ordonné à travers tout le CMZ dont des revues détaillées sont données par Ferrière (2011); Morris (2014). Ce champ magnétique est en moyenne perpendiculaire au plan Galactique dans toute la région et possède une structure poloidale. En effet, de nombreux filaments radio (NRF pour Nonthermal Radio Filaments), dont quelques uns sont visibles sur la figure 1.2, sont orientés perpendiculairement au plan Galactique. La forte polarisation de leur émission synchrotron indique que le champ magnétique pointe dans la direction de ces filaments. En se plaçant dans le cadre de l’équipartition qui se réalise lorsque l’énergie du champ magnétique est égale à l’énergie cinétique des particules, LaRosa et al. (2004) estiment  $B_{eq} \approx 50 - 100 \mu\text{G}$  dans les NRFs. Leur structure rigide et organisée, ainsi que l’absence de déformation significative, amène à penser que la valeur du champ à l’intérieur est au-dessus de l’équipartition avec les rayons cosmiques. La plupart des



(a)



8.01e+02      3.10e+03      1.23e+04      4.85e+04      1.94e+05

(b)

FIGURE 1.4 – (a) (Haut) Panorama composite du centre Galactique en infrarouge moyen par Spitzer/IRAC à 3.6, 4.5, 5.8 et 8 mm (en bleu, vert, orange et rouge respectivement) et en coordonnées Galactiques. (Bas) Zoom sur la zone centrale par Hubble dans la raie Paschen- $\alpha$  à 1.87 mm dans le proche infrarouge. Images SST et HST par S. Stolovy et Q.D. Wang, respectivement. Crédits : Trap (2011) (b) Carte de la densité de colonne de gaz des 100 pc centraux de la Galaxie déduite des observations du satellite Herschel dans l’infrarouge lointain. La densité de colonne est exprimée en unité de  $10^{20} \text{ cm}^2$ . Credit : (Molinari et al., 2011)

NRFs observés interagissant avec des nuages moléculaires suggèrent que la pression magnétique doit donc être comparable à la pression turbulente au sein du nuage. Par cette approche, Yusef-Zadeh & Morris (1987b,a) estiment une intensité du champ  $B \geq 1 \text{ mG}$  dans les NRFs. La densité d’énergie magnétique associée est 10 000 fois plus importante qu’ailleurs dans le milieu interstellaire

Galactique.

À plus grande échelle, en-dehors de ces NRFs, le champ est certainement plus faible. La présence d’une cassure dans l’émission diffuse du GC en radio à 1.7 GHz indique  $B \geq 50 \mu\text{G}$  (Crocker et al., 2010). Cependant il n’existe pas de consensus complet autour de cette question : (LaRosa et al., 2005) estiment une intensité du champ plus faible entre les NRFs autour de  $10 \mu\text{G}$  en considérant que le champ magnétique est proche de l’équipartition avec les rayons cosmiques.

Dans les nuages moléculaires denses, la forte polarisation de l’émission thermique des poussières a permis de montrer que le champ magnétique est approximativement parallèle au plan Galactique, sous une forme toroïdale, avec une valeur typique située autour de 0.1 et 1 mG (Chuss et al., 2003; Nishiyama et al., 2010). Chuss et al. (2003) ont mis en évidence une relation entre la densité des nuages et la direction du champ : le champ magnétique a une structure d’autant plus toroïdale que le nuage est dense. Ils proposent que ce champ toroïdal soit dû à la déformation d’un champ initialement poloïdal dans les régions suffisamment denses pour que la densité d’énergie gravitationnelle dépasse la densité d’énergie magnétique. Une autre possibilité serait que les vents provoqués par exemple par l’explosion des SNe dans le CMZ soient responsables de la déviation d’un champ initialement toroïdal en dehors des nuages denses. Cependant Morris (2014) montre qu’il n’existe aucun indice montrant que les lignes du champ magnétique sont vraiment couplées au gaz dans le disque Galactique ou que l’inertie de ce gaz est capable de tordre les lignes perpendiculairement à leur direction verticale d’origine. Morris (2014) rapporte différentes observations, comme l’Arc Radio traversant le plan Galactique sans déformation significative, montrant que les champs magnétiques à l’extérieur et à l’intérieur des nuages sont probablement décorrélés. Comme proposé par Chandran et al. (2000), le champ magnétique poloïdal pourrait provenir de la concentration du champ magnétique primordial de la Galaxie conduit par l’afflux inexorable du gaz en direction du centre de la Galaxie sous l’effet du potentiel barré au centre. A l’intérieur des nuages du CMZ, le champ magnétique serait amplifié par la rotation différentielle et étiré par les forces de marée.

## 1.1.2 Vers une vision 3D de la distribution de matière moléculaire du CMZ

### 1.1.2.1 Des modèles cinématiques

Afin de contraindre la dynamique totale et de déterminer la position des nuages denses sur la ligne de visée, une approche cinématique est depuis longtemps utilisée et fondée sur la vitesse apparente mesurée à partir du décalage spectral de raies moléculaires.

Par une combinaison de diagrammes (l,v) (longitude Galactique,vitesse) des structures moléculaires tracées par la molécule  $^{13}\text{CO}$ , extraits pour différentes bandes en latitude Galactique, Sofue (1995) a mis en évidence l’existence de deux bras (Arm I et Arm II) associés à de la matière dense dont la masse totale est estimée autour de  $3 \times 10^7 M_{\odot}$  (figure 1.5.a). La distribution du gaz réparti sur des bras spiraux est obtenue en déconvoluant le diagramme (l,v) à partir d’un modèle cinématique très simplifié. Avec la distance projetée et la vitesse radiale, ils déterminent la position des nuages selon la ligne de visée en supposant une rotation circulaire autour de Sgr A pour une vitesse de rotation circulaire  $V_0=150 \text{ km s}^{-1}$ . La position de ces bras le long de la ligne de visée est fixée en supposant deux positions pour les nuages Sgr B (en avant) et Sgr C (en arrière plan de Sgr A<sup>\*</sup>). Ce choix est arbitraire et la position des bras entre l’avant plan et l’arrière plan pourrait être inversée mais il est en accord avec des mesures de parallaxe montrant que SgrB2 se situe en avant plan (Reid et al., 2009). Ils interprètent ses bras comme appartenant à une structure plus large : un disque de 120 pc de rayon dont le centre serait situé à  $(0.1^{\circ}, 0.0^{\circ})$  en coordonnées Galactiques. L’inclinaison du disque est environ de  $85^{\circ}$  et son épaisseur autour de 15 pc.

Plus récemment, en utilisant les cartes de Hershel, Molinari et al. (2011) ont donné une nouvelle



estimation de la distribution de ces nuages denses dans le CMZ. Le signe  $\infty$  représenté par la matière sur la figure 1.4.b est décrit comme un anneau incurvé décrivant une orbite elliptique en projection sur le plan Galactique. La vue de dessus de cet anneau est donnée sur la figure 1.5.b. Ce modèle cinématique simplifié supposant notamment une vitesse orbitale constante de  $80 \text{ km s}^{-1}$  met en évidence lors de l'ajustement avec les données observées de la figure 1.4.b, une ellipse dont le petit axe est incliné de  $40^\circ$  par rapport à la ligne de visée et mesure environ 100 pc. L'anneau de matière est globalement compatible avec les orbites  $x_2$  tandis que les régions les plus denses (Sgr B2 et Sgr C) correspondent à la jonction entre cet anneau et les orbites  $x_1$  (figure 1.1.b). Sur les bras avant, la vitesse des nuages est positive et sur le bras arrière elle est négative. Ce modèle permet donc de rendre compte de la dynamique globale du CMZ mais la position de certains nuages caractéristiques comme SgrB2 ou les nuages 20 km/s et 50 km/s sont en contradiction avec l'évaluation de leur position par d'autres études fondées sur des mesures de parallaxe ou d'absorption en rayon X.

Un nouveau modèle dynamique a été récemment proposé par Kruijssen et al. (2015). Ils utilisent le potentiel gravitationnel légèrement modifié déterminé à partir de la distribution de masse dans les 100 pc centraux par Launhardt et al. (2002). Cela permet d'obtenir la trajectoire et la position des nuages de matière les plus denses. En intégrant les orbites dans ce potentiel gravitationnel pour 6 paramètres orbitaux, ils obtiennent la position et la vitesse des nuages moléculaires en accord avec les observations de la raie d'émission  $\text{NH}_3(1,1)$  de HOPS (*H<sub>2</sub>O southern Galactic Plane Survey* Purcell et al., 2012)) traçant le gaz avec des densités supérieures à  $10^3 \text{ cm}^{-3}$ . Les vitesses de Sgr B2 ainsi que de l'amas du Quintuplet et de l'amas des Arches, qui ne sont pas incluses comme contraintes dans l'ajustement du modèle, sont bien reproduites. Une vitesse orbitale plus élevée que pour d'autres modèles est obtenue ( $100\text{-}200 \text{ km s}^{-1}$ ). Le gaz ne suit plus une orbite fermée mais est situé sur des orbites ouvertes (figure 1.5.c). En effet ils ont identifié ces orbites comme 4 structures cohérentes dans le diagramme  $(l,v)$  représentées par des couleurs différentes sur la figure 1.5.c. A l'arrière plan de Sgr A\* se situe les streams 3 et 4 et à l'avant plan les streams 1 et 2. Le meilleur ajustement obtenu pour ces 4 bras n'est pas compatible avec les orbites  $x_2$  du potentiel barré de notre Galaxie. Kruijssen et al. (2015) suggèrent qu'elles soient liées avec des orbites  $x_2$  "proches" comme observées dans d'autres galaxies où le potentiel est dominé par les amas centraux et le trou noir supermassif au centre.

Tous ces modèles cinétiques mettent en évidence des bras sur lesquels la matière est répartie dans le CMZ. La figure 1.6 représente ces 3 modèles cinétiques de la distribution du gaz dans le CMZ sur un digramme  $(l,v)$  et permet de mettre en évidence les différentes orbites déduites des différents modèles ainsi que la position des nuages principaux qui sont donc très dépendant des hypothèses utilisées.

### 1.1.2.2 Le modèle de Sawada et al. (2004) : absorption de la molécule OH

Notre connaissance de la cinématique du gaz dans le Centre Galactique est très parcellaire, les méthodes usuelles utilisées pour convertir les mesures de vitesse radiale des raies d'émission en distance radiale s'appliquent difficilement et certaines structures déduites de ces modèles sont assez arbitraires et subjectives. Les modèles dynamiques présentés brièvement à la section précédente mettent en évidence la présence d'un tore de matière dans le CMZ mais reproduisent uniquement la distribution des nuages les plus denses alors qu'une large fraction de la masse est répartie dans une composante chaude et diffuse.

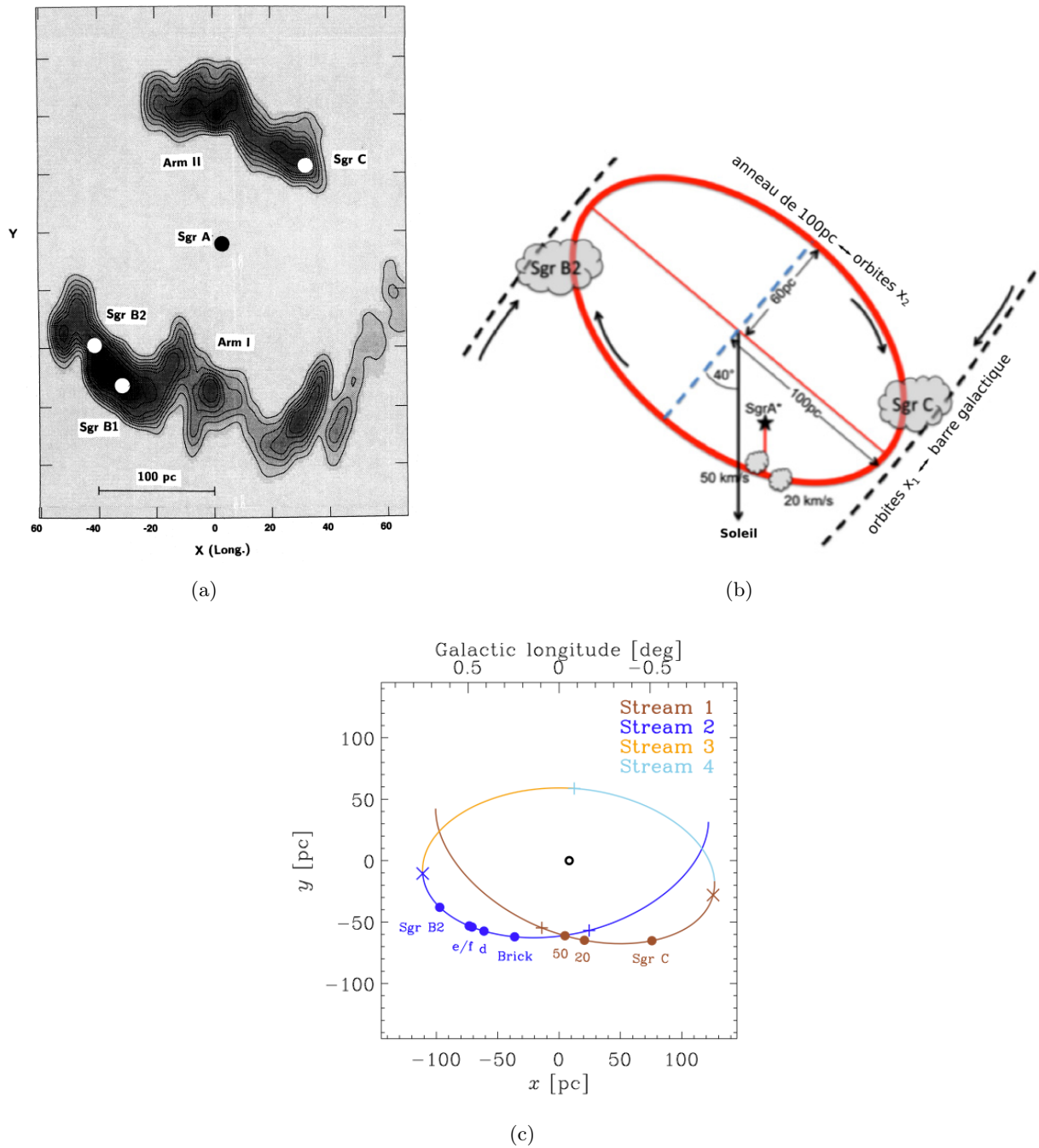


FIGURE 1.5 – Trois modèles proposés pour la position des nuages selon la ligne de visée en vue du dessus depuis la direction du pôle nord Galactique. (a) Modèle de Sofue (1995) mettant en évidence, avec des contraintes dynamiques, la présence de deux bras spiraux distincts : Arm I (avant plan) et Arm II (arrière plan). (b) Modèle de Molinari et al. (2011) fondé sur une observation de la morphologie et de la dynamique de la zone moléculaire centrale. Les nuages sont répartis sur une ellipse qui pourrait correspondre aux orbites  $x_2$ . Crédits : Clavel (2013) (c) Modèle orbital de Kruijssen et al. (2015). L'observateur est situé dans la direction des  $y < 0$ . Le gaz est divisé en 4 structures cohérentes dans l'espace position-vitesse représentées par 4 couleurs différentes sur celle vue du haut du modèle. Le cercle noir représente la position de Sgr A\*.

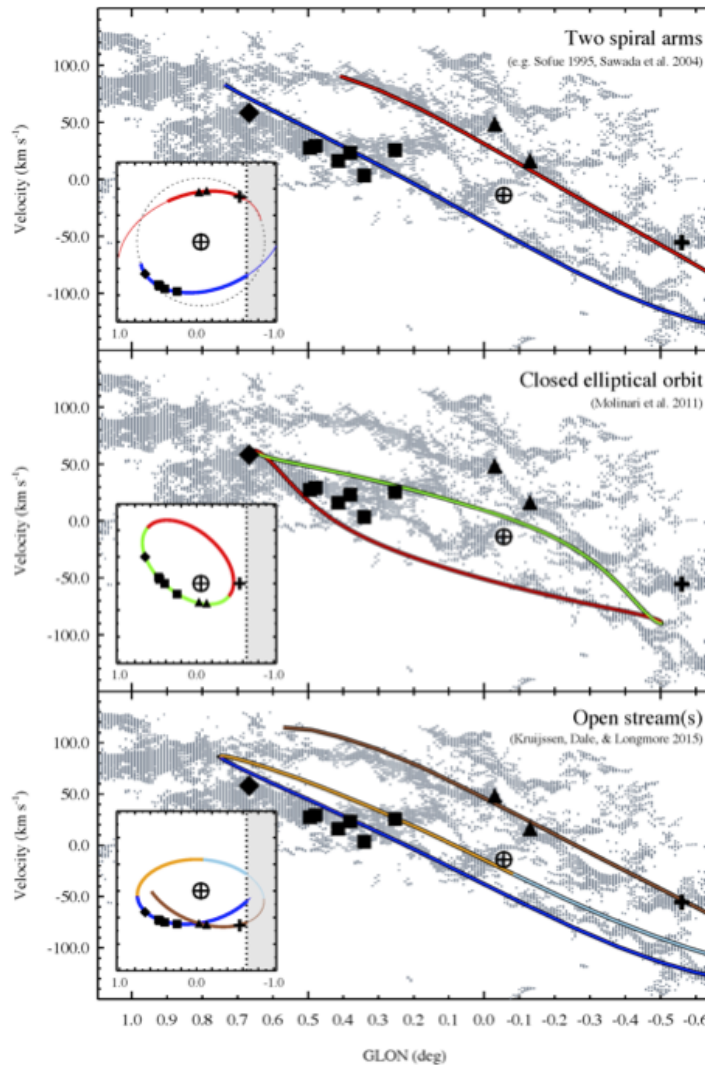


FIGURE 1.6 – Représentation de 3 interprétations de la structure 3D du CMZ comme ils apparaissent sur un diagramme  $(l,v)$ . (haut) se réfère aux bras spiraux de Sofue (1995), (milieu) se réfère à la structure elliptique de Molinari et al. (2011) et (bas) aux orbites ouvertes de Kruijssen et al. (2015). Le cercle noir représente la position de Sgr A\* dans tous ces modèles. La position de quelques nuages moléculaires principaux est également représentée : (de droite à gauche en augmentant la longitude Galactique) Sgr C (croix noire), les nuages  $20 \text{ km s}^{-1}$  et  $50 \text{ km s}^{-1}$  (triangles noirs), G0.256+0.016 (carré noir), nuages B-F (carrés noirs), le complexe Sgr B2 (losange noir). Crédits : Henshaw et al. (2016).

Sawada et al. (2004) ont extrait une distribution du gaz selon la ligne de visée pour une latitude Galactique égale à  $0^\circ$  qui permet, sans utiliser aucun modèle cinématique, de refléter les principales concentrations du gaz dans le CMZ. Leur distribution est fondée seulement sur la comparaison de deux raies moléculaires : CO (2.6 mm) en émission et OH (18 cm) en absorption. Le centre Galactique est une région intense d’émission de la raie à 2.6 mm de CO qui est une raie en émission dont l’intensité est proportionnelle à la densité de colonne totale de gaz sur la ligne de visée (si le gaz reste optiquement mince). Il trace donc de manière égale toute la matière selon la ligne de visée. En revanche, l’absorption de OH se fera préférentiellement pour la matière qui se situera devant une source émettant un signal radio. Le rapport des intensités des deux raies permet de remonter à la position des nuages selon la ligne de visée. Cette méthode permet d’avoir accès à une distribution de la composante diffuse, mais également à la position des grands complexes moléculaires denses comme Sgr B2 par exemple (figure 1.7.a). Le résultat dépend notamment de la distribution axy-symétrique qui est supposée pour l’émission continue absorbée par la molécule OH.

Cette méthode a permis de déterminer la distribution de la matière dans le kiloparsec central de la Galaxie. Sawada et al. (2004) mettent en évidence la présence d’une très forte condensation centrale de  $\sim 500 \text{ pc} \times 200 \text{ pc}$  correspondant au CMZ, dont le grand axe est incliné à  $70^\circ$  par rapport à la ligne de visée. Ils localisent les structures les plus massives, Sgr A, Sgr B, Sgr C et le complexe à  $l=1.3^\circ$ . Cette structure est compatible avec le modèle de deux bras proposés par Sofue (1995) (figure 1.5.a). Nous distinguons également l’EMR (pour expanding molecular ring) qui se situe à la périphérie de la condensation centrale sans en être vraiment séparé. Cet EMR a longtemps été considéré comme un anneau en expansion et en rotation (Kaifu et al., 1972). Comme proposé par Binney et al. (1991), Sawada et al. (2004) interprètent cette structure comme la projection du gaz interstellaire se déplaçant sur les grandes orbites allongées  $x_1$  (figure 1.1.b) en réponse au potentiel gravitationnel de la barre Galactique.

Ferrière et al. (2007) ont développé un modèle 3D pour les 3 kpc centraux de la Galaxie, pour les différentes phases du gaz (atomique, moléculaire et ionisé) en se fondant sur l’étude précédente. En supposant une géométrie très simple de forme elliptique pour la distribution du gaz, ils ont pu contraindre le centre de leur ellipsoïde et déterminer les expressions analytiques de la distribution de matière des différentes phases du gaz interstellaire. En particulier, à cause de la géométrie très simplifiée qu’ils ont supposé, ce modèle est uniquement diffus et ne permet pas de rendre compte des condensations de matière moléculaires denses dans le CMZ.

Afin de construire un modèle cohérent et réaliste de la distribution 3D de la matière dans le CMZ qui est un point crucial pour la modélisation de l’émission  $\gamma$  diffuse de haute énergie dans le GC (chapitre 4), nous nous appuyerons sur ces deux études.

### 1.1.3 Formation d’étoile et distribution des supernovae au GC

#### 1.1.3.1 Une formation stellaire relativement faible

La formation d’étoiles est possible par l’effondrement gravitationnel de nuages denses dans le milieu interstellaire. Au regard des structures moléculaires massives présentes dans l’environnement du centre Galactique, cette région possède des conditions uniques pour la formation d’étoiles par rapport au reste de la Galaxie. La présence d’amas étoiles massives et jeunes au GC comme l’amas des Arches, l’amas du Quintuplet et l’amas Central (figure 1.4 du bas) est la manifestation d’une formation stellaire intense et ancienne. Cependant différentes études ont permis de révéler que le taux de formation d’étoiles dans le CMZ était relativement bas au regard de la quantité de matière disponible.

En utilisant des régions de gaz denses tracées par la molécule  $\text{NH}_3$  et des traceurs de la formation

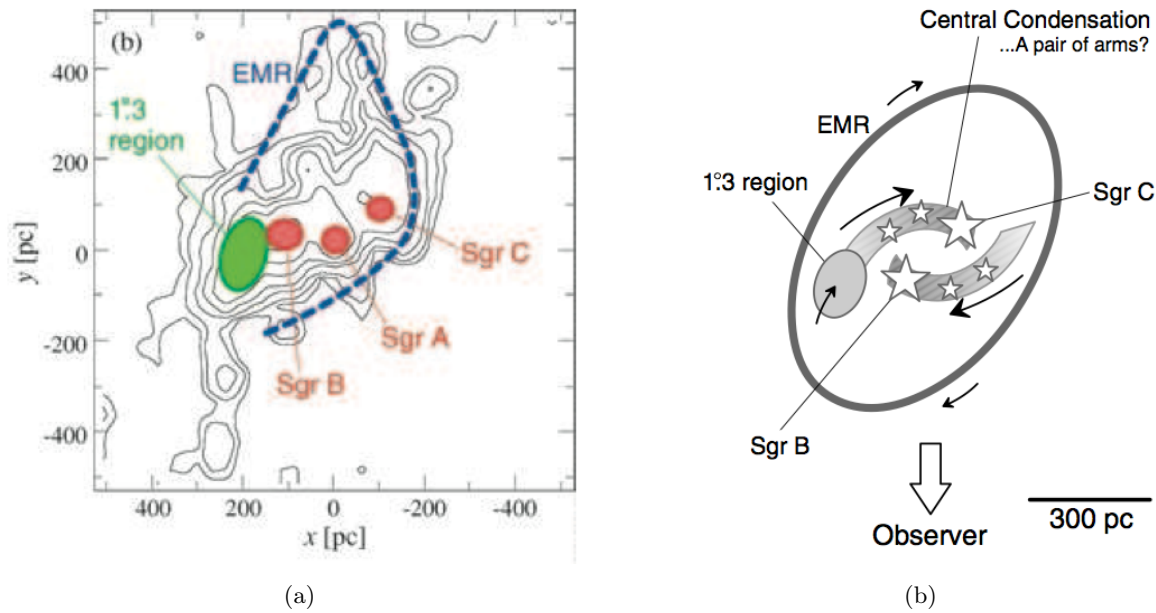


FIGURE 1.7 – (a) Distribution du gaz selon la ligne de visée et la longitude Galactique à une latitude  $b = 0^\circ$ . Illustration des structures moléculaires principales (b) Image de la distribution du gaz moléculaire au Centre Galactique fondée sur la distribution du gaz précédente. Crédits : Sawada et al. (2004).

stellaire comme les masers ou les régions HII ionisées, Longmore et al. (2013) ont observé que le taux de formation d'étoiles (SFR pour Star Formation Rate) par *unité de masse* dans le GC était dix fois plus faible que dans d'autres régions de la Galaxie. Pour  $|b| < 0.5^\circ$  et  $|l| < 0.1^\circ$ , le SFR déduit par cette méthode est situé autour de  $0.012 - 0.018 M_\odot \text{ an}^{-1}$ . Il est 10 fois plus faible que le SFR prédit par des critères fondés sur la densité de colonne ou la masse volumique (Longmore et al., 2013). En considérant une latitude  $|b| < 1^\circ$ , il augmente autour de  $0.06 M_\odot \text{ an}^{-1}$ , proche d'estimations réalisées par Crocker (2012) dans les 200 pc centraux à l'aide de simulations d'injection et d'échappement de particules, contraintes par des observations radio et  $\gamma$ . Des études vraiment localisées sur des nuages denses ont également montré un taux de formation d'étoiles 10 fois plus faible que celui attendu par les relations déduites dans l'environnement solaire (Kauffmann et al., 2013, 2016).

Les raisons pour lesquelles ce taux de formation d'étoiles est si fortement supprimé au centre Galactique restent encore inconnues. Kruijssen et al. (2014) ont proposé que la pression turbulente du gaz assez élevée pouvait augmenter le seuil en densité requis pour la formation d'étoile. Les turbulences supersoniques pourraient donc être responsables de ce facteur de suppression. Le profil de densité des nuages moléculaires au GC étant assez plat, les étoiles ne se formeraient pas en raison de l'absence de cœurs suffisamment denses (Kauffmann et al., 2016). Dans certains nuages, le champ magnétique est extrêmement fort (section 1.1.1.3) et pourrait également inhiber la formation stellaire. Kruijssen et al. (2014) proposent également que cette formation soit épisodique, dépendant de certaines instabilités du gaz spiralant vers le GC, du taux d'accrétion au niveau de la barre Galactique et du passage de cœurs denses de matière près du GC. Le SFR serait donc actuellement à son minimum, mais il aurait été plus élevé par le passé et augmenterait de nouveau dans le futur.

Même si des études montrent que le taux estimé pourrait être relativement bas, n'oublions pas qu'une fraction importante (quelques pour cent) de la formation stellaire Galactique se déroule dans cette région (Figer, 2008). Il reste un laboratoire géant de l'étude de la formation stellaire.

### 1.1.3.2 Des estimations du taux de supernovae au GC

Les SNRs étant des candidats privilégiés pour l'accélération des rayons cosmiques (CR) dans la Galaxie, elles doivent jouer un rôle majeur dans l'injection des CRs de très haute énergie au GC que nous étudions dans le chapitre 4. Afin d'estimer la puissance disponible pour l'accélération des CRs, la connaissance de leur taux de récurrence dans la région est fondamentale.

Il est possible à partir des différentes estimations du taux de formation d'étoiles au GC d'estimer un taux de SNe. Même si une fraction importante de la formation d'étoiles de la Galaxie se déroule au GC, comme indiqué précédemment, le CMZ présente un taux de formation d'étoiles relativement bas au regard de la quantité de matière disponible. Cependant, il existe de grandes incertitudes sur ce SFR. De plus, nous avons une mauvaise connaissance de la fonction de masse initiale (IMF pour Initial Mass Function) à considérer pour la formation d'étoile au GC, qui pourrait être fortement différente de l'IMF standard déterminée par exemple par Kroupa (2001a). Les taux de SNe estimés à partir de ce SFR se répartissent sur une gamme assez large. En supposant une fonction de masse initiale favorisant la formation d'étoiles massives, nous obtenons un taux de SNe compatible avec les estimations suivantes (chapitre 4).

D'autres études ont permis d'estimer un intervalle de valeurs pour ce taux au GC. Ponti et al. (2015) ont détecté environ 10-12 candidats SNRs mais en raison de la forte absorption dans la direction du GC, ce nombre est sûrement sous-estimé car il ne prend pas en compte les SNRs pouvant être plus froids. À partir de ces observations, ils en déduisent un taux de SNe sur les derniers milliers d'années de  $\sim (3.5 - 15) \times 10^{-4} \text{ an}^{-1}$ . Ce taux est en accord avec d'autres estimations comme celle de Crocker et al. (2011). Ils estiment que la région des 200 pc centraux est responsable d'environ 2% de la formation d'étoiles massives. Sachant qu'environ 2 SNe par siècle se produisent dans toute la Galaxie, Crocker et al. (2011) estiment une valeur centrale de ce taux de SNe au GC de  $4 \times 10^{-4} \text{ an}^{-1}$ . Par des arguments fondés sur la luminosité détectée en infrarouge lointain dans cette région et la composition stellaire, Crocker et al. (2011) estiment un taux toujours centré sur  $4 \times 10^{-4} \text{ an}^{-1}$  dans un intervalle compris entre  $(2 - 8) \times 10^{-4} \text{ an}^{-1}$ .

Le taux de SNe peut également être estimé à partir de la masse et de l'IMF des principaux amas stellaires (chapitre 4).

### 1.1.3.3 Indication de la distribution spatiale des SNe

Nous avons vu qu'une des composante du CMZ était un plasma chaud et concentré dans les parties centrales du GC. La présence de ce plasma, pouvant être créé en partie par l'interaction entre les restes de supernova et la matière interstellaire répartie plus ou moins uniformément dans la région, indique que les SNe sont localisées dans les parties centrales. De plus, la présence de trois amas d'étoiles massives dans les 30 pc centraux du GC que nous présentons dans la section suivante, également visibles en rayon X (figure 1.3), confirme une concentration des SNe vers le centre. Cet aspect sera fondamental lors de notre modélisation 3D de l'injection des CRs par ces sources dans la région que nous présentons dans le chapitre 4.

## 1.2 Les 30 pc centraux

Dans la partie précédente nous avons présenté les sources et structures composant les 200 pc centraux. Nous allons maintenant nous focaliser sur la région des 30 pc centraux qui contient en particulier les trois amas d'étoiles les plus massifs de la Galaxie ainsi que le riche complexe Sgr A. Dans la partie centrale de ce complexe se trouve le trou noir supermassif dont la source Sgr A\* serait la contrepartie radiative.

### 1.2.1 Les amas d'étoiles massives

Une des observations clé liée à l'étude de la formation d'étoiles dans le GC est la présence de trois amas d'étoiles massives relativement jeunes dans les environs de Sgr A\* : Le Quintuplet avec un âge estimé autour de 3-5 millions d'années (Najarro et al., 2004), les Arches avec un âge estimé autour de 2-3 millions d'années (Figer et al., 1999) et l'amas Central dont l'âge est estimé autour de 4-6 millions d'années (Liu et al., 2013). L'amas Central est situé dans le parsec central avec en son centre la source Sgr A\* (section 1.2.3). L'amas du Quintuplet et l'amas des Arches sont tout deux situés à une distance projetée d'environ 30 pc. Ils sont parmi les amas jeunes les plus massifs de la Galaxie avec une masse totale estimée autour de  $\sim 10^4 M_\odot$  (Figer et al., 1999) et des densités pouvant atteindre  $3 \times 10^5 M_\odot \text{pc}^{-3}$ . Pour ces trois amas, l'IMF est plus plate (Figer et al., 1999; Lu et al., 2013; Hußmann et al., 2012) que les IMFs de Salpeter ou Kroupa classiques (Salpeter, 1955; Kroupa, 2001a). Cette observation pourrait indiquer une formation d'étoiles massives favorisée dans la région du Centre Galactique. Ces amas contenant des étoiles massives connues pour leur vent stellaire important vont modifier leur environnement interstellaire proche. La figure 1.8 est un relevé effectué par Wang et al. (2010) en infrarouge proche correspondant à la région des 30 pc centraux. Ils ont utilisé la raie Paschen- $\alpha$  qui trace les régions ionisées par le rayonnement UV émis par les étoiles massives. Les amas et les grandes régions ionisées qu'ils produisent sont clairement visibles mais on peut également identifier, à l'instar de Mauerhan et al. (2010), toute une série d'étoiles massives isolées. Plus de la moitié des étoiles découvertes par ce nouveau relevé sont situées en dehors des trois amas principaux. Jusqu'à maintenant plus de 100 étoiles de type Wolf-Rayet (WR) et supergéantes O très massives et présentant de forts vents stellaires ont été spectralement identifiées dans la région du CMZ (Mauerhan et al., 2010). La détection de plus d'1/3 de ces sources en dehors des 3 amas centraux suggère un taux de formation d'étoiles isolées très important (Mauerhan et al., 2010). Une autre alternative proposée par Habibi et al. (2014) pourrait être que ces étoiles massives isolées aient été éjectées de l'amas des Arches et du Quintuplet. L'évolution dynamique des amas est influencée par les forces de marée Galactique. L'influence de ce champ peut conduire à des déformations majeures des amas. Ceux-ci contribueraient donc significativement par leur dynamique autour du GC à la population d'étoiles isolées.

### 1.2.2 Le complexe Sgr A

Le complexe Sgr A, abritant la source Sgr A\*, correspond à une petite zone d'environ  $10 \text{ pc} \times 10 \text{ pc}$  située au cœur de la Galaxie dont l'environnement est composé de différentes structures. Elles sont visibles en radio sur les différentes images de la figure 1.9.

**Le reste de supernova Sgr A Est** Sgr A Est est une source radio étendue de  $9 \text{ pc} \times 7 \text{ pc}$ . Le centre géométrique de sa structure ovale est situé en projection à environ 2 pc de Sgr A\*. C'est un reste de supernova à morphologie mixte, dont l'explosion aurait eu lieu il y a 10 000 ans : à l'extérieur une coquille thermique radio non thermique (synchrotron) contenant à l'intérieur un plasma chaud détecté dans le domaine des rayons X (Sakano et al., 2004). Les observations récentes en X-dur et en radio de la source dénommée "Cannon Ball" montrent qu'il s'agit très probablement d'une nébuleuse de pulsar (PWN pour Pulsar Wind Nebulae) associée à ce reste de supernova (Zhao et al., 2013; Nynka et al., 2013).

**La cavité centrale : Sgr A Ouest** Cette région de gaz chaud qui est un plasma chauffé et ionisé par l'activité stellaire résidant dans l'amas central, s'étend sur environ  $3 \text{ pc} \times 2 \text{ pc}$ . Elle possède une structure spirale, clairement visible dans le domaine radio sur la figure 1.9. Elle est dotée de

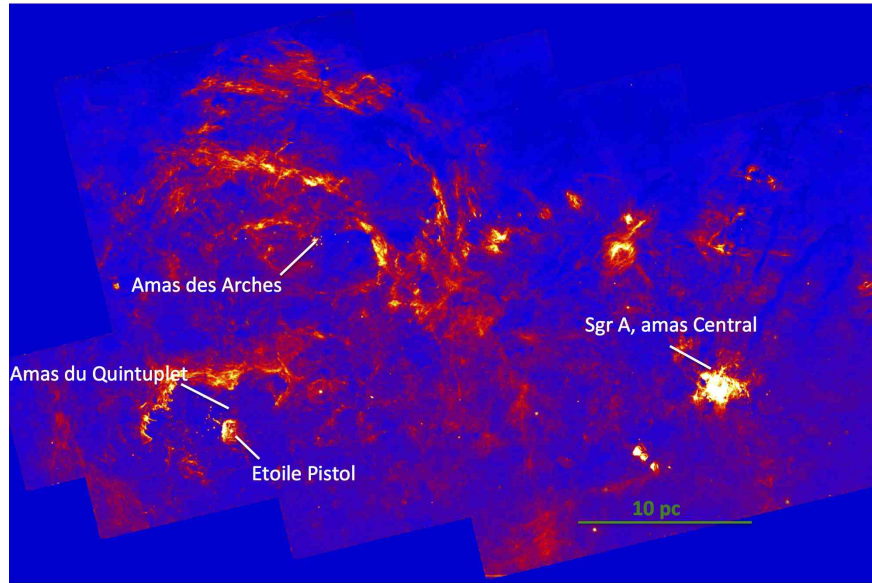


FIGURE 1.8 – Relevé grand champ du Centre Galactique avec la raie Paschen- $\alpha$  de l'hydrogène en utilisant la caméra en infrarouge proche NICMOS du télescope spatial Hubble. Image réalisée à partir des données de Wang et al. (2010).

trois tentacules qui évoquent une petite galaxie d'où son nom, la minispirale, même si en réalité ses bras semblent plus ou moins indépendants. En projection, la région de Sgr A Est englobe celle de Sgr A Ouest. La minispirale, vue en absorption à travers la cavité, serait située en avant plan ou au moins à la surface du reste de supernova. Sa masse totale est estimée à  $60 M_{\odot}$  et sa dynamique est assez complexe. Une partie du gaz serait en rotation rapide autour de Sgr A\* et atteindrait des vitesses dépassant  $150 \text{ km s}^{-1}$ , et une autre partie correspondrait à de la matière tombant vers le GC (Genzel et al., 2010).

**Le disque circumnucléaire** Le disque circumnucléaire (CND pour CircumNuclear Disk) est un tore asymétrique de gaz neutre et de poussières tièdes ( $\sim 100 \text{ K}$ ), qui s'étend sur environ  $4 \text{ pc} \times 2 \text{ pc}$ , visible dans la partie la plus brillante de Sgr A Est et qui entoure la région Sgr A Ouest. Il est en rotation autour de Sgr A\* avec une courbe de rotation relativement plate qui commence sur les bords internes à  $110 \text{ km s}^{-1}$ . Sa température augmente dans les régions internes de l'anneau car elles interagissent davantage avec le rayonnement des étoiles de l'amas Central. La masse totale du CND est estimée autour de  $10^4 M_{\odot}$  mais elle n'est pas répartie de manière régulière (la densité varie entre  $10^3 - 10^7 \text{ cm}^{-3}$ ). Il est alimenté par les nuages du CMZ et sa dynamique globale semble indiquer que ses régions internes se dirigent vers Sgr A\* (Ferrière, 2012).

On peut ajouter la présence de nuages moléculaires massifs dans ce complexe : le 20 km/s et le 50 km/s (leur nom provient de la tranche de vitesse dans laquelle ils sont observés) dont la masse est supérieure à  $10^5 M_{\odot}$ . Ils sembleraient qu'ils soient situés de part et d'autre de Sgr A\* (Ferrière, 2012) : le premier à l'ouest et en avant de Sgr A\*, le second à l'est et en arrière de Sgr A\*. Au contraire d'autres études mentionnées plus haut les placent tous les deux assez loin devant Sgr A\*. Ils font partie de la zone moléculaire centrale discutée dans la partie 1.1.1.2.



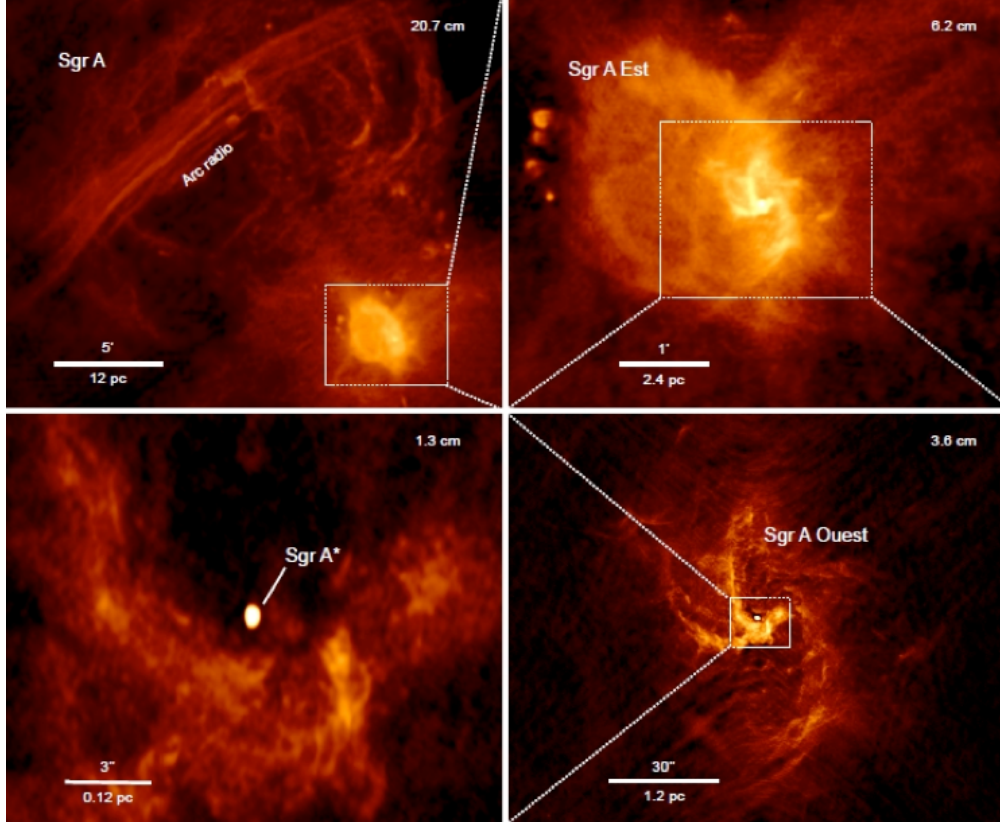


FIGURE 1.9 – Gros plan sur le complexe Sgr A en radio obtenu avec le Jansky Very Large Array (JVLA) à 5.5 GHz. Images originales du VLA par F. Yusef-Zadeh. Un relevé radio récent donne accès à des images toujours plus précises et détaillées de ce complexe (Zhao et al., 2016). Crédit : Trap (2011).

### 1.2.3 Sagittarius A\* : Un trou noir supermassif au Centre Galactique

De nombreuses observations de la compacité de la source radio ainsi qu’une forte concentration de matière modifiant le mouvement des étoiles du groupe d’étoiles S de l’amas Central et en particulier l’étoile S2, indiquent que l’objet à l’origine de la source Sgr A\* est un trou noir supermassif dont la masse est d’environ  $4 \times 10^6 M_{\odot}$  (Ghez et al., 2000; Gillessen et al., 2009). Sa détection dans différents domaines de longueurs d’onde est finalement assez récente : dans le domaine radio par Balick & Brown (1974), dans le domaine infrarouge par Genzel et al. (2003) et en rayons X par Baganoff et al. (2001). Les différentes contraintes observationnelles associées à sa proximité et sa masse ont permis de faire de cet objet le candidat trou noir supermassif le mieux contraint dont une revue détaillée est présentée par Genzel et al. (2010). La luminosité bolométrique de Sgr A\* d’environ  $10^{36} \text{ erg s}^{-1}$  est huit ordres de grandeurs en dessous de sa luminosité d’Eddington de  $10^{44} \text{ erg s}^{-1}$ . Sgr A\* est donc extrêmement inactif de nos jours et se nourrit essentiellement de la matière présente dans les vents d’étoiles massives de la région (Cuadra et al., 2008).

**Une émission quiescente** Dans le domaine radio, Sgr A\* est une des sources compactes les plus brillantes de la Galaxie (figure 1.10.a). Récemment, Bower et al. (2014), grâce à des observations avec le VLBA (Very Long Baseline Array) dans plusieurs longueurs d’onde, ont établi une nouvelle estimation de la taille intrinsèque de la source. Elle révèle une morphologie elliptique (figure 1.9) compatible avec une gaussienne d’axes  $35.4 R_S \times 12.6 R_S$  où  $R_S$  est le rayon de Schwarzschild ( $\sim$

$0.36 \times 0.13 \text{ marcsec}^2$ ).

Dans le domaine infrarouge, aucune contribution persistante n'est détectable à la position de Sgr A\*. La figure 1.10.b présente une vue du GC en infrarouge au cours de laquelle la contribution de Sgr A\* est visible. Ces observations permettent essentiellement de poser certaines limites supérieures afin de contraindre les modélisations de l'état quiescent de Sgr A\*.

L'émission quiescente étendue de Sgr A\* a été mesurée avec l'observatoire Chandra dans le domaine des rayons X mous pour la première fois par Baganoff et al. (2003). Sa luminosité en rayon X de quelques  $10^{33} \text{ ergs}^{-1}$  (Baganoff et al., 2003) est 11 ordres de grandeurs en dessous de sa luminosité d'Eddington. Récemment, Wang et al. (2013) avec plus de 10 ans de données supplémentaires ont pu réaliser une nouvelle mesure de cet état quiescent. Wang et al. (2013) confirment la présence d'un plasma par la présence entre autre de raies du Fer ionisé à environ 6.7 keV, mais aussi de raies de molécules nouvellement détectées. Ils ont montré que le spectre de l'émission était compatible avec celui prédit par certains modèles de flots d'accrétion chauds par le trou noir (Yuan & Narayan, 2014, et références incluses). La source étendue est généralement interprétée comme l'émission thermique des régions les plus externes du flot d'accrétion. Sa taille intrinsèque correspond au rayon de Bondi du trou noir de  $10^5 R_S$  (Wang et al., 2013).

Dans le cadre de modèles de disque d'accrétion chaud, les flots d'accrétion de matière conduisent à une émission radiative très limitée. L'hypothèse principale consiste à considérer que la matière accrétée au niveau de l'horizon des événements du trou noir, passe cet horizon avant que l'énergie gravitationnelle qu'elle possède ne soit restituée sous forme radiative. Ce phénomène serait dû à un découplage entre les ions (possédant la majeure partie de l'énergie cinétique) et les électrons (dominant les processus radiatif). Les ions advectent au-delà de l'horizon l'énergie gagnée avant qu'elle ne soit rayonnée (Yuan & Narayan, 2014). Le fort moment angulaire du flot, sa densité relativement faible et sa température élevée conduisent à un disque d'accrétion géométriquement épais mais optiquement mince. Ces flots d'accrétion radiativement inefficaces (RIAF for radiatively inefficient accretion flow) peuvent être couplés à des flots de matière sortant nommés *outflow* (Yuan & Narayan, 2014). Wang et al. (2013) montrent que l'émission quiescente en rayon X peut être expliquée par un plasma de faible température qui est compatible avec les modèles d'accrétion précédents. La matière des vents d'étoiles de la région est accrétée au niveau du rayon de Bondi. Le profil de densité en  $1/r$  du plasma associé à ces RIAFs représente alors le meilleur ajustement pour reproduire à la fois le continuum de l'émission et les raies d'émission. Ce profil implique que les flots d'accrétion soient accompagnés d'*outflow*.

En mesurant la température et la densité du plasma dans lequel est plongée la source avec les données du satellite Chandra, Baganoff et al. (2003) estiment que le taux d'accrétion de matière au niveau du rayon de Bondi est d'environ  $10^{-5} M_{M_\odot \text{ an}^{-1}}$ . Cette estimation est également compatible avec des simulations numériques sur le débit de matière attribué aux vents stellaires des étoiles massives présentes dans le parsec central (Cuadra et al., 2008). Le domaine submillimétrique permet au contraire de résoudre les régions les plus internes du flot d'accrétion. Marrone et al. (2007) fixent une limite supérieure sur le taux d'accrétion de  $10^{-7} M_{M_\odot \text{ an}^{-1}}$  à environ  $100 R_S$  du trou noir. Puisque moins de 1% de la matière initialement capturée par le trou noir atteint les régions les plus internes, la puissance d'accrétion au niveau du rayon de Bondi est limitée à  $10^{39} \text{ ergs}^{-1}$  (Wang et al., 2013). Avec une luminosité bolométrique actuelle de  $10^{36} \text{ ergs}^{-1}$ , la plupart de cette puissance pourrait être dissipée dans les *outflows*. Dans ces éjections très fortes, l'accélération des rayons cosmiques pourrait avoir lieu (Liu et al., 2006a) jusqu'à des énergies de l'ordre du PeV. Sgr A\* pourrait donc participer à l'accélération des rayons cosmiques à très haute énergie dans la Galaxie. Nous reviendrons plus en détail sur cet aspect dans le chapitre 3.

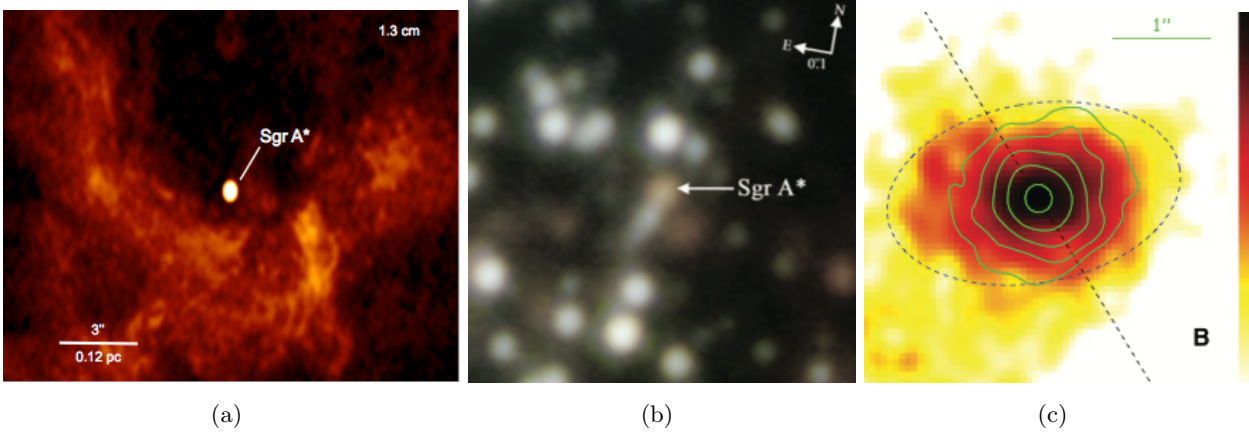


FIGURE 1.10 – Observations de Sgr A\* dans trois domaines d'énergie distincts et avec des résolutions différentes. Les images sont présentées en coordonnées équatoriales. (a) La source compacte visible en radio à la position de Sgr A\*. Images originales du VLA (Very Large Array) à 1.3 cm, par F. Yusef-Zadeh. (b) Source ponctuelle visible dans le domaine infrarouge proche lors d'un pic d'émission. L'image combine les observations provenant des bandes H (bleu), K (vert) et L (rouge) obtenues avec le télescope W. M. Keck II. Le spectre du trou noir est différent de celui des étoiles du centre Galactique et explique la teinte rougeâtre de la source. La majorité des étoiles visibles dans cette carte appartiennent au groupe d'étoiles S et sont en orbite autour de Sgr A\*. Crédits Hornstein et al. (2007). (c) Image de l'émission X dans la bande 1-9 keV obtenue avec l'observatoire Chandra. L'émission de Sgr A\* est maintenant résolue et n'apparaît plus comme ponctuelle révélant une forme légèrement elliptique compatible avec la morphologie radio de Sgr A\*. L'ellipse pointillée indique la taille du disque stellaire massif autour de Sgr A\*. L'orientation du Plan Galactique est indiquée par la ligne en pointillé. Crédits : Wang et al. (2013)

**Une émission variable** En plus de l'émission quiescente observée dans les 3 domaines de longueurs d'onde précédents, une variabilité de l'émission est détectée. En rayon X, sa luminosité peut augmenter jusqu'à deux ordres de grandeurs au-dessus de sa luminosité quiescente sur des échelles de temps de l'ordre de la dizaine de minutes à quelques heures (Baganoff et al., 2001; Neilsen et al., 2013, et références incluses). Ces sursauts d'activité en rayon X ont lieu quasiment quotidiennement. La durée de ces phénomènes indiquent qu'il sont produits dans des régions très proches du trou noir. En infrarouge proche, c'est justement la variabilité de l'émission qui a permis d'identifier la contrepartie de Sgr A\* (Genzel et al., 2003). Dans ce domaine, l'émission est quasiment constamment variable. Les sursauts ont lieu beaucoup plus souvent qu'en rayon X, aux alentours de 4 fois par jour (Bremer et al., 2011, et références incluses). Ces événements se produisent sur des échelles de temps variées mais certaines sous structures très courtes (inférieures à dix minutes) contraignent de nouveau la région d'émission de ces sursauts dans les régions proches du trou noir. En radio, même si les variations du signal sont plus restreintes, de l'ordre de la dizaine de pour cent de l'émission quiescente, elles ont quand même été observées dans le domaine centimétrique et submillimétrique (Herrnstein et al., 2004; Zhao, 2003, et références incluses). En particulier dans le domaine submillimétrique (Trap et al., 2011), des sursauts d'environ une heure ont été détectés corroborant les observations précédentes sur une région d'émission très restreinte de l'ordre de quelques rayons de Schwarzschild (Fish et al., 2011). Des campagnes récentes ont permis de mettre en évidence que tous les sursauts X ont une contrepartie en infrarouge proche. Grâce à la meilleure résolution angulaire disponible en infrarouge, il a donc été possible de confirmer que les sursauts X étaient bien liés à

l’activité du trou noir supermassif. La caractérisation spectrale des sursauts est plus difficile que celle de l’émission quiescente mais des mesures indiquent des processus non thermiques même si leur nature reste inconnue. Différentes interprétations sont proposées : des processus magnétiques similaires à ceux observés dans la couronne solaire sous la forme de reconnexion magnétique ou de processus stochastiques, une modification ponctuelle du taux d’accrétion par la destruction de petits corps comme des astéroïdes sous l’action du champ de gravité du trou noir ou par la chute de gaz sporadique créée par les étoiles environnantes (Clavel, 2013, et références incluses).

En plus des variations quotidiennes détectées dans l’émission X de Sgr A\*, l’étude des variations d’émission diffuse en rayons X dans toute la région du centre Galactique a révélé des périodes d’activité intenses dans son passé récent. En particulier, l’écho dans les nuages proches d’une éruption intense et longue il y a 100-300 ans a été mise en évidence par Terrier (2010); Ponti et al. (2013); Clavel et al. (2013). Cette injection impulsive pourrait également être une contribution à l’accélération des CRs par le trou noir (Chernyakova et al., 2011).

### 1.3 Conclusion

Les 200 parsec centraux de la Galaxie renferment une variété de sources et de structures liées à des phénomènes astrophysiques énergétiques. Même si elle semble relativement faible comparée à la quantité de gaz disponible, une part importante de la formation stellaire Galactique a lieu dans cette région centrale. Trois des principaux amas d’étoiles massives de la Galaxie sont situés dans les parties centrales du GC. Les SNe, résultant de l’explosion d’une étoile massive en fin de vie, sont parmi les candidats les plus favorables pour l’accélération des rayons cosmiques dans la Galaxie. Le taux de SNe estimé au GC, bien plus élevé que dans n’importe quelle autre région de la Galaxie a une valeur centrale située autour de  $4 \times 10^{-4} \text{ an}^{-1}$ . Au regard de ce taux élevé et sachant que l’énergie cinétique libérée au moment de l’explosion d’une SN est de  $10^{51} \text{ erg}$ , la puissance libérée par ces sources dans le GC est autour de  $10^{40} \text{ erg s}^{-1}$ . Cette puissance disponible est considérable. Ces sources sont donc des candidats privilégiés pour l’injection et l’accélération des rayons cosmiques à haute énergie au GC. L’estimation de leur taux et la connaissance de leur distribution spatiale auront un impact important lors de notre modélisation de l’émission  $\gamma$  diffuse de haute énergie au GC.

De plus, la présence d’un trou noir supermassif au GC ne fait plus de doute aujourd’hui. De nos jours, il est extrêmement inactif. De nombreux modèles proposent d’expliquer son émission et sa sous-luminosité par des flots chauds de matière accrétée au niveau du rayon de Bondi du trou noir. Ces flots peuvent être associés à des jets de matière qui sont requis pour expliquer l’émission quiescente en rayon X. L’accélération des particules à très haute énergie pourraient être possible dans ces *outflow*. De plus des périodes d’activités intenses ont été révélées dans son passé. Ces injections impulsives pourraient également participer à la population de CRs au GC. Ces révélations font de Sgr A\* un candidat sérieux pour l’accélération des CRs au centre de la Galaxie. De nombreux modèles d’accélération de particules liées au trou noir ont été développés pour expliquer les contreparties radiatives détectées au GeV et au TeV, nous y reviendrons dans le chapitre 3.

# Chapitre 2

## Accélération de particules et rayonnement $\gamma$

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Le rayonnement cosmique</b>	<b>37</b>
2.1.1	Historique	37
2.1.2	Spectre et Composition	38
2.1.3	Des mécanismes d'accélération	41
2.1.4	Origine	43
<b>2.2</b>	<b>Le rayonnement de particules chargées</b>	<b>45</b>
2.2.1	Processus leptoniques	45
2.2.2	Processus hadronique	48
<b>2.3</b>	<b>Accélération par les restes de Supernova</b>	<b>49</b>
<b>2.4</b>	<b>Propagation et diffusion des rayons cosmiques dans la Galaxie</b>	<b>52</b>
2.4.1	Diffusion	53
2.4.2	Équation de transport dans le cas diffusif	54
2.4.3	Quelles valeurs pour le coefficient de diffusion dans la Galaxie?	56
<b>2.5</b>	<b>Perspectives pour l'injection et la propagation des CRs de très haute énergie au centre Galactique</b>	<b>61</b>

---

## 2.1 Le rayonnement cosmique

### 2.1.1 Historique

L'étude des rayons cosmiques (CR) a profondément marqué le développement de la physique et de l'astrophysique du dernier siècle. Au début du 20<sup>ème</sup> siècle, les physiciens s'interrogent sur les raisons de la décharge de leurs électroscopes. Lorsque l'électroscope se charge, les deux feuilles d'or métalliques suspendues à l'électrode s'écartent l'une de l'autre puisqu'elles sont chargées et de même signe (figure 2.1.b). Plus la charge est grande plus l'écartement est important. Cependant, les deux feuilles d'or se rapprochent l'une de l'autre spontanément, alors même que l'électroscope chargé est isolé. La cause de cette décharge est l'ionisation de l'air qui le rend alors conducteur. Plus l'air est ionisé, plus les feuilles se rapprochent rapidement. A cette époque, la radioactivité terrestre étant connue, elle est tenue pour responsable de l'ionisation de l'air autour de l'électroscope. Afin d'isoler les matériaux de la radioactivité terrestre il faut s'éloigner du sol. En 1910, Théodore Wulf, un physicien allemand qui participa à l'amélioration de la stabilité des électroscopes, monte au

sommet de la tour Eiffel avec son électroscope. L'ionisation diminue avec l'altitude mais pas autant que prévu. Le taux de décharge reste 10 fois plus grand que les prédictions attendues. En 1912, le physicien austro-américain Victor Hess décide donc d'entreprendre des vols en ballon jusqu'à 5000 m d'altitude (figure 2.1.a). En réalisant des mesures de nuit et en examinant l'écartement des feuilles d'or de l'électroscope, il montra qu'au delà de 1000 mètres, l'ionisation s'accroît considérablement et qu'à 5000 m elle a quasiment doublé. "La seule manière d'interpréter mes résultats expérimentaux fut d'admettre l'existence d'un rayonnement très pénétrant, d'une nature encore inconnue, venant principalement d'en haut, très probablement d'origine extraterrestre" (Victor Hess). Cette expérience signait la découverte du rayonnement cosmique pour laquelle Victor Hess reçut le prix Nobel de physique en 1936. Cette détection s'avéra être les particules secondaires créées par l'interaction des particules primaires du rayonnement cosmique interagissant en haute atmosphère.

Quelques années après cette découverte, la nature chargée des particules primaires a été mise en évidence par Arthur Compton qui montra que le rayonnement cosmique variait en fonction de la latitude terrestre à cause de l'influence du champ magnétique. Le rayonnement cosmique était donc constitué majoritairement de particules chargées. Ce n'est qu'en 1939 que Pierre Auger mit vraiment en évidence les gerbes de particules créées par les rayons cosmiques primaires à leur entrée dans l'atmosphère et la présence de particules d'énergie supérieure à  $10^{15}$  eV. Ces particules dotées d'une énergie colossale furent une aubaine pour sonder la matière. Elles ont permis de tester et d'élaborer les théories naissantes mais aussi la découverte de nombreuses particules comme le positron en 1933, le muon en 1936, le pion en 1947. Au début des années 50, les accélérateurs de particules furent suffisamment puissants pour étudier et produire de nouvelles particules en laboratoire. Les astrophysiciens commencèrent alors à s'intéresser aux CRs en tant que messagers de l'Univers. Les questions relatives aux rayons cosmiques concernent de nos jours les sites et les mécanismes pouvant être responsables de leur accélération. En tant que composante du milieu interstellaire, au même titre que le gaz interstellaire, la poussière et le champ magnétique, le rayonnement cosmique joue un rôle important dans l'équilibre et les structures de la matière au sein des galaxies. Il intervient dans la chimie du milieu interstellaire mais aussi dans l'équilibre des nuages moléculaires.

### 2.1.2 Spectre et Composition

La compilation de différentes données expérimentales permet de connaître l'abondance relative des particules composant le rayonnement cosmique. Il est composé à 99% de nucléons et à 1% d'électrons. Nous nous intéressons à la partie hadronique du spectre. Les protons représentent la majeure partie des nucléons (89%), les noyaux d'hélium sont également présents en nombre significatif (10%) tandis que les noyaux lourds ne représentent que 1% du total. Il existe trois piliers fondamentaux pour l'étude des rayons cosmiques et de leur origine : leur spectre en énergie, leur composition et leur direction d'arrivée.

**Spectre en énergie** Le spectre en énergie des CRs (figure 2.2) est bien décrit par une loi de puissance  $\frac{dN}{dE} \approx E^{-\Gamma}$ , d'une régularité frappante, sur plus de 12 ordres de grandeur en énergie et près de 32 ordres de grandeur en flux. Nous distinguons trois intervalles d'énergies :

- Les rayons cosmiques de basse énergie en-dessous de  $10^{10}$  eV correspondent à des particules peu relativistes de notre Galaxie dont le spectre est modulé par le champ magnétique solaire. Ils sont détectés par des satellites car le flux de particules à ces énergies est suffisamment important.
- Entre  $10^{10}$  eV et  $5 \times 10^{15}$  eV, la distribution a un indice spectral  $\Gamma$  d'environ 2.7. Cette deuxième composante correspond à des rayons cosmiques vraisemblablement produits au

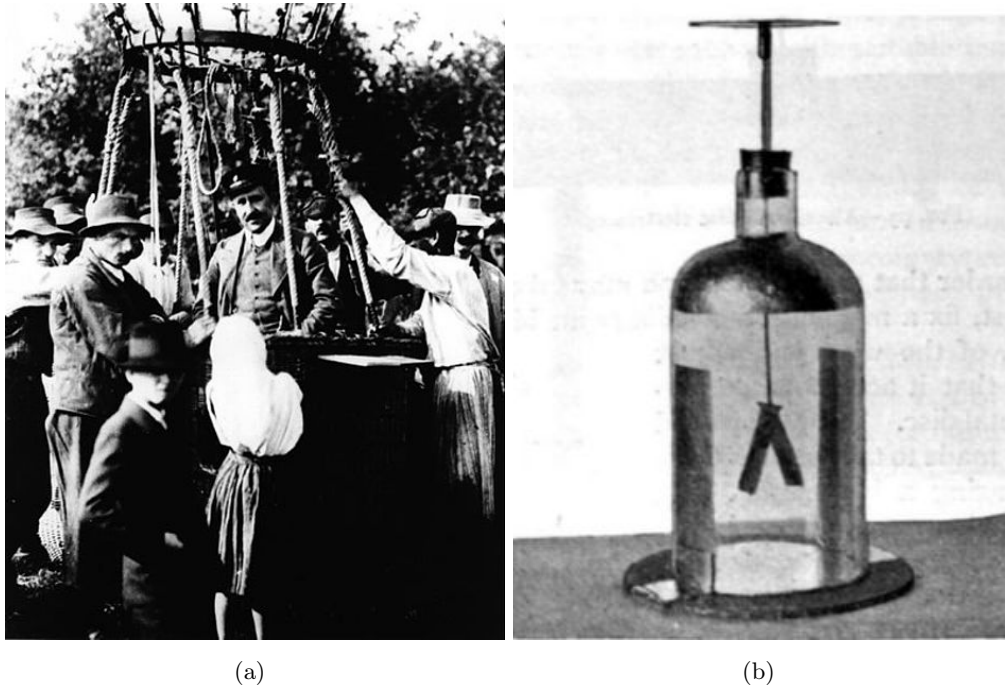


FIGURE 2.1 – (a) Victor Francis Hess (dans la nacelle) de retour de son vol en ballon en août 1912 (b) Image d'un électroscope traditionnel utilisé à la même époque. Source : American physical society

sein de notre Galaxie. Dans cette gamme d'énergie, les particules sont relativistes voir ultra-relativistes. L'énergie caractéristique  $3 \times 10^{15}$  eV est communément appelée "genou" car nous y observons une inflexion dans le spectre.

- Au-delà de cette énergie et jusqu'à la "cheville" située à  $\sim 4 \times 10^{18}$  eV, le spectre présente un indice plus mou d'environ 3.1. Aux énergies supérieures à la cheville, le spectre retrouve un indice d'environ 2.7. A ces énergies, nous pensons que les rayons cosmiques ont une origine extragalactique principalement pour des raisons de confinement.

Des brisures sont visibles pour cette loi de puissance et peuvent suggérer des transitions entre différents modes de production.

L'étude de la composition des CRs est importante. Par exemple, les sources qui dominent l'accélération des CRs Galactiques doivent pouvoir accélérer à des énergies au moins égales à celle du genou puisqu'aucune brisure n'est observée en-deçà. Ce genou pourrait être la manifestation d'une énergie maximale d'accélération des sources responsables des CRs Galactiques. Des expériences comme KASKADE ont permis de montrer que dans cet intervalle en énergie, la composition s'alourdit avec l'énergie jusqu'à  $10^{17}$  eV et l'énergie du genou augmenterait avec la charge du noyau (Apel et al., 2011). Les sources doivent donc pouvoir accélérer les noyaux les plus lourds au moins jusqu'à  $10^{17}$  eV.

La cheville pourrait indiquer une transition des CRs Galactique vers les CRs extra-galactiques. En effet, les rayons cosmiques étant des particules chargées, ils sont déviés par les champs magnétiques. Le rayon de giration  $R$  d'une particule d'énergie  $E$ , de numéro atomique  $Z$  dans un champ  $B$  est donné par :

$$R = \frac{1.07}{Z} \frac{E}{PeV} \left( \frac{B}{\mu G} \right)^{-1} \text{pc}$$

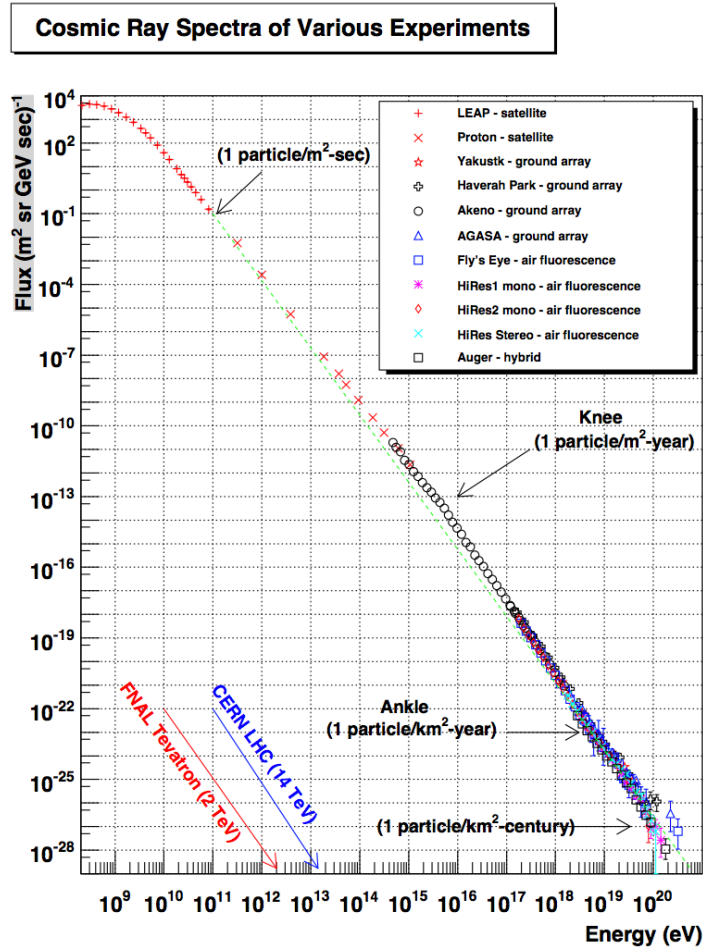


FIGURE 2.2 – Spectre du rayonnement cosmique mesuré sur Terre par différentes expériences.

Les champs magnétiques Galactiques sont de l'ordre du micro Gauss. Dans un champ magnétique de  $5 \mu G$ , le rayon de giration d'une particule de  $10^{18}$  eV est situé autour de 200 pc qui correspond à la taille du disque Galactique. Les particules ne sont donc plus confinées dans le disque à ces énergies. Nous n'observons aucune anisotropie significative dans la direction d'arrivée des CRs en lien avec des sources Galactiques dans ce domaine d'énergie. C'est pourquoi, à partir de la cheville, l'origine des CRs est supposée extra-galactique. Le temps de confinement très court dans la Galaxie associée à l'absence d'anisotropie exclue une hypothèse Galactique.

En 1966, Greisen, Zatsepin et Kuz'min prédisent l'existence d'une coupure dans le spectre causée par l'interaction des rayons cosmiques d'énergie supérieure à  $10^{20}$  eV avec le fond diffus cosmologique pour former une résonance  $\Delta$  se désintégrant en un pion et un proton. Cette coupure GZK correspond donc à l'horizon pour l'observation des rayons cosmiques de haute énergie et pourrait donc être responsable de la suppression du flux au-dessus de  $(3 - 5) \times 10^{19}$  eV détectée significativement par l'observatoire Pierre Auger (Abraham et al., 2008). Cependant, même si cette coupure joue sûrement un rôle au regard des ultra hautes énergies dont nous parlons ici, la suppression du flux pourrait également s'expliquer par des limitations énergétiques intrinsèques aux objets accélérateurs discutées dans Allard (2012).

**Un mot sur les anisotropies** Pour des énergies inférieures à  $10^{12}$  eV, ce rayonnement est isotrope. Les particules chargées sont déviées par les champs magnétiques de la Galaxie pendant leur propagation et l'information sur leur direction d'origine est ainsi perdue. Au-delà de cette énergie,



une anisotropie à grande échelle est évoqué (Abdo et al., 2009b). Nous pouvons néanmoins considérer que les CRs au TeV sont localement isotropes dans une direction donnée sur des échelles de l'ordre de quelques degrés. Nous ne pouvons donc pas tirer une signature claire des sources à leur origine.

**Ce que peuvent nous apprendre les abondances des noyaux** La figure 2.3 présente l'abondance de noyaux constituant le rayonnement cosmique par rapport aux abondances solaires. Une différence assez nette existe pour certains éléments comme la sur-abondance du lithium, du béryllium et du bore mettant en évidence le fait que ces éléments ont une origine secondaire : ce sont des produits de spallation créés par les collisions avec les particules du milieu interstellaire (MIS) lors de la propagation des rayons cosmiques dans la Galaxie. L'abondance de ces éléments permet d'estimer l'épaisseur de matière traversée par les CRs à environ  $5\text{-}10 \text{ g cm}^{-2}$ . Les isotopes radioactifs comme le  $^{10}\text{Be}$  présents dans ces produits de spallation permettent d'estimer le temps de confinement des CRs dans notre Galaxie autour de  $10^7$  ans et d'estimer la densité moyenne du milieu traversé autour de  $0.3 \text{ protons cm}^{-3}$ . Sachant que dans le disque la densité moyenne est d'environ  $1 \text{ proton m}^{-3}$ , les CRs se propagent donc également dans le halo de densité plus faible (Berezinskii et al., 1990).

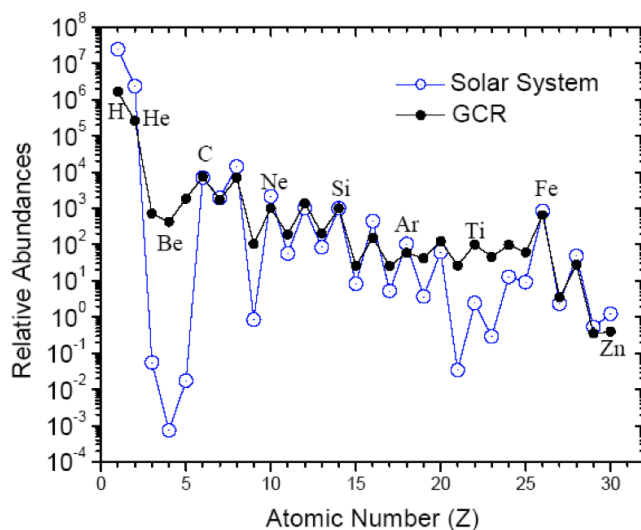


FIGURE 2.3 – Composition du rayonnement cosmique et comparaison avec les abondances dans le système solaire. Crédits : ACE collaboration (Advanced Composition Explorer) <http://www.srl.caltech.edu/ACE/>

### 2.1.3 Des mécanismes d'accélération

Le spectre en énergie des CRs, décrit par une loi de puissance, nous indique que ce rayonnement est dû à des phénomènes non thermiques. Même si des différences de composition apparaissent, la répartition entre élément est relativement similaire ce qui indique que les rayons cosmiques sont produits au sein d'environnements astrophysiques classiques. Nous nous intéressons ici aux mécanismes d'accélération à l'origine des rayons cosmiques.

Une onde de choc est créée lorsque la matière se propage plus vite que la vitesse du son dans le milieu. De manière générale, à cause des faibles densités, les ondes de chocs en astrophysique sont non collisionnelles. Les collisions entre particules peuvent être négligées par rapport aux interactions entre les particules chargées du plasma et les modes collectifs du plasma (Drury, 1995). Dès la

fin des années 70, quatre papiers indépendants proposent un mécanisme d'accélération pour les particules chargées à travers les ondes de choc de très haut nombre de Mach (Blandford & Ostriker, 1978; Bell, 1978; Krymskii, 1977; Axford et al., 1977). Nous présentons brièvement les mécanismes d'accélération de Fermi dans cette section.

Une manière courante d'accélérer des particules est d'utiliser un champ électrique. Cependant, comme l'Univers est globalement électriquement neutre, ce type d'accélération n'est possible que localement près de certains objets comme les pulsars par exemple.

**Mécanisme du second ordre** En 1949, Fermi propose l'accélération par diffusion sur des inhomogénéités magnétiques, dite "accélération de second ordre" (Fermi, 1949). Ce type d'accélération peut avoir lieu lorsque les particules chargées entrent en collision avec des nuages magnétisés. Cependant, les nuages magnétisés se déplacent lentement et aléatoirement, la probabilité d'effectuer une collision fuyante est donc non négligeable, et cela a pour effet de faire perdre de l'énergie aux particules. Les collisions frontales étant un peu plus probables que les collisions fuyantes, en multipliant les réflexions sur les inhomogénéités magnétiques en mouvement comme schématisées sur la figure 2.4.a, les particules gagnent de l'énergie petit à petit. Le gain d'énergie moyen est du deuxième ordre en  $\frac{V}{c}$  ( $\langle \frac{\Delta E}{E} \rangle \propto \frac{V^2}{c^2}$ ) où  $V$  est la vitesse du nuage magnétisé et  $c$  la vitesse de la lumière. Comme  $\frac{V}{c} \ll 1$ , le gain en énergie est faible. Ce type d'accélération est très lent. Par conséquent, même si ce processus produit un spectre en loi de puissance, il est insuffisant pour expliquer le spectre de CRs mesuré sur Terre.

**Mécanisme du premier ordre** Le second mécanisme est l'accélération de Fermi du premier ordre qui met en jeu une onde de choc que les particules traversent à plusieurs reprises, gagnant de l'énergie à chaque passage (Bell, 1978). En pratique, une onde de choc est créée lorsque de la matière se propage plus vite que la vitesse du son dans le milieu. Ce processus peut notamment avoir lieu dans les SNRs puisqu'une onde de choc est produite par le plasma éjecté lors de l'explosion. Le principe de cette accélération est schématisé sur la figure 2.4.b. La particule d'énergie  $E$  traverse une première fois le choc en gagnant de l'énergie, puis est diffusée dans le milieu aval et traverse à nouveau le choc en gagnant une nouvelle fois de l'énergie. La particule a ainsi effectué un cycle complet et a gagné une énergie  $\Delta E \propto \frac{V}{c}$ . Le gain final en énergie de ce processus est du premier ordre, donc beaucoup plus efficace que le précédent.

Après  $N$  cycles d'accélération, ce processus conduit à un spectre des particules dans la région du choc en loi de puissance dont la pente est quasiment indépendant des conditions. L'indice  $\Gamma$  obtenu est égal à 2 pour un choc plan fort. Cette valeur obtenue pour l'indice de la loi de puissance est valable dans le cas des chocs non-relativistes où la direction d'arrivée des particules sur le front de choc est isotrope.

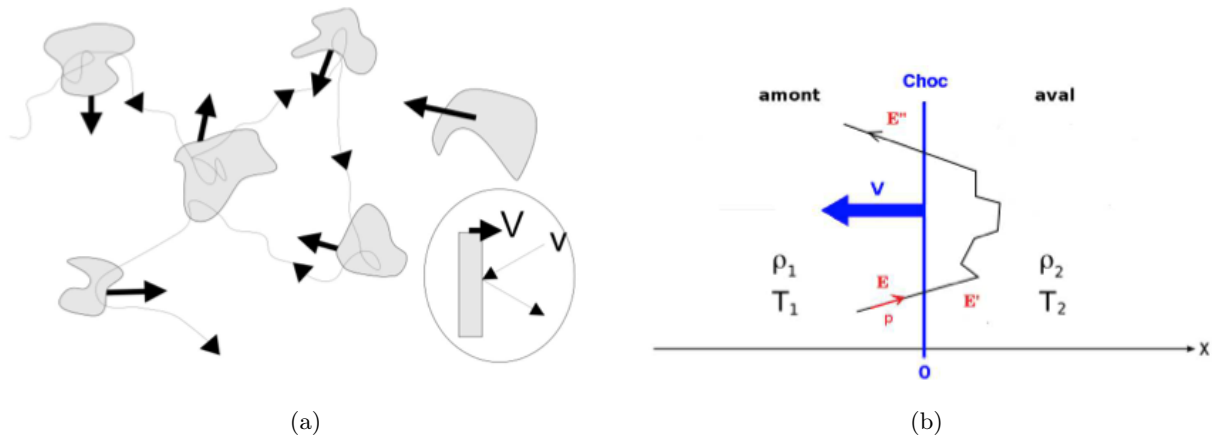


FIGURE 2.4 – (a) Schématisation de l'accélération de Fermi du 2<sup>ème</sup> ordre (b) Schématisation de l'accélération de Fermi du 1<sup>er</sup> ordre. Crédit : Laffon (2012)

Ces mécanismes de Fermi permettant d'accélérer des particules jusqu'à une certaine énergie, produisent un spectre en loi de puissance comme celui que nous détectons sur Terre. Ce spectre est modifié par des effets non linéaires au moment de l'accélération que nous décrivons succinctement ci-après ainsi que par l'échappement des particules qui ont des temps de confinement différents en fonction de leur énergie. Ce spectre sera ensuite modulé par le temps de résidence des CRs au cours de leur propagation qui dépend de leur énergie (section 2.4.2).

**Les effets non linéaires** Les deux mécanismes présentés font l'approximation de la "particule-test" c'est-à-dire que les particules accélérées n'ont pas d'influence sur la dynamique du choc. Or elles ont un effet de rétroaction sur le choc. Berezhko & Ellison (1999) répertorient les différents effets non linéaires dont les principaux sont la modification de la structure du choc, la modification du spectre et l'amplification du champ magnétique. Lors de l'accélération le spectre des rayons cosmiques couvre déjà plusieurs ordres de grandeurs. Les particules de plus haute énergie vont diffuser plus loin du choc avant de le retraverser. Les particules de plus haute énergie vont donc explorer le choc plus en profondeur que celles de moindre énergie. Par conséquent la discontinuité abrupte en vitesse en amont et en aval du choc va être adoucie. Il apparaît donc une dénivellation progressive entre les deux milieux dans l'espace des vitesses appelée choc précurseur. En fonction de leur énergie, les particules vont expérimenter un saut de vitesse différent entre l'amont et l'aval : il sera plus élevé pour les particules de haute énergie que pour celles de plus basse énergie ressentant uniquement le saut du sous-choc, ce qui va engendrer une modification du spectre. Des instabilités peuvent amplifier le champ magnétique ambiant et il pourrait atteindre des valeurs de l'ordre de 1 mG bien supérieures à la moyenne dans le MIS (Bell, 2004). Cette amplification du champ, qui va diminuer le coefficient de diffusion que nous discutons dans la partie 2.4, va permettre de confiner plus longtemps les particules au niveau du front de choc permettant ainsi d'augmenter l'énergie maximale atteinte par cette accélération.

#### 2.1.4 Origine

De manière générale, les particules peuvent être accélérées tant que leur rayon de Larmor ne dépasse pas la taille caractéristique de la zone d'accélération après quoi elles s'échappent. En connaissant la taille et le champ magnétique des objets astrophysiques, nous pouvons ainsi déterminer

l'énergie maximale à laquelle ils sont capables d'accélérer des particules. Hillas (1984) a déterminé la relation posant une contrainte sur l'énergie maximum atteignable en fonction de la taille de l'objet et du champ magnétique :

$$\frac{E}{10^{15} \text{ eV}} < \frac{E\beta}{2} \left( \frac{B}{1 \mu\text{G}} \right) \left( \frac{L}{1 \text{ pc}} \right)$$

où  $E$  est l'énergie de la particule,  $\beta = \frac{v}{c}$  avec  $v$  la vitesse caractéristique des centres de diffusion,  $B$  le champ magnétique et  $L$  la taille du système. Une représentation graphique représentant les différents types de sources est donnée sur la figure 2.5. Afin d'estimer l'énergie maximale d'accélération d'autres effets limitants sont importants :

- L'âge du système : s'il est inférieur au temps caractéristique d'accélération, il ne sera pas possible d'atteindre les hautes énergies,
- les temps caractéristiques des pertes adiabatiques et des pertes radiatives qui font perdre de l'énergie aux particules et diminue donc l'énergie maximale possible,
- le temps caractéristique d'échappement du système : une fois que les particules se sont échappées de la zone d'accélération elles ne gagnent plus d'énergie.

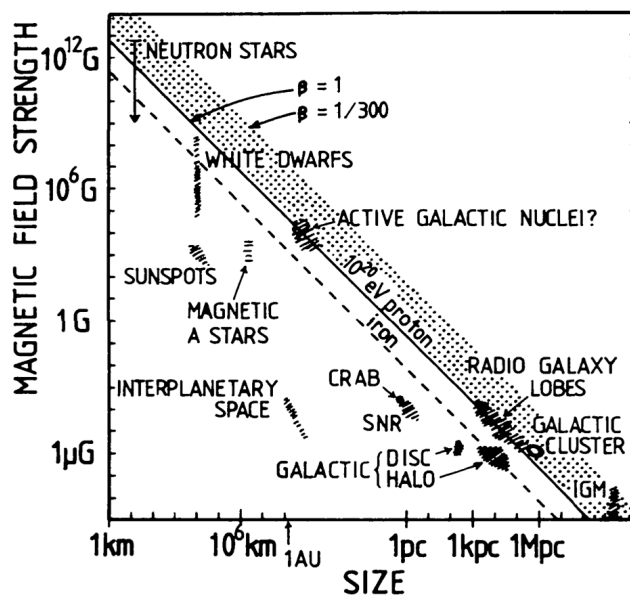


FIGURE 2.5 – Diagramme de Hillas représentant les différents types de sources susceptibles d'accélérer les rayons cosmiques en fonction de leur taille et de leur champ magnétique moyen. Crédits : (Hillas, 1984)

Ces sites doivent également permettre de reproduire le spectre observé : distribution en énergie, changement de régime associé au changement d'indice ainsi que la composition. Les vestiges de supernova sont devenus les candidats privilégiés pour l'accélération des rayons cosmiques jusqu'au genou comme nous en discutons dans la section 2.3. Au niveau de la transition Galactique à extra-galactique, d'autres accélérateurs doivent prendre le relais. Même si à ces énergies la déviation due aux champs magnétiques est très petite, aucune source puissante dans le ciel n'est observée dans la direction d'arrivée de ces particules et le mystère reste entier.

## 2.2 Le rayonnement de particules chargées

Au moment de leur détection sur Terre, l'information sur la direction d'origine des CRs est perdue. Seul les plus énergétiques d'entre eux à ultra haute énergie, provenant probablement de sources extragalactiques, conservent leur direction d'origine. Pour étudier les CRs Galactiques, il est donc nécessaire de passer par d'autres voies que celles de l'étude directe. Cette détection indirecte se fait via des messagers neutres : photons  $\gamma$  ou neutrinos. Les neutrinos pourraient donc être des messagers idéaux car ils ne sont produits que par ces processus hadroniques mais ils sont très difficiles à détecter car ils interagissent très peu avec la matière. C'est pourquoi les photons  $\gamma$ , plus faciles à détecter que les neutrinos ont jusqu'ici été les messagers indirects privilégiés pour l'étude des sources du rayonnement cosmique.

Il existe différents processus non thermiques conduisant à la production de photons  $\gamma$  par les particules accélérées lorsqu'elles interagissent avec les composantes du milieu interstellaire. Nous décrivons dans cette partie les principaux mécanismes dont une revue détaillée est donnée dans Hinton & Hofmann (2009). Nous classerons ces mécanismes en fonction de la nature des rayons cosmiques : leptonique (électrons et positrons) ou hadronique (protons et noyaux plus lourds).

### 2.2.1 Processus leptoniques

Ces processus mettent en jeu les électrons ou positrons et leur interaction avec les champs magnétiques présents dans les objets astrophysiques ainsi qu'avec les rayonnements diffus comme le fond diffus cosmologique (CMB). En interagissant de la sorte, les électrons vont subir des pertes radiatives et émettront des photons dans différentes gammes d'énergie, et notamment en  $\gamma$ .

**Rayonnement Synchrotron** Ce rayonnement concerne les particules chargées accélérées (notamment les électrons) en interaction avec un champ magnétique. Dans un champ magnétique  $\vec{B}$  constant, une particule chargée de charge  $q$ , de masse  $m$  et de facteur de Lorentz  $\gamma$  soumise à la force de Lorentz suit un mouvement hélicoïdal autour des lignes de champs avec une pulsation de giration  $\omega_g = qB/m\gamma$ . Ces particules perdent alors de l'énergie par émission de photons à la même pulsation dans le cas non relativiste. Dans le cas relativiste, si la vitesse perpendiculaire au champ magnétique est proche de la vitesse de la lumière, l'émission n'aura lieu que sur une faible fraction de son orbite. Dans ce cas les photons sont émis à une pulsation proportionnelle à  $\gamma^3 \times \omega_g$ .

Dans la suite nous considérons que la particule chargée est un électron car de part leur faible masse ce sont de meilleurs émetteurs. Pour un électron plongé dans un champ magnétique  $\vec{B}$ , dont l'angle entre sa vitesse  $v$  et la direction du champ magnétique vaut  $\alpha$ , la perte d'énergie par rayonnement synchrotron est donnée par :

$$-\frac{dE}{dt} = 2\sigma_T c U_B \sin^2(\alpha) \beta^2 \gamma^2 \quad (2.1)$$

avec  $\beta = \frac{v}{c}$ ,  $U_B = B^2/8\pi$  la densité d'énergie magnétique du milieu et  $\sigma_T = 8\pi e^4/3m^2c^4$  la section efficace de Thomson.

En raison des irrégularités du champ magnétique, l'électron sur son parcours changera de direction de manière aléatoire. Pour avoir une estimation de la puissance moyenne rayonnée, il nous faut prendre en compte la valeur moyenne de la puissance précédente sur une distribution de l'angle  $\alpha$  isotrope (Longair, 2011). La perte d'énergie totale par rayonnement synchrotron s'écrit donc :

$$P_{syn} = \frac{4}{3} \sigma_T c U_B \beta^2 \gamma^2$$

L'énergie correspondant à l'émission maximale par processus synchrotron est donnée par  $E_{max} = 5 \times 10^{-12} (\frac{B}{1 \mu G}) \gamma^2$  keV. Nous en déduisons que pour produire un photon de 1 MeV dans un champ magnétique de  $5 \mu G$ , il faut un électron de  $\sim 100$  TeV. Les électrons de haute énergie peuvent expliquer l'émission observée en radio, optique et rayons X de certains objets comme les SNRs. Pour un spectre d'électrons suivant une loi de puissance en  $E^{-\Gamma}$ , nous pouvons montrer que le spectre de photons produit par rayonnement synchrotron suit une loi de puissance d'indice  $\alpha = \frac{\Gamma+1}{2}$ .

Ce mécanisme n'est pas un processus dominant pour le rayonnement  $\gamma$  de très haute énergie car pour produire un photon  $\gamma$  autour du TeV, l'électron doit avoir une énergie de l'ordre du EeV ce qui semble peu probable au regard du temps caractéristique de perte d'énergie par rayonnement synchrotron à ces énergies autour de 2 jours (Gaisser et al., 1998) :

$$t_{sync} \approx 1.3 \times 10^7 \left( \frac{E_e}{1 TeV} \right)^{-1} \left( \frac{B}{1 \mu G} \right)^{-2} \text{ans}$$

**Rayonnement Compton Inverse** Le processus de diffusion Compton inverse (IC) a lieu lorsqu'un photon de basse énergie du rayonnement ambiant diffuse sur un électron de très haute énergie. Le photon diffusé peut acquérir une fraction importante de l'énergie de l'électron. C'est donc l'un des processus leptoniques dominants responsable de la production de  $\gamma$  dans les sources astrophysiques. Les photons cibles pour cette interaction sont ceux du fond diffus cosmologique (CMB pour Cosmic Microwave Background) d'une énergie d'environ  $6.6 \times 10^{-4}$  eV ainsi que les photons infrarouges et optiques de l'émission Galactique et extra-galactique.

On distingue deux types de régime dans ce processus :

- Le régime de Thomson lorsque l'énergie du photon dans le référentiel du centre de masse est faible devant l'énergie de masse de l'électron :  $E_{ph} \ll 2m_e c^2$ . L'énergie du photon diffusé dépend à la fois de l'énergie du photon incident et de l'énergie de l'électron, elle est de l'ordre de  $\gamma^2 E_{ph}$  avec  $\gamma$  le facteur de Lorentz de l'électron. Dans ce régime la perte d'énergie d'un électron par émission Compton inverse dans un champ de photons isotrope est donnée par :

$$P_{IC} = \frac{4}{3} \sigma_T c U_{ph} \beta^2 \gamma^2$$

où  $\sigma_T$  est la section efficace de Thomson et  $U_{ph}$  la densité d'énergie des photons cibles.

- Le régime de Klein-Nishina où l'énergie du photon devient grande devant l'énergie de masse de l'électron  $E_{ph} \gg 2m_e c^2$ . Dans ce régime, la section efficace d'interaction est la section efficace de Klein-Nishina. Celle-ci décroît lorsque l'énergie du photon incident dans le référentiel de l'électron augmente (figure 2.6.a). Dans ce régime, l'énergie du photon incident est de l'ordre de  $\gamma m_e c^2$ .

Pour un électron d'énergie  $E_e$  et un champ de photon de densité d'énergie  $U_{ph}$ , le temps caractéristique de diffusion Compton inverse vaut :

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

À très haute énergie, l'émission Compton inverse est beaucoup moins efficace. L'énergie maximale des photons diffusés est limitée. Le spectre d'émission présente une coupure à haute énergie. Dans le régime de Thomson, la perte d'énergie par émission Compton inverse est similaire à celle de la perte d'énergie par rayonnement synchrotron. De la même manière, dans ce régime, pour une population d'électrons en loi de puissance d'indice spectral  $\Gamma$ , le spectre du rayonnement Compton inverse sera une loi de puissance d'indice spectral  $\frac{\Gamma+1}{2}$ .

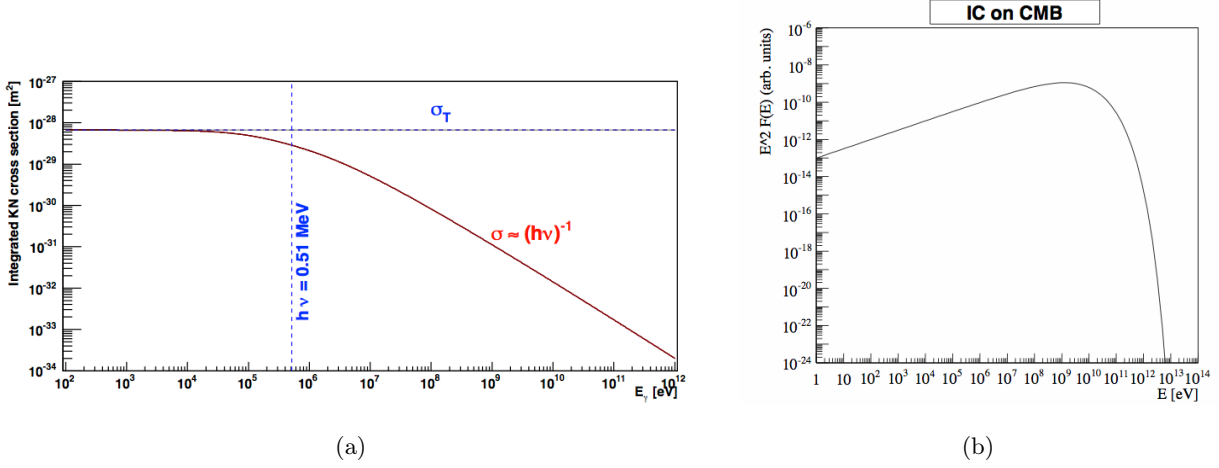


FIGURE 2.6 – (a) Section efficace d’interaction par processus Compton inverse intégré sur tous les angles d’incidence en fonction de l’énergie du photon incident dans le référentiel de l’électron. (b) Émission Compton inverse d’une population d’électrons suivant une loi de puissance d’indice 2 diffusant sur les photons du CMB. Images extraites de Laffon (2012).

**Rayonnement de freinage** Le rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung se manifeste lorsqu’une particule chargée interagit avec le champ coulombien d’un noyau ou d’un ion. En pratique, ce processus peut avoir lieu dans les nuages moléculaires où les électrons vont interagir avec la matière du nuage. L’émission est proportionnelle à l’énergie de l’électron ainsi qu’à la charge  $Z$  du noyau. Si la matière est constituée d’ions, leurs cortèges électroniques vont écranter la charge des noyaux et le processus sera moins efficace. Le Bremsstrahlung dépend donc du degré d’ionisation de la matière traversée.

Le MIS est partiellement ionisé. L’écrantage  $y$  est donc moins important que dans un milieu complètement ionisé. La perte d’énergie par rayonnement de freinage pour  $N$  espèces d’ions de densité  $n_i$  et de charge  $Z_i$  est donnée par (Rybicki & Lightman, 1979) :

$$P_{Brem} = \frac{e^6}{16\pi^3\epsilon_0^3 m^2 c^4 \hbar} \sum_i^N n_i Z_i (Z_i + 1) E \left[ \ln(2\gamma) - \frac{1}{3} \right]$$

Le temps caractéristique de perte d’énergie par Bremsstrahlung est :

$$t_{Brem} \approx 3.3 \times 10^7 \left( \frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \text{ans}$$

Le spectre d’émission est continu et nous retrouvons ce phénomène partout dans la Galaxie lorsqu’il y a une densité de cibles suffisamment importante. La perte d’énergie étant directement dépendante de l’énergie de l’électron, le spectre du rayonnement de freinage est également une loi de puissance d’indice spectral  $\Gamma$  pour une population d’électrons suivant une loi de puissance en  $E^{-\Gamma}$ .

Ces trois processus d’émission leptoniques sont efficaces dans différents domaines d’énergie. En-dessous de 10 GeV le principal mode de pertes énergétiques pour les électrons est le rayonnement de freinage. Au-delà, ce sont les effets Compton Inverse et Synchrotron qui deviennent dominants pour les pertes radiatives des électrons, notamment au TeV.

### 2.2.2 Processus hadronique

Les processus leptoniques concernant les interactions avec un champ magnétique ou la matière peuvent également avoir lieu avec des hadrons mais ces derniers étant beaucoup plus massifs, les émissions associées seront faibles.

La production de photons  $\gamma$  se fait lorsque des protons issus du rayonnement cosmique interagissent avec les protons du milieu interstellaire pour donner des pions, mésons et kaons. Les rayons cosmiques interagissent avec les protons des nuages moléculaires via une collision de 2 protons créant des pions  $\pi$  de désintégrant presque instantanément en photon  $\gamma$ . Kelner et al. (2006) ont déterminé une forme analytique simple pour la section efficace d'interaction pp à partir d'un fit de données numériques pour des énergies supérieures à quelques GeV :

$$\sigma_{pp} \approx 34.3 + 1.88 \ln(E_p/1 \text{ TeV}) + 0.25 \ln^2(E_p/1 \text{ TeV}) \text{ mb}$$

Le seuil de cette réaction pp est de 280 MeV environ. Autour de 2 GeV, la section efficace de production de  $\gamma$  par interaction proton-proton est d'environ 30 mb et augmente donc ensuite de manière logarithmique avec l'énergie. L'énergie moyenne emportée par les pions neutres est en moyenne autour de 17% de l'énergie du proton incident. Les photons emportent quasiment la moitié de l'énergie du pion neutre dont l'énergie de masse est de 135 MeV. Pour un proton d'énergie  $E_p$ , les photons ont une énergie moyenne  $\langle E_\gamma \rangle \approx 0.085 E_p$ .

Le spectre des photons  $\gamma$  issus de la désintégration du  $\pi$  produit lors de l'interaction pp peut être mis sous une forme analytique (Kelner et al., 2006) pour des énergies supérieures à 100 GeV (en-dessous certaines résonances lors des désintégrations interviennent qui ne sont pas prises en compte dans ce travail). Elle dépend de l'énergie du proton incident  $E_p$  ainsi que du rapport  $x = \frac{E_\gamma}{E_p}$  où  $E_\gamma$  est l'énergie du photon  $\gamma$  résultant de l'interaction. Le spectre des photons  $\gamma$  issus de l'interaction pp est représenté sur la figure 2.7 pour un proton d'une énergie de 50 TeV interagissant avec un nuage de matière. Le pic de photon  $\gamma$  se situe à une énergie 10 fois inférieure à celle du proton incident et une grande partie de l'énergie des  $\gamma$  est située dans la partie du spectre avec des énergies supérieures à  $10^{-3} E_p$ .

Le flux  $\gamma$  total produit par l'interaction pp est calculé en intégrant la section efficace d'interaction et la forme analytique  $F_\gamma(x, E_p)$  précédente de cette interaction avec le spectre différentiel de CRs,  $\frac{dN}{dE_p}$ , sur toutes les énergies des CRs simulés. En considérant une densité moyenne d'hydrogène  $n_H$  dans un volume  $V$ , le spectre d'émission  $\gamma$  est donné par :

$$\left. \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma}(r, t) \right|_{continue} = c \times (n_H \times V \times m_p) \int_{E_{min}}^{E_{max}} \sigma_{pp} \frac{dN}{dE_p}(r, t, E_p) F_\gamma(x, E_p) \frac{dE_p}{E_p} \text{ TeV}^{-1} \text{ s}^{-1} \quad (2.2)$$

avec  $m_p$  la masse du proton.

Le temps caractéristique de conversion d'énergie des protons en  $\gamma$  dans un milieu de densité  $n$  est (Aharonian, 2004) :

$$t_{pp} \approx 5 \times 10^{15} \left( \frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \text{ sec}$$

Le rayonnement cosmique étant composé à 99% de hadrons, les processus hadroniques sont les processus clés pour sonder l'accélération des rayons cosmiques en particulier pour étudier l'émission diffuse au TeV dans le GC comme nous le verrons au chapitre 4.



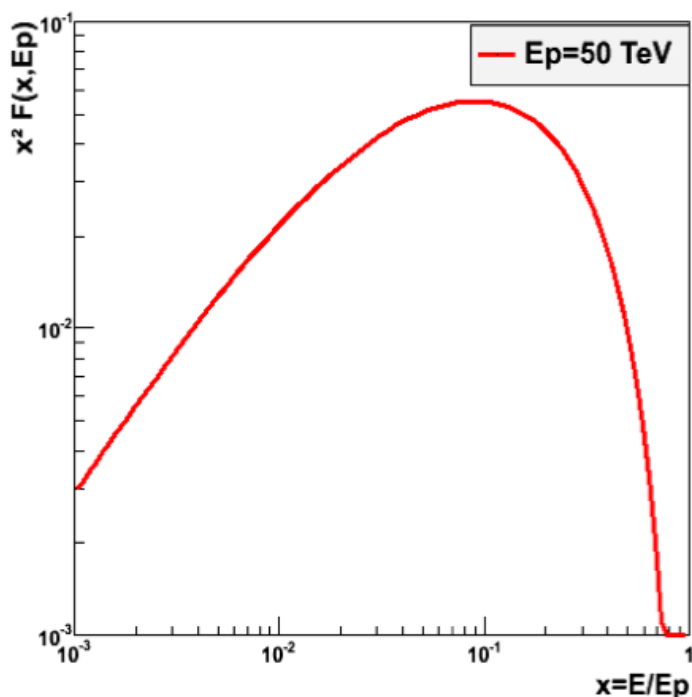


FIGURE 2.7 – Spectre des photons issus de la collision pp pour des protons incidents d’une énergie de 50 TeV sur un nuage de matière.

### 2.3 Accélération par les restes de Supernova

**Des candidats privilégiés** Depuis leur découverte par Baade & Zwicky (1934), les restes de supernova sont des candidats sérieux pour l’accélération des CRs. Cette hypothèse a été confirmée au fil du temps. De simples critères sur la taille et le champ magnétique ainsi que l’énergie qu’elles injectent et leur fréquence ont permis de faire de l’accélération des particules dans ces sources le paradigme de l’origine des CRs Galactiques pour les énergies inférieures à  $\sim (3 - 5) \times 10^{15}$  eV.

L’éjection des couches externes de l’étoile lors de son explosion en supernova forme une onde de choc sphérique se propageant dans le milieu interstellaire que l’on appelle le reste de supernova (SNR). L’accélération diffusive par onde de choc (DSA pour Diffusive Shock Acceleration) qui est la version plus moderne des mécanismes de Fermi évoqués précédemment est naturellement présente dans ces SNRs. Ce mécanisme permet d’expliquer très facilement un spectre en loi de puissance pour les particules accélérées similaire à celui observé pour les rayons cosmiques d’origine Galactique sur la figure 2.2. De plus, l’énergie cinétique qui est libérée lors de l’explosion d’une supernova est typiquement de l’ordre de  $10^{51}$  erg. La puissance requise pour renouveler le rayonnement cosmique au regard du temps de confinement des CRs dans la Galaxie est autour de  $1.5 \times 10^{41}$  erg s<sup>-1</sup> (Fields et al., 2001). Au vu du taux de SN dans la Galaxie (environ une tous les trente ans, Tammann et al., 1994),  $\sim 10\%$  de l’énergie cinétique libérée au moment de l’explosion est nécessaire pour maintenir la densité d’énergie des CRs Galactiques.

Même si ce sont des candidats privilégiés, le paradigme des SNRs isolées comme source du rayonnement cosmique Galactique est toujours débattu. Les différentes observations multi-longueurs d’ondes effectuées avec des instruments à haute et très haute énergie confirment la présence de particules accélérées dans ces SNRs. Au moins localement, les SNe participent à l’accélération des CRs.

**Des signatures observationnelles** Des revues détaillées des signatures observationnelles de l'accélération des particules par les SNRs peuvent être trouvées dans Helder et al. (2012) et Reynolds (2011). En plus des critères spectraux et énergétiques, les différentes analyses multi-longueurs d'onde que nous possédons mettent en évidence que les SNRs sont des sites d'accélération de particules. Les électrons énergétiques tournant autour des lignes de champ magnétique émettent une émission synchrotron (section 2.2.1). Autour de 300 SNRs sont observés actuellement en radio (Green, 2009) et indiquent la présence d'électrons au GeV. La découverte d'une émission synchrotron en rayon X de la supernova SN 1006 (Koyama et al., 1995) au niveau du front de choc a permis de montrer la présence d'électrons au TeV dans ces sources. Depuis 1995, le nombre de restes de supernova présentant une émission synchrotron en rayon X a augmenté de manière très rapide, certaines se révélant être aussi des sources brillantes au TeV comme RX J1713.7-3946 ou RX J0852.0-4622 (Helder et al., 2012, et références incluses). La meilleure résolution angulaire du satellite Chandra a permis de révéler des restes plus jeunes comme Tycho, Kepler ou Cas A (figure 2.8). Dans ces SNRs, l'émission X est concentrée dans des filaments très fins ce qui suggère une accélération récente des électrons (de la centaine d'années à quelques dizaines d'années). Les SNRs sont donc des objets accélérant activement les particules et non plus seulement des objets contenant des particules accélérées dans une phase plus ancienne. Depuis une dizaine d'année, une émission  $\gamma$  au GeV et au TeV est détectée en provenance des restes de supernova (Aharonian et al., 2004c; Abdo et al., 2010b; collaboration HESS, 2017) qui indiquent donc la présence de particules accélérées au GeV et au TeV dans ces chocs. L'observation récente avec le télescope du Fermi/LAT (Large Array Telescope)<sup>1</sup> d'une émission au GeV en provenance d'un nuage moléculaire au voisinage du SNR W44 a permis de favoriser un scénario hadronique. En effet l'absence de détection synchrotron en radio favorise un scénario où l'émission résulte de l'interaction des CRs avec la matière du nuage (Uchiyama et al., 2012). Au TeV, l'émission de nuages moléculaires proches du SNR W28 serait également expliquée par un scénario hadronique (Aharonian et al., 2008b). Ces observations mettent en évidence l'accélération et l'échappement de protons des SNRs.

**Évolution d'un reste de supernova** Lors de l'explosion d'une supernova, l'éjecta se propage dans le milieu entourant la source à des vitesses pouvant atteindre des dizaines de milliers de kilomètres par seconde. Ces éjecta emportant l'énergie cinétique de l'explosion créent une onde de choc se propageant dans le MIS avec des nombres de Mach très élevés.

On définit une supernova comme une explosion d'étoile mais nous en distinguons deux types principaux : celles de type II,  $I_b$  et  $I_c$  qui sont créés par des étoiles massives en fin de vie et celles de type  $I_a$  qui se produisent lorsqu'une naine blanche accrétant la matière d'un compagnon atteint la masse de Chandrasekhar ( $1.4 M_\odot$ ). Dans les deux cas un plasma chaud est éjecté avec des vitesses bien supérieures à celle du son dans le milieu interstellaire ce qui provoque une onde de choc. Le reste de supernova ainsi produit va évoluer en trois phases : la phase d'expansion libre, la phase adiabatique ou phase de Sedov-Taylor et la phase radiative. Lors de la phase d'expansion libre, la pression du gaz interstellaire est négligeable, les éjecta ne sont quasiment pas freinés et évoluent à une vitesse constante jusqu'à ce que la masse de la matière balayée soit égale à la masse de ces éjecta. Au bout d'un temps  $t_{Sedov}$ , la décélération s'accroît. Cette durée est dépendante des modèles d'expansion considérés et des conditions initiales d'explosion de la SNe (Cioffi et al., 1988; Truelove & McKee, 1999), en particulier son énergie cinétique  $E_{SN}$ , la masse de l'éjecta  $M_{ej}$  et la densité du milieu  $n_H$ . La rayon de la SNe étant proportionnel au temps depuis l'explosion dans cette

1. Le LAT est l'instrument principal à bord du Fermi Gamma-ray Space Telescope lancé en 2008 qui observe le ciel entre 20 MeV et 300 GeV (Atwood et al., 2009).

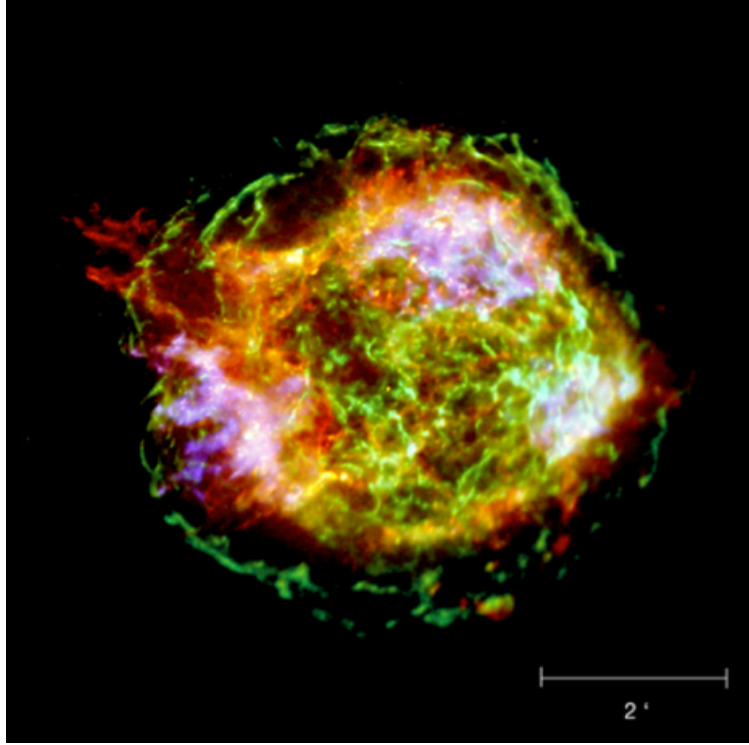


FIGURE 2.8 – Image Chandra en Rayon X du SNR Cas A où est représentée en vert l'émission synchrotron. Notons la présence de croissants extrêmement fins au niveau du front de choc. Crédits : Vink (2006).

première phase, nous estimons :

$$t_{\text{sedov}} \approx 417 \left( \frac{M_{\text{ej}}}{1 M_{\odot}} \right)^{5/6} \left( \frac{E_{\text{SN}}}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{-1/2} \left( \frac{n_{\text{H}}}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/3} \text{ ans} \quad (2.3)$$

A ce moment-là, une onde de choc en retour va traverser l'enveloppe et chauffer le gaz à très haute température. À partir de là, l'expansion va être contrôlée par la pression thermique du gaz chaud. Cette phase où le refroidissement est dû uniquement à l'expansion dure entre quelques milliers d'années et quelques dizaines de milliers d'années en fonction des conditions du milieu dans lequel se trouve le SNR. L'évolution est bien décrite par la solution auto-similaire de Taylor-Sedov où le rayon du choc et sa vitesse évoluent en loi de puissance avec le temps :  $R_{\text{choc}} \propto t^{2/5}$  et  $v_{\text{choc}} \propto t^{-3/5}$  (Longair, 2011). A partir du moment où l'âge du reste de supernova devient égal au temps de pertes des particules par émission radiative, nous entrons dans la phase radiative et une coquille dense et froide se forme peu à peu après recombinaison des électrons et des ions. L'accélération de particules se produit lors des deux premières phases via l'accélération diffusive par onde de choc. Pendant la phase radiative, la contribution aux CRs Galactique sera faible puisque la vitesse du choc est faible et qu'une fraction importante de l'énergie est perdue sous forme radiative. Plusieurs modèles prédisent d'ailleurs un échappement des particules les plus énergétiques avant le passage en phase radiative.

**Énergie maximale** L'énergie maximale que peuvent atteindre les particules accélérées au niveau du choc des SNRs dépend principalement de trois critères : le temps d'accélération qui est limité par l'âge du vestige, l'échappement des particules qui dépend de la taille et les pertes radiatives. Cette énergie maximale dépend donc très fortement de la valeur du coefficient de diffusion et en

particulier du spectre de turbulences du champ magnétique. S'il est faible, les particules restent confinées au choc et peuvent à nouveau être accélérées à la traversée du choc. S'il est important, elles s'échapperont plus vite. En se plaçant dans la limite du régime de Bohm où le coefficient de diffusion dépend linéairement de l'énergie et favorise le confinement des particules au choc, Lagage & Cesarsky (1983) ont déterminé une limite à l'énergie maximum d'accélération des particules autour de  $10^{14}$  eV. Cette valeur est estimée en considérant des valeurs du champ magnétique proche de celle du MIS (quelques  $\mu\text{G}$ ). L'observation de croissants extrêmement fins dans le domaine des rayons X dans ces SNRs, comme sur la figure 2.8, dont l'épaisseur serait limitée par les pertes synchrotron des électrons les plus énergétiques, ont permis d'identifier depuis longtemps la présence d'un champ magnétique beaucoup plus fort. La variabilité temporelle de l'émission non thermique dans le SNR RXJ1713.7-3946 (Uchiyama et al., 2007) a été considérée comme la signature du fait que le champ magnétique est localement amplifié par les effets non linéaires dans l'accélération diffusive par onde de choc (Ellison et al., 2006). A titre d'exemple des valeurs situées entre 250 et 800  $\mu\text{G}$  ont été déterminées pour Cas A, Kelpler ou Tycho (Helder et al., 2012, et références incluses). Le fait que le champ B détermine en grande partie l'énergie maximale des particules qu'un choc peut produire implique que l'amplification magnétique est un phénomène critique pour savoir si les SNRs peuvent produire des CRs au genou et au-delà. Des énergies de l'ordre du PeV peuvent être atteintes grâce à cette amplification du champ dans le SNR (Parizot et al., 2006). Toutefois, les énergies de l'ordre du genou (3-5 PeV) semblent difficilement atteignables par ces sources (Bell et al., 2013; Parizot et al., 2006).

Des phénomènes d'accélération collectifs, par exemple dans les superbulles (cavités chaudes de plusieurs millions de degrés et très étendues formées par les vents et les explosions d'étoiles massives de type spectral OB) pourraient aussi être une possibilité pour atteindre des énergies bien supérieures à celle du genou (Casse et al., 2002; Parizot et al., 2004; Bykov, 2014). Dans ces objets, un autre mode d'accélération que l'accélération diffusive par onde de choc serait impliqué et pourrait également produire un spectre en loi de puissance. Il s'agirait d'une accélération turbulente, rendue possible par les interactions des vents d'étoiles massives et des chocs dans la cavité, maintenant un haut niveau de turbulences et d'inhomogénéités magnétiques. Les particules accélérées pourraient atteindre des énergies de l'ordre de 100 PeV puisque les contraintes liées aux SNRs isolées sont bien plus faibles dans ces objets en raison de leur grande taille (plusieurs centaines de parsec de rayon) et de leur temps de vie beaucoup plus long ( $10^7$  ans).

## 2.4 Propagation et diffusion des rayons cosmiques dans la Galaxie

Lorsque nous nous intéressons au transport des rayons cosmiques dans la Galaxie, afin de poser des contraintes sur leur propagation, différentes observations sont utilisées, en particulier sur leur composition. Il est nécessaire de modéliser le transport des noyaux plus lourds. Une équation de transport complexe doit alors être considérée, prenant en compte les pertes et les gains d'énergies via les différents processus d'interaction avec le MIS, ainsi que les mécanismes de spallation et de désintégration des noyaux évoqués dans la section 2.2. Une revue détaillée sur les contraintes et les modèles de propagation des CRs dans la Galaxie est présentée par Strong et al. (2007).

Dans ce cadre, pour chaque noyau  $i$ , il faut résoudre :

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = Q_i + D\Delta N_i + \frac{\partial}{\partial E}(b_i(E)N_i) + (-nv\sigma_i N_i + \sum_{j>i} nv\sigma_{ij}n_j) - \frac{N_i}{\tau_{desintegration,i}} \quad (2.4)$$

avec  $N_i$  la densité du noyau  $i$  où :

- Le premier terme du membre de droite correspond à l'injection locale de particules par les sources astrophysiques,
- Le second terme représente la diffusion spatiale avec  $D$  le coefficient de diffusion considéré indépendant du type de noyaux,
- Le troisième terme caractérise les pertes en énergie en particulier les pertes par ionisation de telle sorte que la variation en énergie de la particule par unité de temps s'écrit  $dE/dt = -b_i(E)$ ,
- Le cinquième terme correspond au processus de spallation :  $n$  correspond à la densité du milieu interstellaire dans lequel les noyaux des CRs se propagent,  $\sigma_i$  est la section efficace inélastique d'un noyau  $i$  avec un atome du gaz interstellaire et  $\sigma_{ij}$  est la section efficace de production d'un noyau  $i$  à partir d'un noyau  $j$  plus lourd,
- Le sixième terme décrit la décroissance radioactive.

Dans notre étude de l'émission  $\gamma$  diffuse au TeV détectée avec H.E.S.S. au GC, nous étudions uniquement l'interaction des protons de très hautes énergie avec la matière du MIS. Afin de modéliser la propagation des CRs dans les 100 pc centraux, nous nous plaçons dans une approche uniquement diffusive et nous pouvons négliger les pertes d'énergies des protons sur ces distances en raison des échelles temporelles de propagation mises en jeu. Dans la partie suivante, nous présentons le mécanisme de diffusion des CRs dans les champs magnétiques puis nous détaillons les solutions analytiques de l'équation de diffusion très simplifiée, en considérant uniquement les protons. Enfin nous exposons différentes estimations du coefficient de diffusion dans la Galaxie, obtenues avec plusieurs modèles de transport des différentes particules composant le rayonnement cosmique.

### 2.4.1 Diffusion

Les CRs étant des particules chargées, elles vont se déplacer en suivant les lignes de champ magnétique dans le milieu interstellaire. Dans le cas d'un champ magnétique uniforme, les particules décrivent un mouvement hélicoïdal autour des lignes de champ. Le rayon caractéristique de ce mouvement est appelé rayon de giration et peut s'écrire :

$$r_g = \frac{\gamma m v_{\perp}}{qB}$$

où  $v_{\perp}$  est la vitesse transverse des particules par rapport aux lignes de champ magnétique  $B$ ,  $m$  est la masse de la particule au repos,  $q$  sa charge et  $\gamma$  son facteur de Lorentz.

Nous utilisons souvent la notion de rigidité magnétique  $R$  permettant de quantifier l'effet d'un champ magnétique sur le mouvement d'une particule chargée :

$$R = B \times r_g = \frac{pc}{q}$$

où  $p$  est l'impulsion de la particule dans la direction perpendiculaire au champ. Une particule avec une grande impulsion sera plus difficilement déviée sous l'action d'un champ magnétique.

Les turbulences du champ magnétique dans le milieu interstellaire vont permettre aux particules de diffuser. En effet, le couplage entre l'onde magnétique créée par ces turbulences de longueur d'onde  $\lambda$  et la particule est maximal lorsque  $\lambda$  est du même ordre de grandeur que le rayon de giration des particules. Si  $r_g \gg \lambda$ , la particule est peu sensible aux perturbations créées par l'onde et n'est sensible qu'au champ magnétique moyen. De même si  $r_g \ll \lambda$ , la particule suit les lignes de champ. Par contre, si  $r_g \sim \lambda$ , la particule entre en résonance avec la perturbation et suit alors une marche

aléatoire caractérisée par un libre parcours moyen,  $r_{lpm}$ , qui est la distance typique parcourue par la particule avant d'être rétro-diffusée (Ptuskin, 2005) :

$$r_{lpm} = r_g \left( \frac{\delta B_{res}}{B} \right)^{-2}$$

où  $\delta B_{res}$  est l'amplitude de la perturbation magnétique de longueur d'onde  $\lambda \sim r_g$  (figure 4.1.2). Le spectre de turbulences du champ magnétique dans le milieu interstellaire est très large. Toutes les particules chargées de haute énergie constituant le rayonnement cosmique vont diffuser.

Nous définissons le coefficient de diffusion  $D$  caractérisant cette marche aléatoire comme :

$$D = \frac{1}{3} r_{lpm} v$$

où  $v$  est la vitesse de la particule.

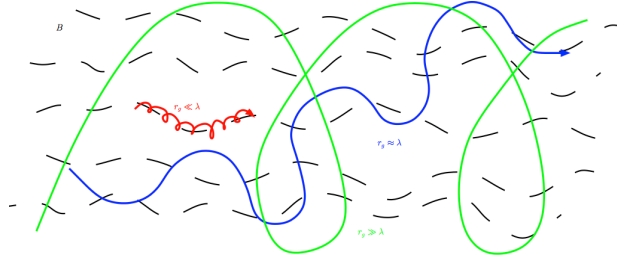


FIGURE 2.9 – Propagation d'une particule chargée le long des lignes de champ magnétique de longueur d'onde  $\lambda$  pour une particule de rayon de giration  $r_g \gg \lambda$  (vert),  $r_g \ll \lambda$  (rouge) et  $r_g \sim \lambda$  (bleu).

L'approche couramment utilisée est de considérer que le coefficient de diffusion des CRs dans le MIS,  $D$ , suit une loi de puissance avec l'énergie d'indice  $\delta$  :  $D = D_0 E_p^\delta$  dont la valeur usuelle est  $D_0 \sim 10^{28} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  pour un proton de 10 GeV (Berezinskii et al., 1990). Cependant, comme nous le verrons plus loin dans la section 2.4.3, cette valeur dépend fortement des modèles de propagation des CRs ainsi que de l'intensité et de la structure des turbulences du champ magnétique. L'indice spectral suit le spectre de puissance des turbulences du champ magnétique. Les principaux régimes de turbulence sont le régime de Bohm ( $\delta = 1$ ), le régime de Kolmogorov ( $\delta = 1/3$ ) et le régime de Kraichnan ( $\delta = 0.5$ ).

Le régime limite de Bohm dans les milieux turbulents est utilisé très souvent en astrophysique. Il correspond à un confinement maximum. Le libre parcours moyen est égal au rayon de giration et  $D_{Bohm} = E_p/3qB$  pour des particules ultra-relativistes. Cependant, il n'est valide que dans des milieux complètement turbulents et pour une gamme d'impulsion relativement faible et limitée (Casse et al., 2002). Ce régime limite doit donc être utilisé avec précaution.

## 2.4.2 Équation de transport dans le cas diffusif

**Approximation diffusif** Pour des temps longs, l'interaction des particules chargées avec les inhomogénéités du champ magnétique entraîne leur isotropisation. Soit  $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$  la fonction de distribution des CRs dans l'espace des phases, nous pouvons alors appliquer l'approximation diffusif :  $f(\vec{r}, \vec{p}, t) dp = 4\pi p^2 dp f(\vec{r}, p, t)$ . Le coefficient  $D$  (supposé isotrope) permet de relier le vecteur courant de particules  $\vec{J}$  au gradient spatial de la densité des CRs :

$$\vec{J} = -D \vec{\nabla} f$$

Dans cette partie nous nous intéressons à la modélisation de la propagation des protons qui est décrite par l'équation de transport simplifiée suivante en considérant une diffusion isotrope et pour un temps de propagation inférieur aux pertes d'énergie des protons (Berezinskii et al., 1990; Aharonian, 2004) :

$$\frac{Df}{Dt} + \vec{\nabla} \vec{J} = \frac{\partial f}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla})f + \vec{\nabla} \vec{J} = Q \quad (2.5)$$

où  $Q$  est le terme source d'injection des CRs,  $\vec{\nabla} \vec{J}$  est le terme lié à la diffusion spatiale et  $(\vec{u} \cdot \vec{\nabla})f$  le terme lié à la convection.

Au regard des valeurs typiques du coefficient de diffusion dans le milieu interstellaire (section 2.4.3), la convection est négligeable devant la diffusion pour la propagation des CRs de haute énergie étudiés ici. La propagation générale des CRs dans le milieu interstellaire est donc décrite par la simple équation de diffusion suivante :

$$\frac{\partial f}{\partial t} - D\Delta f = Q \quad (2.6)$$

Le spectre des CRs à un instant  $t$  après l'injection et à une distance donnée de la source d'injection dépend du spectre d'injection de la source, de la forme du coefficient de diffusion ainsi que des pertes d'énergie des protons. En imposant des conditions aux limites précises, les solutions de cette équation sont analytiques.

**Source impulsive** Pour trouver la fonction de distribution des protons émis par la source à un instant  $t$  et une distance  $r$  de la source d'émission, nous utilisons la fonction de Green à 3D, solution de l'équation de diffusion précédente sans terme source en supposant nulle la densité de rayons cosmiques à l'infini et pour un temps  $t$  après l'émission bien plus faible que le temps d'énergie caractéristique de perte d'énergie pour l'interaction pp :

$$G(r, t) = \frac{1}{(4\pi Dt)^{\frac{3}{2}}} \exp\left(-\frac{r^2}{4Dt}\right)$$

Au bout d'un temps  $t$  les particules ont diffusé sur une échelle caractéristique  $x = 2\sqrt{Dt}$ .

Le spectre d'injection initial des CRs est supposé être une loi de puissance, il s'écrit donc en utilisant les fonctions  $\delta$  de Dirac, sous la forme :

$$Q(\vec{r}, t) = N_0 E_p^{-a} \delta(\vec{r}) \delta(t)$$

Pour une source d'émission supposée instantanée, le spectre différentiel final des CRs à une distance  $r$  de la source et à un temps d'observation  $t$  pour un proton d'énergie  $E_p$  sera donc obtenu en convoluant la fonction de Green précédente par le terme source  $Q$  de l'équation de diffusion (équation 2.5) :

$$\left. \frac{dN}{dE_p}(r, t, E_p) \right|_{\text{instantanée}} = \frac{N_0 E_p^{-a}}{(4\pi Dt)^{\frac{3}{2}}} \exp\left(\frac{-r^2}{4Dt}\right) \text{TeV}^{-1} \text{m}^{-3} \quad (2.7)$$

**Source continue** Pour une source injectant des CRs de manière continue entre les instants  $t_1$  et  $t_2$ , le terme source  $Q(r, t)$  se réécrit en utilisant la fonction de Heaviside :

$$Q(\vec{r}, t) = \dot{N}_0 E_p^{-a} \delta(\vec{r}) H(t - t_1) H(t_2 - t)$$

Le spectre différentiel s'obtient en intégrant le spectre différentiel d'une source instantanée (équation 2.7) entre les instant  $t_1$  et  $t_2$  :

$$\left. \frac{dN}{dE}(r, t, E_p) \right|_{continue} = \int_{t_1}^{t_2} \left. \frac{dN}{dE_p}(r, t - t') \right|_{instantane} dt'$$

En utilisant la fonction complémentaire de la fonction erreur,  $erfc$ , nous obtenons :

$$\rightarrow \left. \frac{dN}{dE}(r, t, E_p) \right|_{continue} = \sqrt{\pi} \frac{A}{\sqrt{B}} * \left[ erfc\left(\frac{\sqrt{B}}{t - t_2}\right) - erfc\left(\frac{\sqrt{B}}{t - t_1}\right) \right] \text{TeV}^{-1} \text{m}^{-3} \quad (2.8)$$

avec  $A = \frac{N_0 E_p^{-a}}{4\pi D^{\frac{3}{2}}}$  et  $B = \frac{r^2}{4D}$ .

**Source stationnaire** Si l'on considère une source qui injecte des CRs depuis un temps  $\infty$  c'est-à-dire  $t_1 \rightarrow \infty$  et que l'on observe au temps  $t_2$  ( $t = t_2$ ), nous obtenons une solution stationnaire pour la source d'injection :

$$\left. \frac{dN}{dE}(r, t, E_p) \right|_{continue} = \frac{\dot{N}_0 E_p^{-a}}{4\pi D r} \text{TeV}^{-1} \text{m}^{-3} \quad (2.9)$$

Pour modéliser l'injection de CRs au GC dans le chapitre 4 par différents types de sources, nous utiliserons ces deux types de solution. Pour ces deux solutions nous pouvons voir, comme déjà mentionné précédemment, que le spectre d'injection est modulé par la diffusion. Le spectre que nous détectons présente donc un indice en  $a + \delta$  pour une source stationnaire et en  $a + 3/2\delta$  pour une injection instantanée. C'est cette modulation qui permettra de contraindre en autre, à partir du spectre détecté sur Terre, les paramètres liés à la propagation des CRs dans la Galaxie.

### 2.4.3 Quelles valeurs pour le coefficient de diffusion dans la Galaxie ?

Afin de poser des contraintes sur le transport des particules dans la Galaxie et en particulier sur la valeur du coefficient de diffusion, il est nécessaire de prendre en compte la présence de noyaux plus lourds (équation 2.4) pour pouvoir utiliser plusieurs types d'observations, en particulier sur leur composition. Une discussion détaillée sur la résolution analytique de cette équation pour différents modèles simplifiés est donnée dans Berezhinskii et al. (1990). En comparant à toutes les données disponibles que nous possédons sur les CRs et en se plaçant dans des conditions où la résolution de l'équation 2.4 est simplifiée, il est possible de poser des contraintes sur les coefficients de transport des rayons cosmiques (coefficient de diffusion et vitesse de convection), la propriétés des sources d'injection (puissance totale, spectre en énergie) ainsi que sur la taille de confinement des CRs dans la Galaxie.



**Les abondances mesurées comme contrainte principale** Les différentes abondances des particules composant le rayonnement cosmique et en particulier l'abondance des noyaux de spallation permettent d'obtenir des informations sur la quantité de matière traversée ou le temps moyen passé par les particules dans la Galaxie mais elles permettent également de poser des contraintes sur la propagation de ces particules. La simple observation dans la composition d'éléments rares dans l'environnement solaire comme le bore (figure 2.3) souligne l'importance de la propagation et des interactions avec les particules du MIS. Le rapport B/C (bore sur carbone) permet de mesurer directement la quantité de matière traversée dans le milieu interstellaire par les CRs. En effet le carbone est majoritairement produit et accéléré dans les sources astrophysiques alors que le bore est uniquement produit lors de la collision de noyaux plus lourds comme le carbone ou l'oxygène avec les noyaux du MIS. Dans le cadre des modèles de propagation diffusive, ce rapport peut permettre de contraindre le coefficient de diffusion. Pour des rigidités très élevées, le rapport est proportionnel à  $1/D$  où  $D$  est le coefficient de diffusion ( $D = D_o(\frac{E_p}{10 \text{ GeV}})^\delta$ ). Récemment, avec des données collectées entre 2011 et 2016 mesurant ce rapport, la collaboration AMS (Alpha Magnetic Spectrometer) a annoncé que le rapport à haute rigidité mesuré était compatible avec un spectre de Kolmogorov pour les turbulences du champ magnétique c'est-à-dire  $\delta = 1/3$  (Aguilar et al., 2016).

**La boîte qui fuit** Dans un certain sens, ce modèle de boîte percée revient à considérer une version extrêmement simplifiée du modèle de diffusion. Si la diffusion se produit très rapidement, la densité de CRs dans toute la Galaxie est constante. La Galaxie est considérée comme une boîte dans laquelle le rayonnement cosmique est isotrope et homogène. Un terme d'échappement indépendant de la position est pris en compte représentant la probabilité de sortir du milieu (donc de la boîte) par unité de temps et d'un terme source pour l'injection des CRs. La distribution de gaz et le champ de rayonnement sont considérés comme uniforme. Tout phénomène diffusif est négligé. En se plaçant dans un cas stationnaire ( $\frac{\partial N_i}{\partial t} = 0$ ) et en négligeant les pertes d'énergie autre que les pertes liées à la spallation, ce modèle très simple et peu réaliste a donné de bon résultats sur les abondances observées pour certaines espèces stables comme les rapports bore sur carbone, azote sur oxygène et carbone sur oxygène (Swordy et al., 1990). Celles-ci étaient expliquées par une unique fonction  $\tau_{\text{échappement}}$  ajustée sur les données. Cependant il est mis en défaut sur plusieurs points. Les abondances relatives d'éléments radioactifs secondaires indiquent un temps de confinement bien plus élevé que celui prédit par le modèle de la boîte percée, permettant d'affirmer que les noyaux ne diffusent pas uniquement dans le disque Galactique mais également dans le Halo. Aucune modélisation de la propagation n'est prise en compte puisque la densité de CRs est considérée homogène dans la boîte. Or pour contraindre les paramètres de propagation des CRs dans la Galaxie, un terme de diffusion doit être pris en compte puisque le spectre d'injection va être modulé par les temps de résidence des CRs dans la boîte. Des modèles permettant de relier les paramètres de propagation ainsi que la géométrie de la Galaxie ont du être développés.

**Modèle avec halo** Un modèle un peu plus sophistiqué présenté dans Berezhinskii et al. (1990) permet de prendre en compte une géométrie simple de la Galaxie en utilisant des équations de diffusion simplifiées. L'idée de ce modèle est schématisée sur la figure 2.11.a. La propagation des CRs est calculée dans deux régions : le disque et le halo. Le système est un cylindre de rayon  $R$  égal à 15 kpc. Les sources de rayons cosmiques sont réparties dans la partie interne du disque avec une épaisseur caractéristique de l'ordre de  $h = 300$  pc. La densité de gaz dans le disque est située autour de  $1 \text{ cm}^{-3}$  et elle est bien plus faible dans les régions externes. Le modèle se place dans un cas stationnaire et les coefficients de diffusion sont isotropes pour le halo et le disque (respectivement  $D_h$  et  $D_g$ ). Le modèle suppose une distribution radiale de sources dans le disque, suivant celles des

supernovae. Les conditions aux limites imposent une densité nulle de CRs au bord du disque et du halo. En comparant le rapport d'abondance du béryllium et du bore observé par rapport à celui prédit par ce modèle, des contraintes sur la diffusion des CRs dans la Galaxie sont obtenues. Sur la figure 2.11.b, sont représentés les résultats numériques des coefficients de diffusion dans le disque et dans le halo pour différentes tailles du halo. Une valeur couramment utilisée pour le coefficient de diffusion à 10 GeV dans le MIS est de l'ordre de  $D_0 = 10^{28} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ .

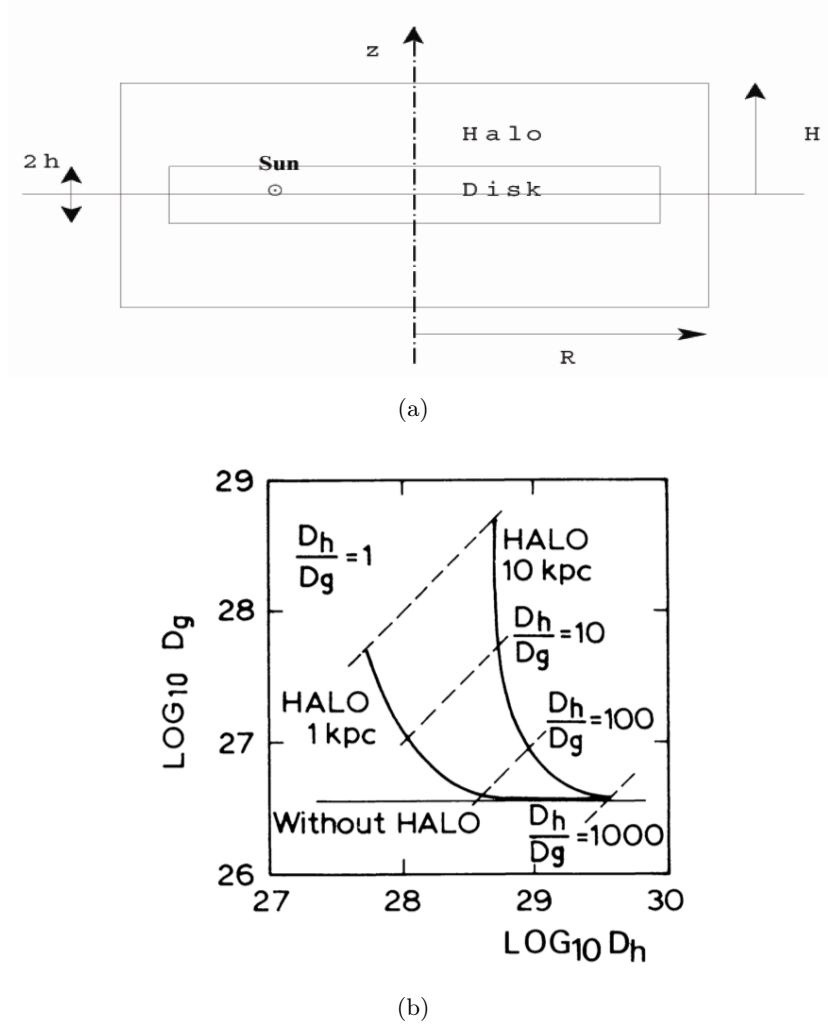


FIGURE 2.10 – (a) Représentation schématique de la région modélisée pour la propagation des rayons cosmiques dans le cadre d'un modèle avec halo dans la Galaxie. Crédits :Ptuskin (2005) (b) Résultats des calculs numériques des coefficients de diffusion dans le halo  $D_h$  et dans le disque  $D_g$  fondés sur des modèle simples de propagation des CRs dans les deux régions de la figure (a) à partir des rapports d'abondance des noyaux secondaires du béryllium et du bore. Les lignes continues correspondent à une dimension fixe du halo et les lignes en pointillées à un rapport  $D_h/D_g$  fixé. Crédits : Ginzburg et al. (1980)

**Des approches numériques** De nos jours, nous utilisons des approches purement numériques comme GALPROP (Moskalenko & GALPROP Team, 2013) ou DRAGON (Evoli et al., 2017, 2016) pour étudier la propagation des CRs à 3D dans la Galaxie. Ces approches permettent de dépasser les limitations des modèles analytiques et semi-analytiques en tirant avantage des capacités de calcul

aujourd'hui disponibles. La propagation des CRs est étudiée de manière beaucoup plus fine en comparant à une grande diversité d'observations devenues plus précises, incluant les abondances des différents noyaux, des électrons, des positrons, mais aussi du rayonnement  $\gamma$  et synchrotron. Ces deux codes, par exemple, résolvent numériquement des équations de transport plus élaborées que l'équation 2.4 pour une distribution de sources donnée et des conditions aux limites spécifiques pour toutes les espèces composant les CRs. En plus de la diffusion, ils prennent en compte :

- la convection par des vents Galactiques : important en particulier pour les CRs de basse énergie pour lesquels la diffusion est moins efficace,
- la réaccélération diffusive dans le milieu interstellaire créant une diffusion supplémentaire stochastique sur les turbulences des ondes magnétohydrodynamiques.
- les pertes d'énergies par ionisation ou par les différents processus radiatifs (synchrotron, Bremsstrahlung, inverse compton, interaction proton-proton),
- la spallation nucléaire et les désintégrations radioactives.

Les estimations du coefficient de diffusion obtenues par ces deux codes numériques sont déjà réparties sur une gamme assez large dépendant de toutes les suppositions relatives au transport dans la Galaxie. En utilisant GALPROP et une analyse bayésienne pour la comparaison avec les observations du rayonnement cosmique, Trotta et al. (2011) trouvent leur meilleur ajustement pour  $D_0 = 6.6 \times 10^{28} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$  à 10 GeV et un spectre de turbulence  $\delta = 0.3$ . Notons que des améliorations récentes, dans DRAGON par exemple, permettent de tenir compte d'un coefficient de diffusion anisotrope ainsi qu'une distribution de sources d'injection plus réaliste tenant compte de leur concentration dans les bras spiraux de la Galaxie. À partir de cette nouvelle distribution de sources, Gaggero et al. (2014) estiment les valeurs du coefficient de diffusion à 10 GeV et de sa dépendance avec l'énergie pour trois modèles caractérisés par différents régimes d'instabilités magnétiques déterminant l'intensité de la re-accélération :  $D_0 = 4.8 \times 10^{28} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$  et  $\delta = 0.5$  sans re-accélération,  $D_0 = 5.2 \times 10^{28} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$  et  $\delta = 0.42$  avec une faible re-accélération et  $D_0 = 6.89 \times 10^{28} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$  et  $\delta = 0.33$  avec une forte re-accélération. Une dépendance spatiale du coefficient de diffusion est ajoutée dans ce modèle qui décroît exponentiellement avec la latitude Galactique sur une échelle caractéristique de 4 kpc déterminée avec le rapport  ${}^9\text{Be}/{}^{10}\text{Be}$ . Avec ces modèles numériques beaucoup plus précis et les nombreuses contraintes observationnelles supplémentaires, les valeurs estimées pour le coefficient de diffusion sont plus élevées que celles obtenues avec le modèle du halo (Berezinskii et al., 1990) mais restent, compte tenu des incertitudes, dans le même ordre de grandeur. De plus ces valeurs sont estimées pour un champ magnétique Galactique autour de quelques  $\mu\text{G}$ , mais le coefficient présentant une dépendance avec la valeur du champ magnétique  $D \propto B^{-\delta}$ , une valeur plus importante du champ impliquera un coefficient moins élevé.

En utilisant les données du Fermi/LAT et en particulier le spectre de l'émission  $\gamma$  à différentes distances radiales du centre Galactique, Acero et al. (2016) ont récemment montré que le spectre des CRs associés était plus dur dans les parties internes de la Galaxie que dans les parties externes. Gaggero et al. (2015) ont également mis en évidence ce durcissement dans le spectre de proton, en supposant que toute l'émission  $\gamma$  était hadronique et uniquement due à l'interaction des CRs avec le gaz interstellaire. Le transport des CRs modélisé par GALPROP ne peut pas prédire ces variations spectrales à travers la Galaxie puisqu'ils supposent une diffusion uniforme et une distribution uniforme du spectre d'injection des CRs. De plus ces modèles ont tendance à sous-estimer l'émission en  $\gamma$  à haute énergie en particulier dans les régions du plan Galactique. Le terme de diffusion décrit au niveau macroscopique l'interaction entre les CRs et les turbulences magnétohydrodynamiques. Dans le cadre d'une théorie quasi-linéaire considérant que la composante régulière du champ magnétique est dominante sur la composante turbulente, le coefficient de diffusion suit une loi de puissance avec l'énergie et  $\delta$  est relié au régime de turbulences. En se fondant sur une théorie non linéaire et

des simulations magnétohydrodynamiques avancées, des études ont montré des déviations à cette simple loi de puissance dans différentes régions de la Galaxie (Yan & Lazarian, 2008; Evoli & Yan, 2014). Au vu de ces différentes observations et afin de mieux reproduire les données obtenues en  $\gamma$  avec le Fermi/LAT, Gaggero et al. (2015) proposent avec DRAGON un modèle où les propriétés de diffusion des CRs à travers la Galaxie varient. Pour ce faire, l'indice de la loi de puissance  $\delta$  que suit le coefficient de diffusion dépend linéairement de la distance au centre Galactique,  $R$ , et décroît vers le centre :  $\delta(R) = aR + b$ . Cette dépendance permet d'expliquer un spectre de CRs plus dur vers le centre et le déficit d'émission prédit par les modèles uniformes. Ils considèrent également une convection par les vents Galactiques dépendant de la position et pouvant jouer un rôle très important pour les CRs de faible rigidité. Leur meilleur ajustement donne  $a = 0.035 \text{ kpc}^{-1}$  et  $b = 0.021$ . À une distance de 100 pc du GC, nous pouvons donc estimer un coefficient de diffusion à 10 GeV  $D_0 = 2.9 \times 10^{28} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$  et  $\delta = 0.21$ . A 10 kpc, nous trouvons  $D_0 = 3.1 \times 10^{28} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$  et  $\delta = 0.28$ .

**Des estimations sur plusieurs ordres de grandeurs** Sur la figure 2.11 sont représentées les différentes valeurs du coefficient de diffusion ( $D_0$ ) ainsi que sa dépendance avec l'énergie ( $\delta$ ) pour des modèles de propagation utilisant différentes contraintes observationnelles pour contraindre les paramètres de propagation. Les estimations de ce coefficient varient sur plus de deux ordres de grandeurs. L'extrapolation de cette valeur à plus haute énergie reste incertaine et dépend du spectre de turbulence considéré. De plus, ces différentes estimations du coefficient de diffusion restent des mesures locales.

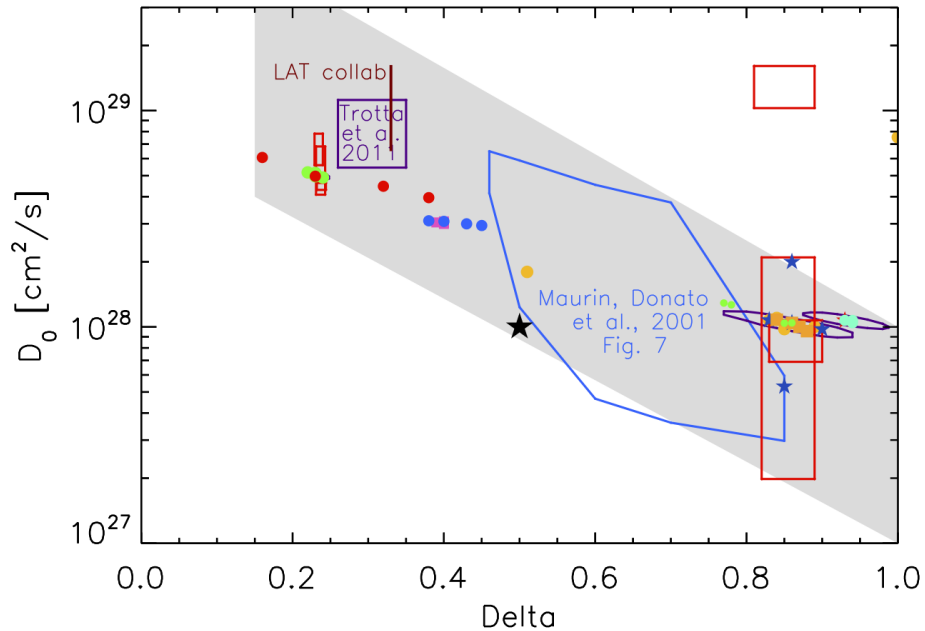


FIGURE 2.11 – Différentes estimations du coefficient de diffusion dans la Galaxie à 10 GeV ( $D_0$  sur l'axe verticale) et de sa dépendance avec l'énergie ( $\delta$  sur l'axe horizontal). Schéma réalisé par Lara Nava.

## 2.5 Perspectives pour l'injection et la propagation des CRs de très haute énergie au centre Galactique

Depuis leur découverte, l'accélération des CRs par les SNRs est devenue le paradigme pour l'accélération des rayons cosmiques mais elle est aujourd'hui toujours débattue. Il semble notamment difficile de trouver un mécanisme permettant d'accélérer les CRs jusqu'aux énergies du genou. Les différentes observations multi-longueurs d'onde nous montrent que l'accélération de particules dans les SNRs jusqu'à des dizaines de TeV est possible au niveau de l'onde de choc se propageant dans le milieu interstellaire. Au vu du nombre et du taux de SNe détectées au centre de notre Galaxie, et par conséquent de l'énergie d'injection disponible, les SNRs vont jouer un rôle majeur dans l'accélération des CRs au centre de la Galaxie sur lequel nous reviendrons au chapitre 4.

Nous avons vu qu'en négligeant la perte d'énergie des protons au cours de leur diffusion au GC, ce qui est possible sur des dimensions spatiales limitées comme le centre Galactique, et avec des conditions aux limites simples, des solutions analytiques existent à l'équation de diffusion. Dans le chapitre 4, nous proposerons une modélisation de l'injection et de la diffusion des protons dans la région des 100 pc centraux de notre Galaxie afin de modéliser l'émission  $\gamma$  diffuse potentiellement produite par l'interaction de ces derniers avec la matière du MIS. Dans le cadre de ce modèle, nous utiliserons les solutions de l'équation de diffusion précédentes pour modéliser des injections instantanées ou une injection stationnaire. L'ajustement de ce modèle sur les données de H.E.S.S. nous permettra entre autres de poser des contraintes sur la quantité d'énergie initiale à utiliser dans l'accélération des rayons cosmiques. Nous choisirons pour cette étude un coefficient de diffusion à 10 TeV  $D_0 = 2 \times 10^{29} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  et un spectre proche de celui de Kolmogorov pour les turbulences c'est à dire  $\delta = 0.3$  en accord avec les mesures locales de CRs présentées précédemment.



## Deuxième partie

# Origine de l'émission diffuse de très haute énergie dans les 200 pc centraux de notre Galaxie





## Chapitre 3

# Le centre Galactique vu par l’astronomie $\gamma$ de haute et très haute énergie

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Une source ponctuelle au centre Galactique</b>	<b>66</b>
3.1.1	Une source au TeV	66
3.1.2	Une source au GeV	69
3.1.3	Origine de l’émission de haute énergie HESS J1745-290	70
<b>3.2</b>	<b>Une émission diffuse</b>	<b>74</b>
3.2.1	Une émission diffuse au TeV	74
3.2.2	Un excès au GeV	78
<b>3.3</b>	<b>Modélisation de l’émission diffuse de haute énergie</b>	<b>81</b>
3.3.1	Des modèles hadroniques	81
3.3.2	Des modèles leptoniques	85

---

Plusieurs indices concordant montrent que le centre de notre Galaxie joue un rôle primordial dans l’accélération des particules de la Galaxie. La détection des bulles de Fermi dans le domaine du GeV s’étendant sur plus de 10 kpc au-dessus et en-dessous du disque Galactique (Ackermann et al., 2014) en est une des évidences les plus notables. Leur origine reste inconnue, mais l’objet ou les objets responsables de cette émission doivent être situés dans les 100 parsec centraux de la Galaxie.

Le premier signal  $\gamma$  en provenance du Centre Galactique a été détecté par la collaboration Whipple (Kosack et al., 2004), l’instrument pionnier pour la technique d’imagerie Tcherenkov à très haute énergie (section 5.2) qui fut en opération de 1968 à 2013 et opérait entre 300 GeV et 10 TeV. Cette détection au-delà de 2.8 TeV en utilisant les 26 heures de données disponibles sur cette région compatible avec une source ponctuelle était néanmoins faiblement significative à  $3.7 \sigma$ . La même année, le télescope australo-japonais Cangaroo annonçait également une détection significative compatible avec une source ponctuelle en direction du GC (Tsuchiya et al., 2004) à partir de 250 GeV. Ils estimaient cependant un spectre très pentu d’indice spectral  $\Gamma = 4.6$  jusqu’à 2 TeV.

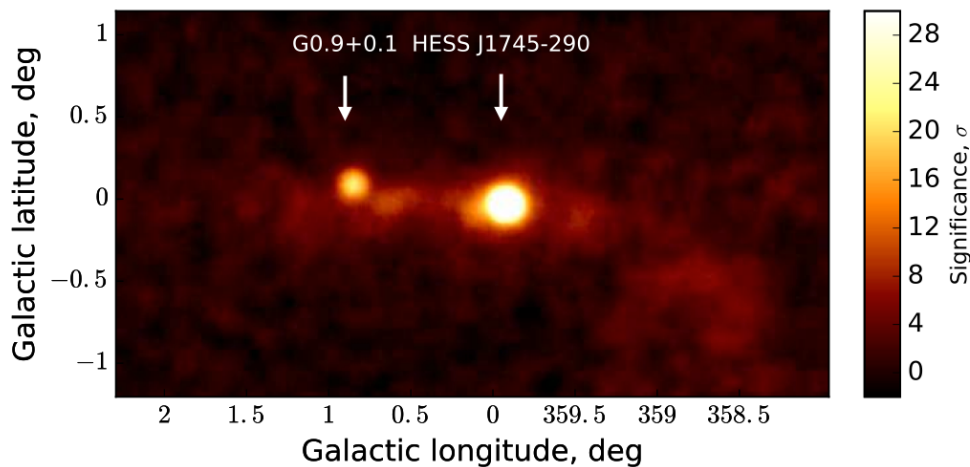
Le centre Galactique est une des cibles privilégiées du réseau de télescopes H.E.S.S. depuis sa mise en fonctionnement en 2004 (chapitre 5). Après la première année d’observation, un signal en provenance du GC fut détecté (Aharonian et al., 2004a) avec un spectre présentant un indice spectral de 2.2 mettant en défaut la pente spectrale très élevée estimée par la collaboration Cangaroo. Après plus de 10 ans d’observation, H.E.S.S. nous donne accès à un large ensemble d’observations

qui permettent une description plus complète des mécanismes à l'œuvre dans l'accélération et la propagation des particules de haute énergie dans les 200 pc centraux. Dans la section 3.1, nous discutons la détection d'une source ponctuelle au GC par H.E.S.S, HESS J1745-290, et sa possible association dans le domaine du GeV avec les sources détectées par le Fermi/LAT. Dans la section 3.2, nous présenterons les caractéristiques de l'émission diffuse de très haute énergie sous-jacente détectée avec H.E.S.S. dans les 100 pc centraux de la Galaxie et que nous avons étudié au cours de cette thèse. Cette émission diffuse a été récemment détectée par les deux autres instruments à Imagerie Tcherenkov en opération : MAGIC et VERITAS (section 5.2). Nous décrirons les modèles d'accélération et de propagation des CRs au GC permettant d'expliquer cette émission de très haute énergie dans la section 3.3. Nous discuterons le lien possible avec l'excès détecté au GeV par le Fermi/LAT présenté dans la section 3.2.

### 3.1 Une source ponctuelle au centre Galactique

#### 3.1.1 Une source au TeV

Sur la carte en significativité de la figure 3.1 obtenue avec plus de 250 h de données de H.E.S.S. (Abramowski et al., 2017), sont visibles les deux sources les plus brillantes au TeV du centre Galactique : la source centrale HESS J1745-290 et HESS J1747-281 qui est en coïncidence avec la source G0.9+0.1 (Aharonian et al., 2005), qui est un reste de supernova composite (c'est une nébuleuse jeune de Pulsar auquel est associé un reste de supernova).



(a)

FIGURE 3.1 – Image de la région du Centre Galactique en coordonnées Galactiques de l'émission  $\gamma$  de très haute énergie observée avec le télescope H.E.S.S., dont le lissage est effectuée avec la PSF de H.E.S.S. Crédit : Abramowski et al. (2017)

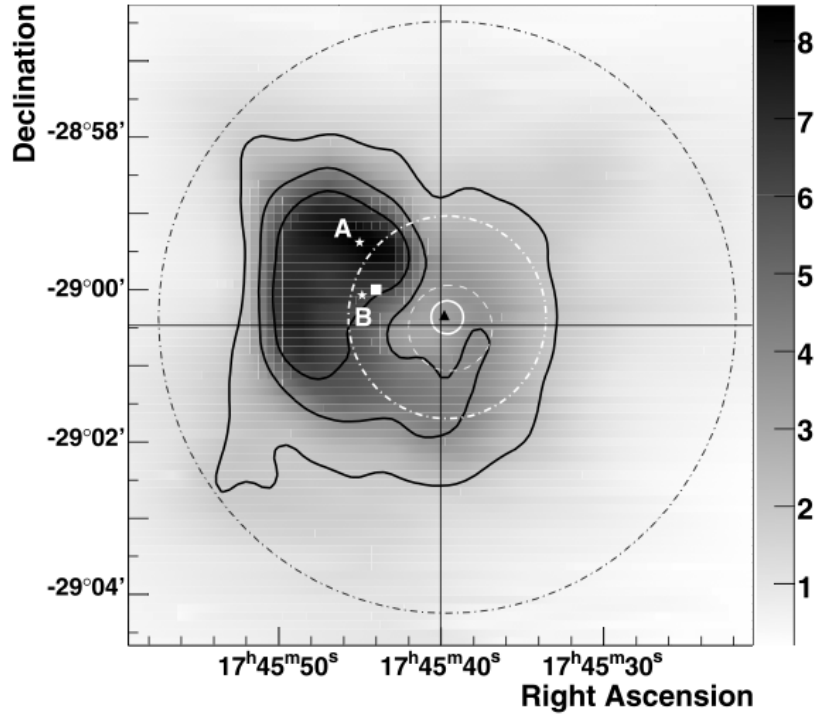
La région du centre Galactique a été observée à de multiples reprises par H.E.S.S. depuis 2004. Dès 2004, une source ponctuelle HESS J1745-290 a été détectée à une position compatible avec Sgr A\* et Sgr A Est (Aharonian et al., 2004a). L'analyse spectrale montre rapidement une incompatibilité avec les modèles de matière noire (Aharonian et al., 2004a). D'autre part malgré un suivi sur plusieurs années et en utilisant plus de 90 heures de données, aucune variabilité n'a été détectée (Aharonian et al., 2009). Aucun changement significatif de l'indice spectral avec le temps sur l'ensemble des observations n'a été observé. De plus contrairement aux contreparties radiatives

en rayon X et infrarouge de Sgr A\* pour lesquelles des éruptions ainsi que des oscillations quasi périodiques de l'émission sont observées (chapitre 1), l'émission  $\gamma$  de très haute énergie ne présente aucune variation temporelle significative.

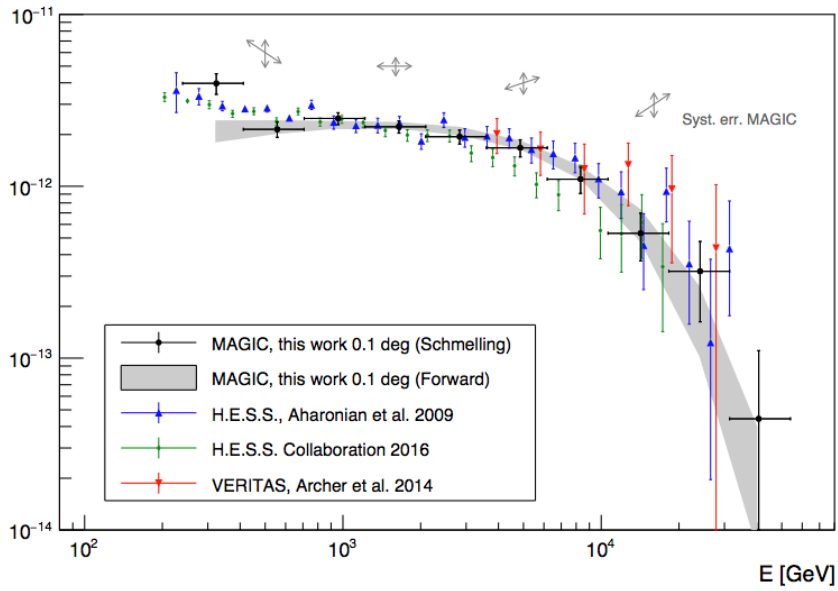
Depuis, Acero et al. (2010) ont évalué une nouvelle mesure de la position de HESS J1745-290 en améliorant l'erreur sur la précision du pointé (cercle blanc continu sur la figure 3.2.a). L'erreur est maintenant de 13 secondes d'arc. Cette source n'est pas résolue pas H.E.S.S. et est donc compatible avec une source ponctuelle. En supposant une morphologie gaussienne pour sa dimension spatiale, il est possible de poser une limite supérieure sur son extension estimée à 1.3 minute d'arc par Acero et al. (2010) (le cercle pointillé blanc donne l'intervalle de confiance à 95 %). Cette mesure exclue Sgr A Est (dont l'émission radio est représentée par un contour noir) comme contrepartie possible pour HESS J1745-290. La question de son extension reste une question majeure afin de comprendre son origine mais elle est difficile à extraire en raison de l'émission diffuse sous-jacente. Deux candidats sont toujours en coïncidence spatiale avec cette source : le trou noir central Sgr A\* (grande croix noire) à 8 secondes d'arc de la source et la Nébuleuse de Pulsar G359.95-0.04 (triangle noir) (Wang et al., 2006). Le spectre de cette source présente une coupure exponentielle significative. En supposant cette forme spectrale, Aharonian et al. (2009) en déduisent un indice spectral  $\Gamma = 2.10 \pm 0.04_{stat} \pm 0.10_{syst}$  et un flux à 1 TeV de  $\phi_0 = (2.55 \pm 0.07_{stat} \pm 0.40_{syst}) \times 10^{-12} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . L'énergie de coupure exponentielle est trouvée à  $15.7 \pm 3.4_{stat} \pm 2.5_{syst} \text{ TeV}$  et elle est toujours présente dans le spectre plus récent présenté par Abramowski et al. (2016) obtenu avec environ 220 heures d'observation (points verts de la figure 3.2.b). Cette coupure dans le spectre  $\gamma$  peut être liée par exemple à une énergie maximale des particules accélérées dans l'environnement proche de la source, à un effet de propagation des particules dû à la compétition entre l'injection et l'échappement dépendant de l'énergie ou à l'absorption des photons  $\gamma$  par un champ de rayonnement autour de la source comme proposé par Abramowski et al. (2016) avec un champ de rayonnement infrarouge.

Pour les deux autres instruments actuels observant le ciel à très haute énergie, le centre Galactique est situé beaucoup plus bas sur l'horizon. Les observations de cette région sont donc assez difficiles. Le nombre d'heures d'observation dont ils disposent actuellement est équivalent à celui dont nous disposons avec H.E.S.S. en 2006. Avec seulement 24 heures de données l'instrument MAGIC confirmait dès 2006 les résultats de H.E.S.S. (Albert et al., 2006) et en particulier le spectre assez dur de la source présentant un indice spectral  $\Gamma = 2.2$ . L'instrument VERITAS révélait en 2011 (Beilicke et al., 2011) avec 15 heures de données une détection à plus de  $10\sigma$ . En utilisant 3 ans d'observation entre 2010 et 2012 équivalent à environ 45 heures de données, Archer et al. (2014) confirment cette détection et extraient un spectre compatible avec celui de H.E.S.S. (figure 3.2.b). Avec deux ans de données supplémentaires, ils confirment une coupure spectrale significative autour de 12.1 TeV. Depuis leur première confirmation d'un excès en direction du GC, avec environ 70 heures d'observations entre les années 2012 et 2015, la collaboration MAGIC trouvent des résultats compatibles avec ceux de H.E.S.S. et VERITAS dans un intervalle de confiance à  $1\sigma$  (Ahnen et al., 2016) (figure 3.2.b). Ces deux instruments ne détectent par ailleurs aucune variabilité de l'émission.

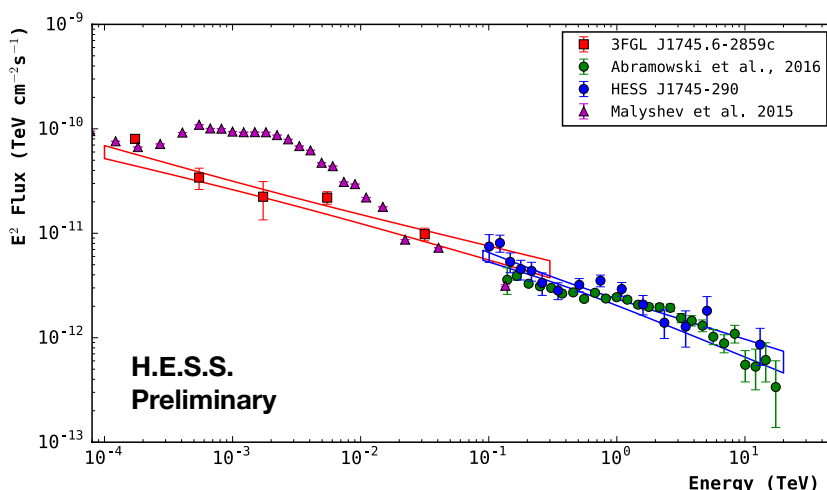
L'ajout d'un cinquième télescope au centre du réseau H.E.S.S. (chapitre 5) a permis de descendre le seuil en énergie de l'instrument à 50 GeV (points bleus de la figure 3.2.c) et d'avoir un recouvrement avec les données de Fermi présenté dans la section suivante. La pente extraite pour le spectre de HESS J1745-290 à plus basse énergie est continue, aucune cassure n'est observée. De plus, il est en bon raccord avec la source 3FGL J1745.6-2859c du troisième catalogue du Fermi/LAT associée à Sgr A\* mais au regard de la complexité de l'étude de l'émission au GeV de cette région, il n'est pas possible de conclure sur la forme exacte de la distribution en énergie de cette source centrale.



(a)



(b)



(c)

FIGURE 3.2 – (a) Carte des 20 pc centraux autour du Centre Galactique en radio à 90 cm par le télescope VLA. L'émission radio de Sgr A Est est représentée par les niveaux de gris et les contours noirs. La croix noire représente la position de Sgr A\* et le triangle noir la position du pulsar G359.95-0.04. Le cercle blanc en trait plein représente la nouvelle position de HESS J1745-290 et le cercle pointillé son ancienne. Le cercle pointillé blanc extérieur donne l'intervalle de confiance à 95% sur la limite supérieure de son extension. Crédits : Acero et al. (2010) (b) Spectre de la source ponctuelle à très haute énergie au GC observée par H.E.S.S., VERITAS et MAGIC. Crédits : Ahnen et al. (2016) (c) Spectre combiné de la source au centre avec les données du Fermi/LAT (Malyshev et al., 2015) (points violets) et (Acero et al., 2015) (points rouges) et de H.E.S.S. en utilisant uniquement les données du réseau H.E.S.S. I par Abramowski et al. (2016) et en utilisant les données de la phase H.E.S.S. II avec l'ajout d'un cinquième télescope au centre (points bleus). Crédits : Parsons et al. (2016).

### 3.1.2 Une source au GeV

Pour les instruments qui observent autour du GeV, la précision de localisation des sources détectées diminue fortement ce qui rend l'identification et la séparation des sources  $\gamma$  délicates. En particulier au centre Galactique, il est très difficile de distinguer l'émission qui serait due à une source ponctuelle au GC de l'émission des autres sources ponctuelles situées dans son environnement proche et de l'émission  $\gamma$  diffuse sous-jacente. En fonctionnement depuis 2008, le LAT à bord du Fermi Gamma-Ray Space Telescope révélait une source spatialement compatible avec la position de Sgr A\*, 1FGL J1745.6-2900c, lors de la détermination de leur premier catalogue (Abdo et al., 2010a). Cette source est bien caractérisée par une loi de puissance brisée entre 300 MeV et 100 GeV. L'énergie de cassure est  $E_c = 2.0^{+0.8}_{-1.0}$  GeV et les indices spectraux avant et après coupure sont  $\Gamma_1 = 2.20 \pm 0.04$  pour ( $E < E_c$ ) et  $\Gamma_2 = 2.68 \pm 0.05$  pour ( $E > E_c$ ) (Chernyakova et al., 2011). Ils confirmèrent ainsi les résultats d'EGRET (Energetic Gamma-Ray Experiment) qui dès les années 90 détectait un excès significatif d'émission  $\gamma$  au centre de la Galaxie. Plus récemment, avec plus de 6 ans de données et en utilisant les sources identifiées du deuxième catalogue de la collaboration Fermi, dont la source 2FGL J1745.6-2858 est associée à la source centrale 1FGL J1745.6-2900c du premier

catalogue, Malyshev et al. (2015) entreprennent une nouvelle analyse spectrale et morphologique de la source au GC (points violets de la figure 3.2.b). La source au centre est toujours compatible avec une source ponctuelle. Aucune variabilité significative n'est détectée. Sur l'intervalle en énergie commun, le spectre est compatible avec celui estimé par Chernyakova et al. (2011).

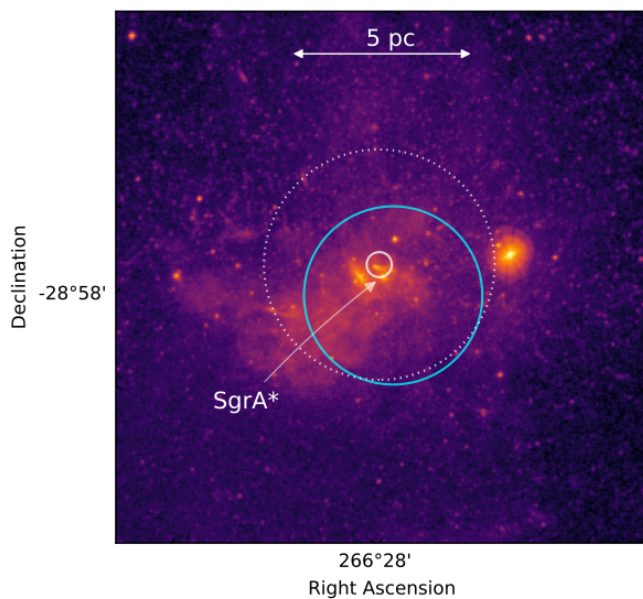
Dans le troisième catalogue de sources délivré par la collaboration du Fermi/LAT (Acero et al., 2015), sept sources se trouvent dans le degré central et deux à moins de  $0.1^\circ$  du GC. La source 3FGL J1745.6-2859c est associée à Sgr A\* car elle est la plus proche. Elle correspond aux sources 1FGL J1745.6-2900c et 2FGL J1745.6-2858 des premiers catalogues. Son spectre est une loi de puissance simple avec un flux intégré entre 1 et 100 GeV de  $2.18 \pm 0.2 \times 10^{-8}$  photon  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  et un indice spectral  $\Gamma = 2.32 \pm 0.034$  (points rouges de la figure 3.2.b et figure 3.3.b). Sur la figure 3.3.a, nous pouvons voir que sa position et les limites sur son extension sont compatibles avec la source centrale au TeV HESS J1745-290. L'autre source 3FGL J1745.3-2903c est légèrement plus brillante avec un flux intégré de  $3.87 \pm 0.2 \times 10^{-8}$  photon  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  et son spectre est fortement courbé. Le meilleur ajustement est une loi de puissance parabolique (figure 3.3.b). Elle est située à  $6''$  de Sgr A\*. Nous voyons ici que l'identification d'une source ponctuelle au GeV ainsi que son spectre est très délicate à cause de la possible confusion de sources. Elle est également très dépendante du modèle d'émission  $\gamma$  diffus sous-jacent (IEM pour Interstellar Emissivity Model), déterminés à l'aide de codes de simulation de propagation des CRs dans la Galaxie comme GALPROP ou DRAGON (section 2.4.3) ou de modèles fournis par la collaboration Fermi. La source étudiée par Malyshev et al. (2015) avec les données du deuxième catalogue, qui présente un spectre très courbé, pourrait en fait être la superposition des deux sources au centre identifiées dans le troisième catalogue, 3FGL J1745.6-2859c et 3FGL J1745.3-2903c.

Enfin, avec une amélioration récente des outils d'analyses, les performances du LAT à haute énergie ont été grandement améliorées. Avec 7 ans d'observation, une des sources du catalogue haute énergie (The Fermi-LAT Collaboration, 2017), 3FHL J1745.6-2900, possède une position compatible avec Sgr A\* .

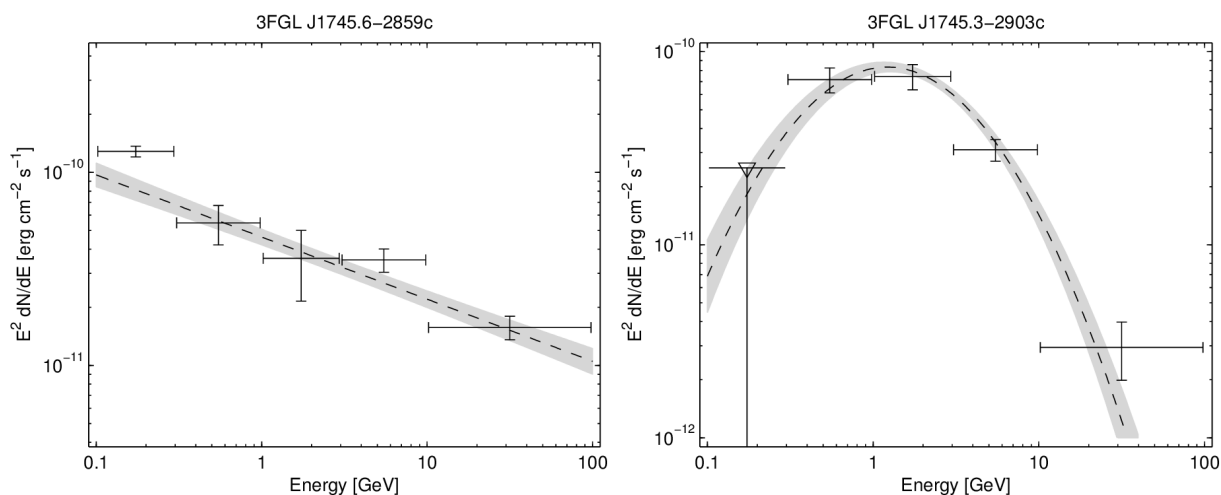
Malgré un recouvrement plus important en énergie du Fermi/LAT et de H.E.S.S., il est difficile de tirer une interprétation claire des données au GeV et donc d'établir un lien certain entre les sources au GeV des différentes analyses et catalogues et la source au TeV. En particulier, au delà de quelques GeV, le spectre de la source au GC étudié par Malyshev et al. (2015) est bien plus dur que celui de la source HESS J1745-290 (figure 3.2.c). Dans la section suivante, nous présentons les modélisations et mécanismes existants afin d'expliquer la source au TeV détectée par H.E.S.S. Certains modèles présentés tentent de reproduire simultanément les données au GeV et au TeV en supposant une origine commune.

### 3.1.3 Origine de l'émission de haute énergie HESS J1745-290

L'origine de l'émission de haute énergie des sources dont la position est compatible avec le GC reste incertaine. En effet nous ne savons pas si l'émission provient de l'environnement immédiat autour du trou noir central Sgr A\* ou si elle est produit sur une région plus étendue ou si encore elle provient d'autres sources dont les positions sont compatibles avec le GC. Même avec l'amélioration du pointé de H.E.S.S., l'incertitude de  $6''$  sur la position de HESS J1745-303 laisse ouverte différentes possibilités concernant son origine : le trou noir lui même (Aharonian & Neronov, 2005), une nébuleuse de pulsar située dans les quelques arcsecondes centrales (Wang et al., 2006; Hinton & Aharonian, 2007), une nébuleuse créée par le trou noir autour de Sgr A\* (Atoyan & Dermer, 2004) ou une région de diffusion dans les quelques parsec centraux qui entoure le trou noir (Ballantyne



(a)



(b)

FIGURE 3.3 – (a) Image des 10 pc centraux vu par Chandra de 2 à 8 keV. La nouvelle position ainsi que l'intervalle de confiance à 95% sur la limite supérieure de l'extension de HESS J1745-290 sont représentées par les cercles blancs. La région d'intervalle de confiance à 95% de la source 3FHL J1745.6-2900 détectée par le Fermi/LAT est représentée par le cercle cyan. (b) Spectre des sources 3FGL J1745.6-2859c (gauche) et 3FGL J1745.3-2903c (droite) entre 0.1 et 100 GeV. Crédits : Acero et al. (2015), [https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/4yr\\_catalog/3FGL-table](https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/4yr_catalog/3FGL-table).

et al., 2007; Chernyakova et al., 2011).

**Le lien avec le trou noir central** Le trou noir est extrêmement inactif de nos jours, avec une luminosité huit ordres de grandeur en dessous de sa luminosité d'Eddington (section 1.2.3). Son activité radiative très faible ainsi que son émission quiescente en rayon X pourrait s'expliquer par un flot d'accrétion chaud radiativement inefficace (section 1.2.3). Ces flux d'accrétion chaud sont souvent associés à des reflux de matière nommés *outflows* où l'accélération des rayons cosmiques

pourrait avoir lieu (Liu et al., 2006a). Atoyan & Dermer (2004) proposent un modèle où une nébuleuse résultant du choc produit par le flux sortant du flot d'accrétion sur le trou noir est située à  $10^5 R_S$  (rayon de Schwarzschild du trou noir  $\sim 10^{12}$  cm). Elle est alimentée par les vents magnétohydrodynamiques provenant de ces flux d'accrétion chaud. Au niveau de cette nébuleuse à  $10^5 R_S$ , l'émission X a été résolue par Chandra (Baganoff et al., 2003) et proviendrait de l'émission synchrotron des électrons accélérés en bordure de ces éjections. Ces électrons accélérés également à très haute énergie produiraient l'émission au TeV résolue par H.E.S.S. par émission Compton inverse sur les champs de photons allant de la radio à l'infrarouge autour de Sgr A\*. Cependant, nous savons que ce modèle n'est plus crédible en rayon X puisque l'étude récente de Wang et al. (2013) avec Chandra confirme la présence de raies du Fer ionisé mettant en évidence la présence d'un plasma chaud et une population thermique d'électrons. Il peut cependant contribuer à l'émissions de haute et très haute énergie.

Liu et al. (2006a,b) ont montré que l'accélération stochastique des électrons interagissant en résonance avec les turbulences du champ magnétique dans un tore d'accrétion moins grand que  $\sim 20 R_S$  était une explication plausible afin de reproduire l'émission millimétrique de Sgr A\* mais aussi les éruptions visibles en Infrarouge et rayons X. Ce mécanisme requiert un milieu fortement magnétisé. Les pertes radiatives très fortes de ces électrons par synchrotron et inverse Compton ne permettent pas d'expliquer dans leur modèle l'émission à plus haute énergie. Cependant ils montrent que les protons sont aussi probablement accélérés par le même mécanisme. Grâce à leurs pertes d'énergie sur des temps bien plus long, ils peuvent s'échapper et interagissent à des distances plus élevées avec les protons de la matière dans le MIS en particulier avec l'anneau de matière du disque circumnucléaire (section 1.2.2). Ces protons produisent donc des photons  $\gamma$  par désintégration du pion  $\pi_0$  généré pendant cette interaction. Dans le cadre de l'accélération stochastique proposée par Liu et al. (2006a), le lien entre l'émission au TeV et le trou noir central déjà proposé par Aharonian & Neronov (2005) a été revisité par de nombreux auteurs depuis (Ballantyne et al., 2007, 2011; Chernyakova et al., 2011; Linden et al., 2012; Fatuzzo & Melia, 2012b).

Ballantyne et al. (2007, 2011) étudient directement la trajectoire des CRs dans un champ turbulent. En étudiant uniquement l'interaction des CRs avec l'anneau de matière du disque circumnucléaire, donc une région assez restreinte autour de Sgr A\*, ils concluent à la nécessité d'un spectre d'injection d'indice 0.75 ce qui semble très dur comparé aux valeurs estimées par exemple pour l'accélération des particules avec les mécanismes d'accélération de Fermi du premier ou du deuxième ordre autour de 2. Chernyakova et al. (2011) considère une région autour du GC dans laquelle les protons interagissent avec le MIS avec une structure sphérique plus simple mais plus large que dans l'étude précédente. De plus il ne suivent pas la trajectoire des particules individuelles mais assument un certain modèle de propagation. Par une étude conjointe des données de H.E.S.S. et du Fermi/LAT, ils montrent qu'une prise en compte d'un changement de propagation des CRs d'un régime diffusif à basse énergie à une propagation rectiligne à haute énergie permet d'obtenir un spectre d'injection plus cohérent et d'expliquer les changements spectraux observés entre le TeV et le GeV. Ce modèle prend en compte différents rythmes d'activité du trou noir : une émission continue ainsi que des éruptions dans son passé mises en évidence en rayon X (Clavel et al., 2013). Si des éruptions se produisent, l'émission au GeV sera dominée par ces injections récentes puisque les protons sont toujours confinés dans la région par diffusion à ces énergies alors que l'émission au TeV est dominée par une injection quasi-constante de CRs du trou noir. Malyshev et al. (2015) proposent eux un scénario leptonique impliquant des électrons de très hautes énergies pour expliquer les données au GeV et au TeV où l'inverse Compton est dominant. La population d'électron viendrait de l'éruption de Sgr A\* qui s'est produit il y a 300 ans et dont la durée a été évaluée à une dizaine d'année (Clavel et al., 2013). En particulier sur le spectre de la figure 3.2.c est observé un petit sursaut au GeV



facilement reproduit par ce modèle. Le temps de refroidissement des électrons au-dessus de 10 GeV par IC est environ de 300 ans donc les électrons émettant à plus haute énergie sont déjà refroidis. Ils concluent sur la nécessité de cette composante leptonique pour reproduire les données à plus basses énergies que des modèles purement hadroniques sous produisent considérablement.

**Les étoiles massives** Des dizaines d'étoiles massives sont situées dans l'amas d'étoiles central sur environ 1 pc autour de Sgr A\*. Les chocs produits au niveau de ces vents stellaires sont des lieux d'accélération des électrons et protons à des énergies relativistes. Les électrons relativistes diffusent par IC sur les champs de rayonnement ambiants (UV, infrarouge) et pourraient expliquer la source vue par H.E.S.S. (Quataert & Loeb, 2005). Plus récemment, Wang et al. (2009) ont proposé que la capture et les forces de marée appliquées par le trou noir sur une étoile massive soient un bon mécanisme d'accélération des protons à hautes énergies. Cette étude conclue que la distorsion d'une géante rouge dans un cas où les protons sont ensuite relativement bien confinés dans la région pourrait reproduire les données au TeV de la source au centre Galactique.

**La nébuleuse de pulsar G359.95-0.04** Les nébuleuses de pulsar sont des accélérateurs de particules à haute énergie dans la Galaxie. La Nébuleuse du Crabe, qui est l'une des nébuleuses les plus étudiées, accélère les électrons jusqu'à  $10^{16}$ eV malgré les pertes synchrotron rapides dans son champ magnétique de  $160 \mu\text{G}$  (Aharonian et al., 2004a). De nombreuses PWNs sont observées avec H.E.S.S. ce qui suggère que ce sont de bon émetteurs au TeV (section 5.1). La nébuleuse de pulsar G359.95-0.04 étant compatible avec la position de HESS J1745-303, elle est un bon candidat afin d'expliquer son émission au TeV. Cette source située en distance projetée à 0.3 pc de Sgr A\* a été détectée par Wang et al. (2006). L'émission détectée au TeV serait due au moins en partie à la diffusion IC des électrons de haute énergie (jusqu'à 100 TeV) sur le champ infrarouge lointain présent dans l'environnement de Sgr A\* par les poussières qui émettent la lumière stellaire absorbée (Wang et al., 2006; Hinton & Aharonian, 2007; Kusunose & Takahara, 2012). Dans ces champs de radiation denses et des champs magnétiques  $\sim 100 \mu\text{G}$ , même dans le régime de Klein-Nishina (section 2.2.1), les électrons au TeV sont refroidis essentiellement par IC. Ceci permet aux auteurs d'expliquer également le durcissement du spectre observé avec H.E.S.S. au TeV pour cette source centrale. Or la découverte du magnétar SGR J1745-29 a permis d'estimer une valeur pouvant atteindre plusieurs mG (Mori et al., 2013) dans cette région. Dans ce cas, les pertes synchrotron des électrons de la nébuleuse de pulsar G359.95-0.04 seraient telles que l'émission prédite au TeV serait bien en dessous des valeurs observées avec H.E.S.S. L'hypothèse que la seule nébuleuse de Pulsar G359.95-0.04 soit responsable de l'émission au TeV de la source HESS J1745-290 s'amenuise. Cependant, Kistler (2015) propose que la PWN puisse expliquer tout le flux au TeV en se trouvant dans une région située à 1 pc derrière le trou noir central Sgr A\*, où le champ magnétique est deux fois plus faible, et donc les pertes synchrotron moins importantes,.

**Une population de pulsars milliseconde** Une autre hypothèse pour expliquer cette source au TeV serait la présence d'un millier de pulsars milliseconde dans l'amas Central, non résolus au TeV et pas encore détectés en radio (Bednarek & Sobczak, 2013). En effet, par analogie avec la découverte dans l'amas globulaire Terzan 5 d'une émission au TeV sûrement produite par la population de pulsars millisecondes observée dans cet amas (Abramowski et al., 2011), les électrons accélérés à quelques dizaines de TeV au niveau des vents des pulsars sont injectés dans des régions de radiations optique et infrarouge denses, dans les parsec centraux, avec lesquels ils interagiraient par IC, ce qui pourrait expliquer la source ponctuelle HESS J1745-290.

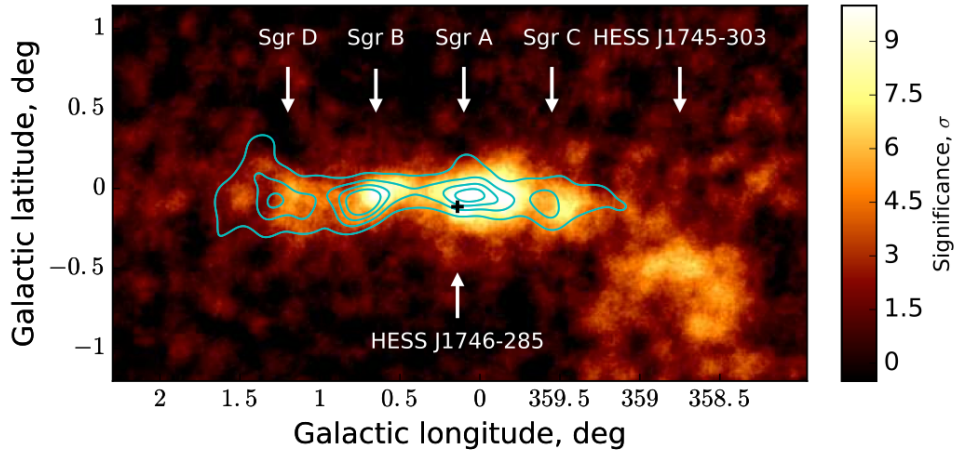
**Des modèles hybrides** Des modèles hybrides expliquent les composantes au GeV et au TeV par des origines différentes. Par exemple, récemment, Kusunose & Takahara (2012) proposent que la composante au GeV soit expliquée par la diffusion IC des électrons accélérés et injectés lors des éruptions de la source centrale dans le parsec central, tandis que l'émission au TeV viendrait de la nébuleuse de pulsar G359.95-0.04. Guo et al. (2013) combinent les deux approches en expliquant l'émission au TeV par la collision hadronique des CRs avec la matière entourant Sgr A\* et le flux au GeV par l'émission IC des électrons accélérés près du GC.

## 3.2 Une émission diffuse

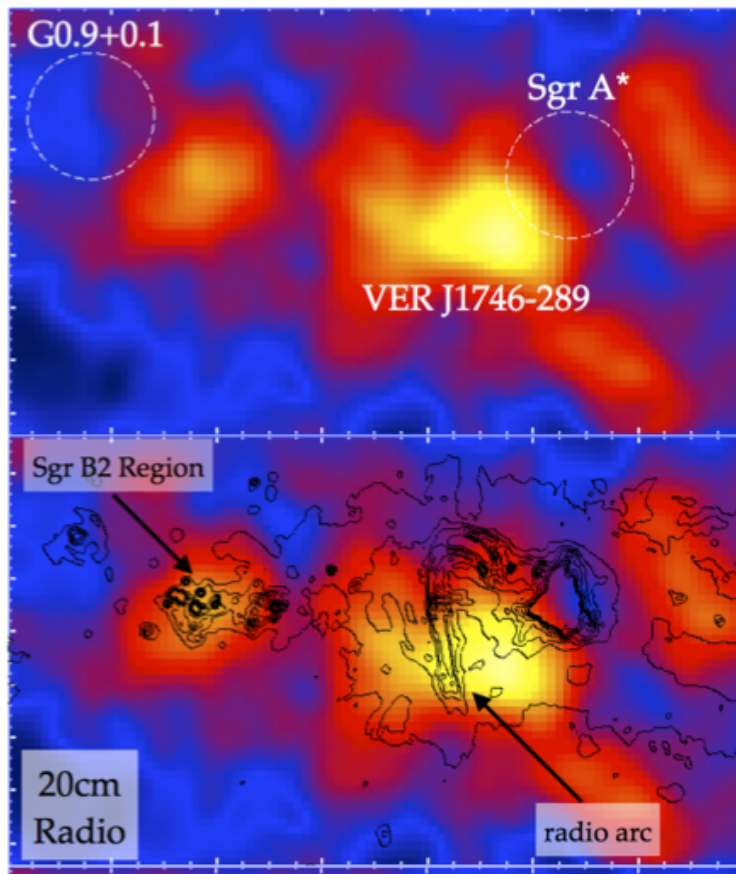
### 3.2.1 Une émission diffuse au TeV

Il est possible de soustraire les deux sources ponctuelles du GC (figure 3.1) pour révéler une émission diffuse plus faible dans la région présentée sur la figure 3.4.a. La première source diffuse (en bas à droite), HESS J1745-303, est en coïncidence spatiale avec une des sources détectées par le Fermi/LAT dans son troisième catalogue 3FGL J1745.1-3011 (Acero et al., 2015). Aharonian et al. (2008a) proposent que cette émission soit liée à l'interaction entre un reste de supernova et un nuage moléculaire, ou à la présence d'une Nébuleuse de Pulsar. La seconde est une émission diffuse s'étendant sur environ  $2^\circ$  en longitude et  $0.2^\circ$  en latitude le long du plan Galactique. En 2006, Aharonian et al. (2006a) révélaient déjà la présence de cette émission  $\gamma$  diffuse et étendue de très haute énergie. Dans cette nouvelle étude, une nouvelle source ponctuelle est détectée au GC, HESS J1746-285, située vers l'Arc radio sur laquelle nous revenons en détail dans le chapitre 9.

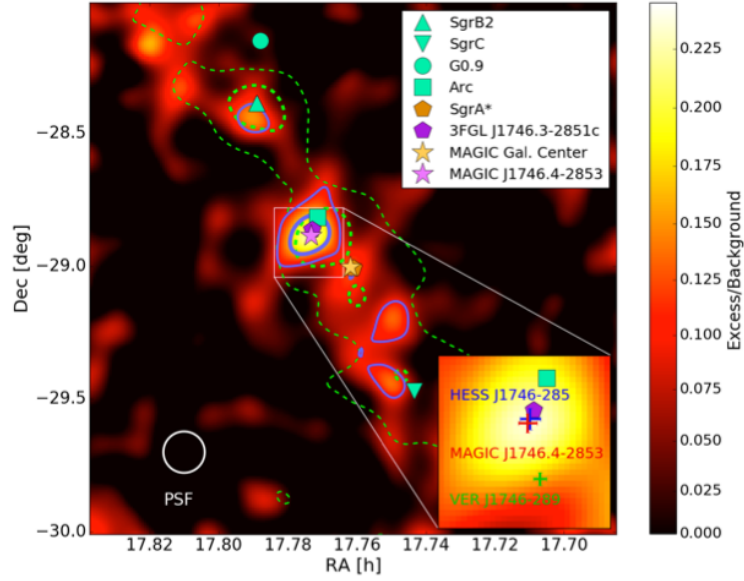
Avec environ 50 heures d'observation pour la collaboration Veritas (Archer et al., 2016) et 70 heures pour la collaboration MAGIC (Ahnen et al., 2016), les deux instruments ont récemment découvert cette émission diffuse au-delà du TeV ainsi qu'un excès en direction de la source ponctuelle HESS J1746-285 nouvellement détectée (figure 3.4.b et figure 3.4.c respectivement). Ces deux instruments disposent d'un nombre d'heures d'observation similaire à celui que possédait H.E.S.S. en 2006. Depuis, la statistique sur le GC avec les observations de H.E.S.S. ayant quasiment doublé, environ 250 heures d'observation actuellement, il est possible de réaliser une étude morphologique et spectrale plus détaillée. La nouvelle estimation du spectre en loi de puissance de cette émission par Abramowski et al. (2017) donne un indice spectral  $\Gamma = 2.28 \pm 0.03_{stat} \pm 0.2_{syst}$  très proche de l'estimation de 2006. Nous revenons sur l'extraction de ce spectre dans le chapitre 9 qui a été rendu possible grâce à un outil que nous avons développé pour réduire les biais spectraux pour les sources diffuses. D'un point de vue morphologique, la très forte corrélation entre cette émission et la matière amène à penser qu'elle est d'origine hadronique. Les CRs au GC interagissent avec les protons de la matière. Cette région est donc remplie de CRs de haute énergie avec un spectre beaucoup plus dur que celui mesuré localement autour de 2.7 et une densité d'énergie pouvant aller jusqu'à un facteur 9 au-dessus de la densité d'énergie des CRs mesurée dans l'environnement solaire proche (Aharonian et al., 2006a), d'où la notion d'excès de CRs au GC. Dans cette étude, les auteurs ont estimé que l'énergie requise sous forme de CRs est de l'ordre de  $10^{50}$  erg pour des protons compris entre  $10^9$ - $10^{15}$  eV soit 10% de l'énergie cinétique libérée au moment de l'explosion d'une SN. Cette estimation rajoutée à la non corrélation entre l'émission diffuse et la matière au-delà d'une longitude de  $1 - 1.3^\circ$  les a amenés à penser que la source responsable de l'excès était une injection ponctuelle massive par le reste de supernova Sagittarius A Est, dont l'explosion a probablement eu lieu il y a 10 000 ans.



(a)



(b)



(c)

FIGURE 3.4 – (a) Carte en significativité de la région du Centre Galactique en coordonnées Galactiques de l'émission  $\gamma$  de très haute énergie, observée avec le télescope H.E.S.S. Le lissage est effectuée avec la PSF de H.E.S.S. La carte correspond à celle des résidus après avoir soustrait les deux sources ponctuelles G0.9+0.1 et HESS J1745–290. La méthode utilisée pour soustraire proprement ces deux sources ponctuelles, avec une modélisation en plusieurs composantes de l'émission diffuse sous-jacente, est expliquée dans le chapitre 9. Les contours en cyan indiquent la distribution de gaz moléculaire tracée par la molécule CS (Tsuboi et al., 1999), également lissée par la PSF de H.E.S.S. Crédit : Abramowski et al. (2017). (b) La carte en significativité de l'émission du Centre Galactique observée avec VERITAS et lissée par la PSF de l'instrument, après avoir soustrait les émissions liées à Sgr A\* et G0.9+0.1 pour une énergie  $> 2$  TeV. Crédits : Archer et al. (2016). (c) La carte en excès de l'émission du Centre Galactique observée avec MAGIC et lissée par la PSF de l'instrument après avoir soustrait les émissions liées à Sgr A\* et G0.9+0.1 pour une énergie  $> 1$  TeV. Crédits : Ahnen et al. (2016).

Ce scénario d'une unique source impulsive est désormais exclu au regard du profil de densité de CRs, piqué vers le centre extrait par Abramowski et al. (2016) à partir de l'émission  $\gamma$  diffuse. Dans cette étude, nous déterminons la luminosité  $\gamma$ ,  $L_\gamma$ , dans sept régions du plan Galactique de rayon  $0.1^\circ$  à différentes distances du GC (figure 3.5.a). Dans chacune de ces régions, nous estimons la masse totale de gaz à partir de l'émission de la molécule CS,  $M_{gas}$  et nous en déduisons un profil de densité de CRs en fonction de la distance au GC. Le rapport  $L_\gamma/M_{gas}$  permet ensuite de déterminer la densité d'énergie moyenne de CRs sur la ligne de visée (LDV)  $w_{CG}$  puisque :

$$w_{CG} \propto \frac{L_\gamma \times \tau_{pp}}{M_{gas}} = \frac{\int_{LDV} w_{CR}(y) \times M_{gas}(y) dy}{\int_{LDV} M_{gas}(y) dy}$$

où  $\tau_{pp}$  est le temps caractéristique de conversion d'énergie des protons en  $\gamma$  (section 2.2.2) et  $y$  la direction selon la ligne de visée.

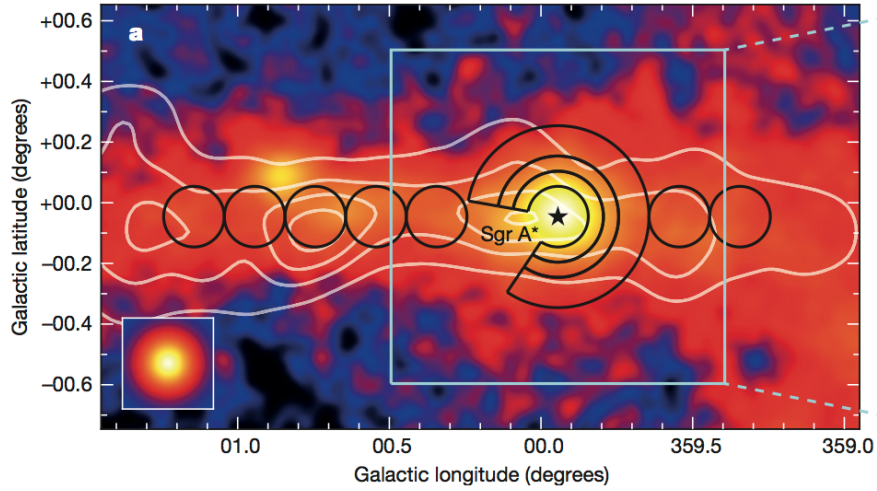
Nous en déduisons donc ensuite la densité d'énergie des CRs d'énergie supérieure à 10 TeV, qui produisent les rayons  $\gamma$  d'énergie supérieure à 1 TeV, moyennée selon la ligne de visée. Les points noirs sur la figure 3.5.b représentent le rapport de la densité moyenne  $w_{CG}$  par rapport à la densité

locale mesurée dans l’environnement solaire à ces énergies,  $w_0(> 10 \text{ TeV}) \approx 10^{-3} \text{ eV/cm}^3$ . Une injection impulsive engendrerait un profil trop plat pour reproduire ces données. Sur la figure, est également représenté le profil intégré en  $1/r$  produit par une source stationnaire au GC (ligne rouge). Il est moyenné sur la ligne de visée par la distribution de matière en supposant que la matière est distribuée uniformément dans un cylindre autour du GC. Ce profil très piqué dans les 10pc centraux est consistant avec un scénario où les CRs se propagent par diffusion et sont émis par une source stationnaire au Centre Galactique.

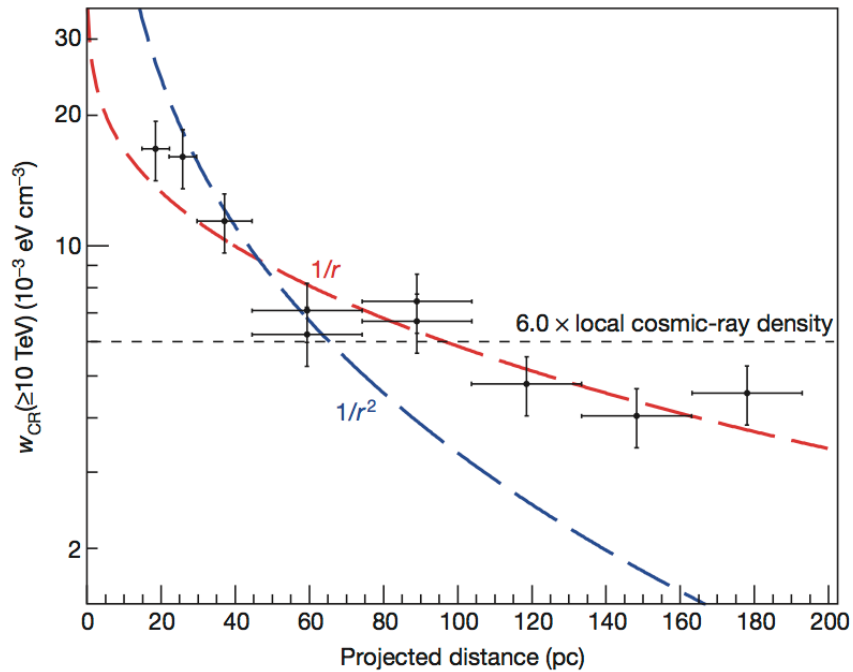
Le spectre de cette émission est également extrait dans un anneau de rayon intérieur et extérieur de  $0.15^\circ$  et  $0.45^\circ$  centré sur le GC. Il est bien représenté par une loi de puissance d’indice  $\Gamma = 2.3$  jusqu’à quelques dizaines de TeV sans coupure spectrale significative. Nous en avons déduit que le spectre de protons produisant ce spectre en  $\gamma$  doit s’étendre à des énergies de l’ordre du PeV. Cet accélérateur au PeV localisé au GC a une position compatible avec la source  $\gamma$  au TeV HESS J1745-290 (section 3.1.1) mais cette source présente une coupure exponentielle dans son spectre autour de 10 TeV ce qui semble invalider une association entre les deux. Cependant, Abramowski et al. (2016) proposent que la coupure soit due à l’absorption des rayons  $\gamma$  au-dessus de 10 TeV par les interactions avec le champ de rayonnement infrarouge autour de la source. Ils concluent que le candidat le plus probable pour accélérer ces particule au GC et reproduire le profil piqué de CRs est le trou noir central Sgr A\* pour lequel nous avons mentionné quelques mécanismes possibles pour l’accélération de particules à très haute énergie dans son environnement proche (section 3.1.1).

Nous estimons la puissance nécessaire pour l’accélération des CRs autour de  $10^{37} - 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ . Elle se situe entre 1% et 10% de la puissance d’accrétion au niveau du rayon de Bondi de Sgr A\* de  $10^{39} \text{ erg s}^{-1}$  (section 1.2.3). L’association avec Sgr A\* est donc plausible. Dans cette étude, la possibilité d’injections récurrentes par les SNe au GC est écartée car si l’émission des particules est impulsive, leur taux dans l’amas Central doit être bien trop élevé. Cependant cette estimation du taux est fondée sur un profil de CRs qui est une moyenne sur toute les énergies accessibles par H.E.S.S. Or des variations en fonction de l’énergie sont possibles et ne pourraient pas être expliquées par une unique source stationnaire au GC. De plus, comme nous en reparlerons dans le chapitre 4, les particules ont un temps de confinement dans les SNRs avant de s’échapper qui dépend de leur énergie. Ce temps de confinement a pour effet en particulier de rendre stationnaire le profil, notamment aux basses énergies. Nous montrerons en particulier qu’en considérant un échappement dépendant du temps et une distribution spatiale des SNe réaliste donc concentrée dans les parties centrales du GC, un profil piqué vers le centre de CRs est également obtenu. De plus, dans ce scénario, une évolution importante de la morphologie de l’émission  $\gamma$  avec l’énergie est attendue. Une étude plus poussée de la morphologie de cette émission a été réalisée au cours de cette thèse et est présentée dans le chapitre 9. Elle permet en particulier une soustraction propre des deux sources ponctuelles, HESS J1745-290 et G0.9+0.1, nécessaire à l’extraction du spectre sur toute la région de l’émission diffuse ainsi que la découverte de la nouvelle source ponctuelle au GC, HESS J1745-303. Afin de répondre aux questions de l’origine de l’émission diffuse, il est donc nécessaire de développer de nouveaux outils pour permettre de réaliser une étude de cette émission sur plusieurs bandes en énergie, dont les premiers résultats seront également détaillés dans le chapitre 9.

Dans le chapitre 4, nous présenterons en détail le modèle hadronique à 3D que nous avons développé pour modéliser cette émission au TeV. Nous présentons les idées principales des modèles hadroniques et leptoniques qui existent actuellement afin de la modéliser dans la section 3.3.



(a)



(b)

FIGURE 3.5 – (a) Image de l'émission en  $\gamma$  à très haute énergie de la région du Centre Galactique. Les cercles noirs indiquent les régions de  $0.1^\circ$  sectionnées le long du plan Galactique pour estimer la densité de CRs à différentes distances du GC. Les contours blancs indiquent la distribution de matière. (b) Profil 1D de la densité de CRs en fonction de la distance au GC par rapport à la densité moyenne dans l'environnement local. La ligne rouge (bleue) représente la densité de CRs moyenne sur la ligne de visée produite par une source stationnaire au GC produisant un profil en  $1/r$  ( $1/r^2$ ). Crédit : Abramowski et al. (2016).

### 3.2.2 Un excès au GeV

Après seulement quelques mois d'observations par le Fermi/LAT, Goodenough & Hooper (2009) mettent en évidence un excès au GeV dans les degrés centraux de la Galaxie qu'ils tentent d'interpréter comme un signe de matière noire. La région du centre Galactique est une des régions les plus

riches dans le domaine des  $\gamma$  aux énergies observées par le Fermi/LAT. L'émission  $\gamma$  de cette région est très compliquée à étudier car elle résulte de plusieurs processus : l'interaction entre les CRs et le gaz interstellaire (collision pp ou émission Bremsstrahlung des électrons/positrons), les interactions des électrons et positrons avec les différents champs de rayonnement par inverse Compton ainsi que de multiples sources individuelles comme les pulsars, les systèmes binaires ou les restes de supernova. Un des candidats pour la matière noire, les WIMPs (weakly interacting massive particles), produiraient également des rayons  $\gamma$  en s'auto-annihilant (Bergström, 2012) et ce signal est supposé être particulièrement fort dans la direction du centre Galactique. De plus, s'ajoute à cette émission centrale, celle liée aux bulles de Fermi.

Détectées au-delà de quelques GeV dès 2010 (Su et al., 2010; Dobler et al., 2010), les bulles de Fermi s'étendent sur plus de 10 kpc au-dessus et en-dessous du disque Galactique (figure 3.6). Avec plus de 4 ans de données, Ackermann et al. (2014) mettent en évidence un spectre présentant une coupure exponentielle autour de 100 GeV et d'indice spectral assez faible  $\Gamma = 1.9 \pm 0.2$ . Aucune variation significative de ce spectre n'est observé sur l'ensemble de la structure. Ils estiment une luminosité située autour de  $4.4 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$ . Le mécanisme à l'origine de ces bulles est encore incertain. Différents arguments indiquent que ces bulles ont dû être formées par un évènement situé à l'intérieur ou proche du GC. Elles reflètent un échappement de particules de hautes énergies des parties centrales de la Galaxie vers le halo et serait la manifestation d'une activité passée très intense dans le centre Galactique, liée soit à une formation stellaire importante (Crocker & Aharonian, 2011) soit à des éruptions violentes en provenance du trou noir supermassif au centre (Guo & Mathews, 2012; Zubovas et al., 2012).

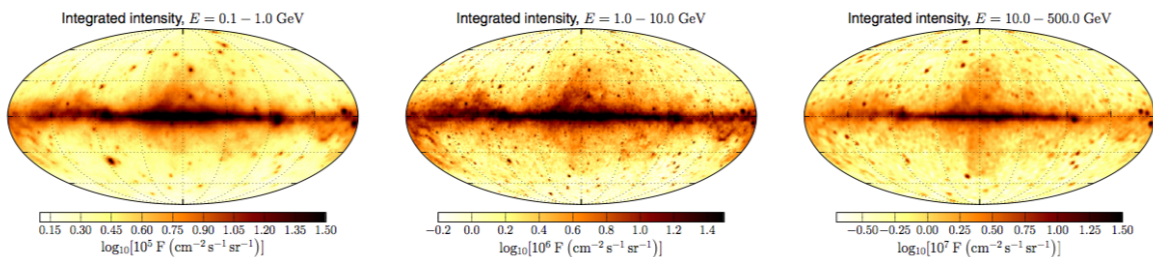


FIGURE 3.6 – Carte du ciel en intensité pour trois bandes en énergie d'après les données du Fermi/LAT. Crédits :Ackermann et al. (2014).

Avec un nombre d'heures d'observation toujours plus important et des techniques d'analyses de plus en plus robustes, il est clairement admis que la région des degrés centraux de la Galaxie présente un excès au GeV qui atteint son paroxysme autour de  $\sim 2\text{-}5$  GeV (Gordon & Macías, 2013; Macias & Gordon, 2014; Calore et al., 2015; Daylan et al., 2016; Ajello et al., 2016). En utilisant plus de 6 ans de données ainsi que la nouvelle configuration d'analyse des évènements Pass 8, la collaboration Fermi/LAT a confirmé la présence de cet excès qui reste toujours significatif quelques soit les modèles d'émission interstellaire et les analyses utilisés (The Fermi-LAT Collaboration, 2017). Le spectre extrait est compatible avec celui extrait par d'autres études plus anciennes (figure 3.7.a). Il est très dépendant du modèle d'émission interstellaire utilisé ce qui explique l'importance des incertitudes, En particulier son flux peut varier d'un facteur 3 à quelques GeV en fonction des méthodes d'analyses.

Une étude approfondissant en détail les différents composants de l'émission  $\gamma$  au GC a confirmé que, dans cette région centrale de la Galaxie, un excès était également toujours significatif par rapport à l'émission diffuse et aux sources de la région (Ajello et al., 2016). Macias & Gordon (2014) suggèrent que cet excès est bien modélisé par une combinaison de deux modèles : une composante

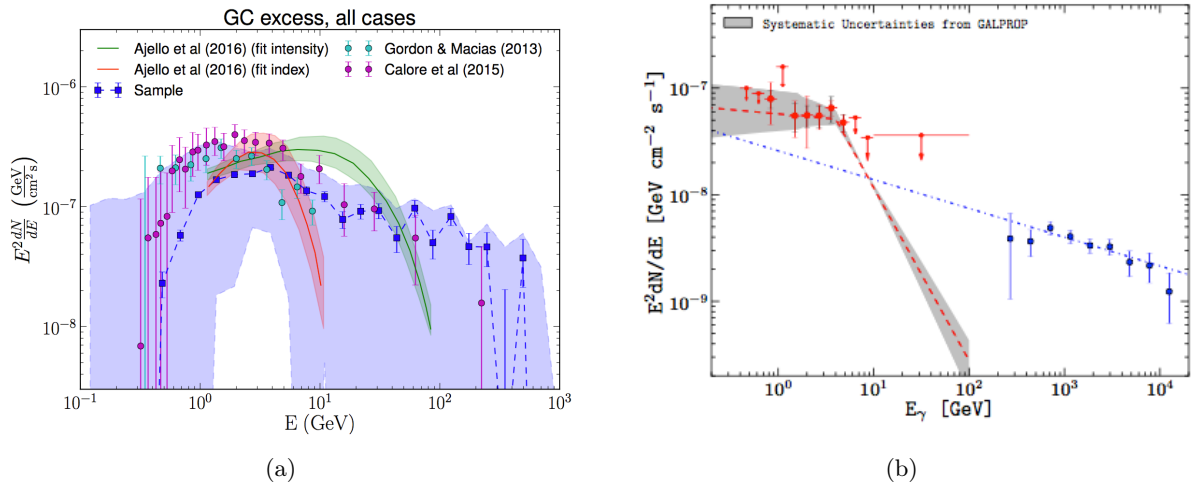


FIGURE 3.7 – Spectre de l'excès au GeV dans les **degrés centraux** utilisant les données du Pass 8 pour l'analyse des événements (points bleus). Les bandes bleues correspondent aux incertitudes liées aux modèles d'émission interstellaire et aux catalogues de sources ponctuelles utilisés ainsi qu'aux configurations d'analyse choisies. Le spectre obtenu par des analyses plus anciennes est également indiqué. Crédits : Ackermann et al. (2017) (b) Spectre de l'émission obtenu avec les données du Fermi/LAT par Macias & Gordon (2014) (points rouges) de l'excès au GeV dans les **150 pc centraux** et du spectre de l'émission diffuse au TeV déterminée par Aharonian et al. (2006a) (points bleus). Crédits : Macias & Gordon (2014).

à symétrie sphérique dans les deux degrés centraux et une composante supplémentaire dont la morphologie suit la distribution de gaz du CMZ dans les 200 pc centraux. L'ajustement de leur modèle à l'émission totale est amélioré par l'ajout d'un modèle fondé sur la carte d'émission diffuse détectée avec H.E.S.S. au TeV. Le spectre de cette dernière composante est représentée sur la figure 3.7.b. Pour l'origine de la composante sphérique, les modèles principaux sont l'annihilation de particules qui constitueraient la matière noire ou des sources non résolues comme une population de pulsar millisecondes. Cependant de Boer et al. (2016) révèlent que l'émission dans le disque serait très corrélée à la distribution de matière et pourrait provenir d'une interaction hadronique. La seconde composante est interprétée par des scénarios d'interaction leptonique ou hadronique des CRs avec les nuages moléculaires denses du CMZ (Macias & Gordon, 2014; Macias et al., 2015).

S'il y a un consensus largement admis aujourd'hui sur la présence de cet excès dans les degrés centraux, différentes explications quand à sa nature et sa morphologie existent. En effet, les grandes incertitudes sur les modèles d'émission  $\gamma$  diffus rendent sa caractérisation très compliquée. L'interprétation la plus simple et la plus récente donnée par The Fermi-LAT Collaboration (2017) repose sur deux composantes : une première associée à la base des bulles de Fermi décalée à des longitudes négatives par rapport au GC et une deuxième possédant une symétrie azimutale autour du GC présentant un pic autour de 3 GeV.

Dans la section suivante, nous présentons certains modèles supposant une origine commune entre cette émission de haute énergie dans la partie centrale de la Galaxie et l'émission diffuse au TeV détectée avec H.E.S.S.



### 3.3 Modélisation de l'émission diffuse de haute énergie

Dès sa découverte et sa caractérisation spectrale et morphologique par Aharonian et al. (2006a), de nombreux modèles d'accélération et de propagation des CRs au GC furent proposées afin de tenter d'expliquer l'origine de cette émission diffuse. Son extension et sa forte corrélation avec la matière indiquent qu'une partie de son origine au moins doit être hadronique. Les protons des CRs se propageant au GC interagissent avec les protons de la matière et produisent des photons  $\gamma$  (section 2.2.2) à une énergie environ 10 fois inférieure aux protons incidents. Les approches hadroniques sont diverses et variées concernant la nature des sources d'injection des CRs et de leur propagation. Dans la section 3.3.1, nous présentons succinctement les modèles hadroniques principaux où les hadrons interagissant avec la matière du MIS permettent d'expliquer l'émission  $\gamma$  diffuse au TeV et pour certains d'entre eux également l'excès au GeV.

Bien que moins nombreux, il existe également des modèles leptoniques. En effet, les sources réparties dans les 200 pc centraux pourraient injecter des électrons très énergétiques. Le principal problème de ces approches est que les pertes d'énergie par les processus Inverse Compton et synchrotron des électrons (section 2.2.1) à des énergies de l'ordre du TeV sont trop rapides pour que les électrons puissent diffuser assez loin des sources d'injection ponctuelles et se propager dans tout le CMZ pour reproduire l'extension de l'émission. Nous présentons dans la section 3.3.2 deux approches. Plusieurs arguments sont invoqués pour montrer qu'elles ne peuvent pas expliquer toutes les caractéristiques de l'émission. Cependant elles pourraient contribuer à une fraction de l'émission totale et pourraient notamment permettre d'expliquer l'origine des photons  $\gamma$  non corrélés à la distribution de matière dense.

#### 3.3.1 Des modèles hadroniques

##### 3.3.1.1 Un accélérateur au centre Galactique : impulsif ou stationnaire ?

Dès la détection de l'émission diffuse, la collaboration H.E.S.S. a proposé un scénario impliquant une unique injection impulsive de CRs il y a 10 000 ans par la supernovae Sgr A Est. Comme indiqué précédemment, l'énergie requise sous forme de CRs pour reproduire toute l'émission diffuse au TeV est de l'ordre de 10% de l'énergie cinétique libérée au moment de l'explosion d'une SN, ce qui paraît raisonnable. De plus, cette injection impulsive permet également de reproduire une chute de l'émissivité  $\gamma$  à  $1.3^\circ$ , non corrélée à la distribution de matière (section 3.2.1). À partir de ces arguments, Macias et al. (2015) étudient également un scénario où les CRs diffusent depuis le GC après avoir été injectés par les éruptions impulsives d'un accélérateur ou de plusieurs accélérateurs ponctuels au GC. Ils tentent de reproduire simultanément l'émission diffuse de très haute énergie au TeV ainsi que la partie centrale de l'excès au GeV détecté par le Fermi/LAT. Dans leur approche diffusive, en considérant une valeur du coefficient de diffusion à 1 GeV de  $10^{28} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  dans les estimations basses mais compatible avec les estimations locales (section 2.4.3), ils concluent à la nécessité de deux injections brusques. Une est compatible avec l'explosion d'une SN comme Sgr A Est il y a 10 000 ans. La plus ancienne impliquerait une éruption violente du trou noir central. Le manque de statistique sur les données de l'émission diffuse dont disposait Aharonian et al. (2006a) ne permettait pas de contraindre réellement les différents scénarios. Elles étaient compatibles avec un profil relativement plat. Cependant, comme détaillée dans la section 3.2.1, en supposant que toute l'émission  $\gamma$  est due à l'interaction des protons avec la matière dans le GC, les nouvelles données de H.E.S.S. révèlent un profil de CRs piqué vers le centre. Ces modèles d'injections instantanées uniques ne sont donc plus compatibles avec ce profil.

Abramowski et al. (2016) proposent une injection continue d'un accélérateur au GC (section 3.2.1). Nous étudierons cette possibilité d'un accélérateur stationnaire dans notre scénario hadronique présenté au chapitre 4.

### 3.3.1.2 Diffusion supprimée au GC : une accélération distribuée

Certaines études comme Wommer et al. (2008) développent un scénario où une population de hadrons est accélérée et diffuse à travers les turbulences du champ magnétique supposées relativement fortes. Afin de s'affranchir des incertitudes relativement larges sur le coefficient de diffusion (section 2.4.3), ils suivent le mouvement de particules individuelles en résolvant numériquement l'équation de la force de Lorentz. Le champ magnétique est modélisé par une composante qui varie spatialement et décrit les turbulences  $\delta B$ , et une composante de fond statique  $B_0$ . Au regard des fortes turbulences considérées (plus de la moitié de l'énergie magnétique est sous forme turbulente), ce modèle se rapproche d'un régime de Bohm et donc d'un confinement maximal (2.4.1). Par conséquent, ces simulations conduisent à un coefficient de diffusion très faible. C'est pourquoi l'hypothèse d'une accélération par des accélérateurs ponctuels comme la source centrale ou les SNe le long du disque Galactique est exclu dans ce type de modèle. Les CRs restent confinés sur quelques parsec autour des sources sur un temps plus long que leur temps de perte d'énergie et ne peuvent pas diffuser suffisamment loin des accélérateurs ponctuels pour reproduire l'extension de l'émission  $\gamma$  diffuse.

Dans certaines études présentées ci-après où la diffusion est également totalement négligée, l'injection des CRs, par des accélérateurs situés dans tout le CMZ et non pas uniquement sur le plan Galactique, est modélisée par des modèles stationnaires à une zone.

**Le rôle des SNe : modèle stationnaire à une zone** Une des hypothèses alternatives à propos de l'origine de la population de CRs au GC est qu'elle serait créée par l'injection constante des SNe au centre Galactique. Le taux très élevé de SNe au GC a conduit certains auteurs à penser que cette population pouvait donc être modélisée par un modèle stationnaire à une zone (Crocker et al., 2011; Yoast-Hull et al., 2014; Macias et al., 2015). Dans ces études, les CRs s'échappent de la région par advection dû à la présence d'un vent perpendiculaire au plan Galactique. L'échappement est donc indépendant de l'énergie des particules. Le spectre d'émission de ces particules pour reproduire le spectre d'indice spectral autour de 2.3 observé par H.E.S.S. doit donc être relativement mou avec un indice spectral autour de 2.3-2.4. Avec les taux de SNe attendus au GC dont la valeur centrale est estimée autour de  $4 \times 10^{-4} \text{ yrs}^{-1}$  (section 1.1.3) et en ne considérant que l'advection, les temps caractéristiques de transport et de pertes d'énergies des protons ou des électrons primaires et secondaires sont bien supérieures au temps de récurrence entre deux explosions de SNe (Crocker et al., 2011). C'est pourquoi, ces auteurs se placent dans un modèle stationnaire à une zone et considèrent une boîte remplie d'une densité constante de CRs. Afin de ne pas sur-produire le flux total observé au TeV par H.E.S.S., des vitesses de vents assez élevées allant de 400 à 1000  $\text{km s}^{-1}$  sont invoquées pour permettre aux CRs de s'échapper de la zone. Ces modèles sont ajustés simultanément sur les données au GeV et au TeV. Afin d'améliorer les contraintes sur les intervalles que peuvent prendre les paramètres importants du modèle comme le taux de SNe, la vitesse du vent ou la quantité de matière, les auteurs s'assurent que le modèle ne sur-produit pas l'émission radio émis par les électrons primaires et secondaires par interaction pp.

Plusieurs types de difficultés apparaissent dans ce type de modèle. Le temps de récurrence entre deux explosions de SNe utilisé par Crocker et al. (2011), de 2500 ans, est plus proche des estimations courantes dans le GC que celui utilisé par Yoast-Hull et al. (2014) qui est relativement élevé et peut

atteindre 10 000 ans. Cette différence provient de la densité du milieu qui est plus élevée dans l'étude de Yoast-Hull et al. (2014), autour de  $80 \text{ cm}^{-3}$ , que dans celle de Crocker et al. (2011), autour de  $10 \text{ cm}^{-3}$ . Cette dernière valeur semble vraiment faible au regard des densités estimées dans le CMZ (Ferrière et al., 2007). À moins d'évoquer des vitesses de vent vraiment très rapides atteignant  $2000 \text{ km s}^{-1}$ , nous voyons que chaque jeu de paramètres à utiliser pour ne pas dépasser l'émission au TeV n'est pas vraiment réaliste. De plus, ces modèles prédisent clairement un flux bien en dessous de l'émission diffuse au GeV détectée par Fermi. Tandis que Crocker et al. (2011) concluent que cette émission diffuse comporte une fraction significative de sources diffuses non résolues et ne peut donc pas être reproduite par un simple modèle d'interaction des protons avec la matière, Yoast-Hull et al. (2014) concluent à la nécessité de la présence d'une autre composante d'électrons assez molle pour reproduire cette émission au GeV qui pourrait être injectée par différentes sources au GC.

**Accélération stochastique sur les turbulences du champ magnétique** Au regard des fortes turbulences du champ magnétique qu'ils considèrent, Wommer et al. (2008) excluent la possibilité d'accélérateurs ponctuels dans le GC. Ils concluent donc que si l'émission  $\gamma$  est de nature hadronique, alors les CRs de haute énergie sont accélérés *in situ* à travers le MIS via une accélération stochastique comme l'accélération de Fermi du second ordre sur les turbulences du champ. Cependant l'origine de cette population de CRs répartie uniformément dans tout le GC, même à haute latitude, n'est pas expliquée. Fatuzzo & Melia (2012a) ont montré qu'une accélération jusqu'à une énergie caractéristique d'environ 3 TeV était possible au GC via ce mécanisme d'accélération stochastique mais elle semble faible pour reproduire l'émission  $\gamma$  détectée par H.E.S.S. pour des énergies supérieures au TeV.

Il y a deux problèmes majeures dans les modèles précédents :

- *La distribution spatiale.* Comme nous l'avons vu dans la section 1.1.3, les SNe au GC sont concentrées dans les parties centrales ce qui va induire un gradient dans la distribution de CRs qu'elles injectent, que ces modèles uniformes ne peuvent reproduire. En particulier ces modèles présentant une densité uniforme de CRs ne peuvent pas expliquer le profil piqué vers le GC déterminé récemment par Abramowski et al. (2016).
- *Des effets non stationnaires.* Dans ces modèles, un échappement dépendant de l'énergie par diffusion est soit négligeable soit non prise en compte. Nous pouvons nous demander pourquoi Wommer et al. (2008) ne considèrent pas des turbulences plus faibles dans leur étude amenant à un coefficient de diffusion plus élevé et donc à une diffusion plus lointaine des sources d'injection. Au regard des valeurs typiques du coefficient de diffusion  $D$  dans le MIS (section 2.4.3), même en considérant une valeur dans les estimations les plus basses autour de  $D_0 = 10^{28} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  à 10 GeV et un spectre de Kolmogorov pour les turbulences du champ magnétique  $\delta = 1/3$ , l'advection est complètement négligeable devant la diffusion pour des énergies supérieures au TeV. La distance  $H$  sur laquelle s'échappe les CRs de la zone par advection, donc perpendiculairement au plan Galactique, est autour de 50 pc et correspond à la taille typique du CMZ où les protons interagissent avec la matière. Même en considérant de plus hautes valeurs de vitesse du vent  $v$ , de l'ordre de  $1000 \text{ km s}^{-1}$ , le temps d'échappement par advection,  $\tau_{adv} = H/v$ , aux énergies des CRs produisant l'émission au TeV observée avec H.E.S.S. est toujours plus grand que celui obtenu en considérant la diffusion,  $\tau_{diff} = H^2/(4 \times D)$  (figure 3.8). Avec un coefficient de diffusion un peu plus grand, ce temps d'échappement est même inférieur au temps de récurrence entre deux explosions de SNe que les modèles stationnaires à une zone considèrent.

Pour modéliser ces accélérateurs ponctuels, il sera donc important de considérer les effets non

stationnaires et un modèle 3D réaliste de leur distribution spatiale, comme nous le verrons au chapitre 4.

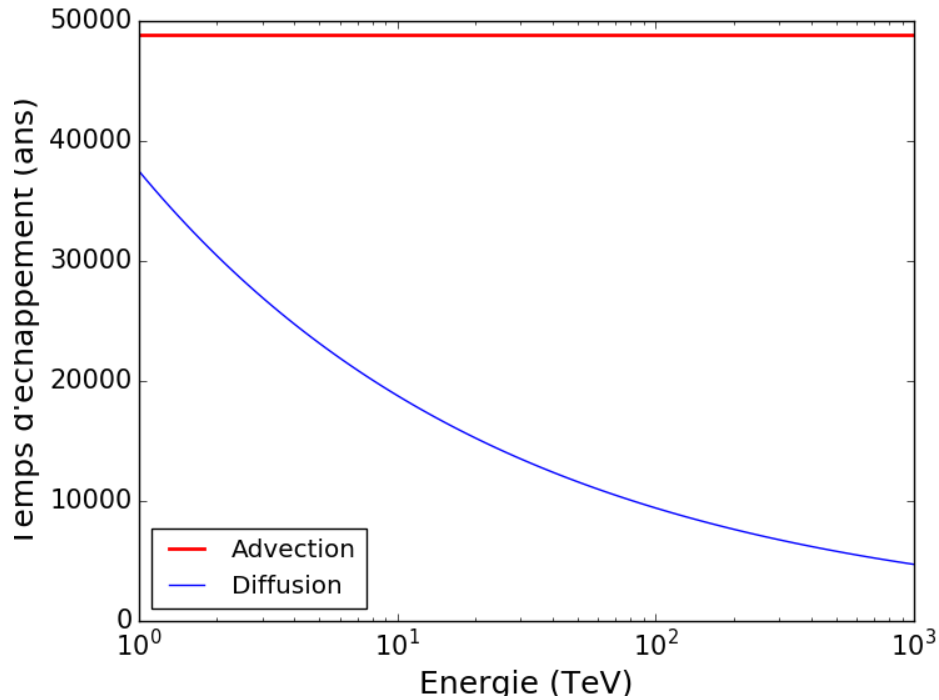


FIGURE 3.8 – Temps d'échappement de la zone sur une échelle verticale de 50 pc (a) par advection avec un vent de vitesse  $1000 \text{ km s}^{-1}$  et (b) par diffusion en considérant un coefficient de diffusion à 10 GeV  $D_0 = 10^{28} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  et une dépendance avec l'énergie en  $\delta = 1/3$ .

### 3.3.1.3 Contribution de la mer des CRs galactiques

Des études sur l'émission au GeV du complexe Sgr B avec les données du Fermi/LAT indiquent que le spectre serait compatible avec celui mesuré localement sur Terre (Yang et al., 2015). Dans la section 2.4.3 où nous avons présenté les approches numériques utilisées pour étudier la propagation des CRs à 3D dans la Galaxie, nous avons discuté en particulier l'approche de Gaggero et al. (2015) qui proposent, avec le code DRAGON, un modèle où les propriétés de diffusion des CRs à travers la Galaxie varient en fonction de la distance au GC. Cette étude permet de reproduire le durcissement du spectre des CRs dans les parties internes de la Galaxie récemment mis en évidence avec les données du Fermi/LAT. En utilisant cette approche et par une étude jointe entre les données du Fermi/LAT et de H.E.S.S. de quelques GeV à 50 TeV sur la région du GC, Gaggero et al. (2017) ont récemment étudié la contribution de la mer de CRs mesurée sur Terre à l'émission totale au GeV et au TeV au GC. Avec cette diffusion spatialement dépendante, ils obtiennent un spectre de CRs d'indice 2.4, compatible avec les données de H.E.S.S. et du Fermi/LAT. Dans les régions les plus internes, le flux prédit avec leur modèle est un peu plus bas que les spectres observés.

Le profil de la densité de CRs le long du plan Galactique extrait de ce modèle est compatible avec celle obtenue à partir de la luminosité  $\gamma$  au TeV. Cette mer de CRs injectée par différentes sources à travers la Galaxie permet également de reproduire la densité de CRs déduite des observations pour des distances supérieures à 50 pc puisque celle-ci est compatible avec une densité constante. Le pic central du profil n'est par contre pas reproduit par leur modèle. Cet excès central pourrait être dû

à l'injection de CRs par des sources supplémentaires situées dans les parties internes qui pourraient également participer à l'émission au TeV de la source centrale HESS J1745-290.

Leur distribution de source dans la Galaxie suit les catalogues existant des SNe. Ils n'incluent aucune concentration de SNe vers le GC. Or nous savons que le taux de SNe au GC est très élevé et doit forcément contribuer à l'injection de CRs au GC. Comme nous l'étudierons dans le chapitre 4, une concentration de ces sources dans les parties centrales du GC crée également un excès assez significatif vers le centre dans le profil de CRs, en particulier quand nous considérons un échappement du SNR dépendant du temps. Sachant que dans leur modèle, le flux de l'émission totale est quasiment reproduit uniquement avec la mer de CRs, il devient nécessaire d'expliquer l'ajout d'un taux supplémentaire d'injection de CRs plus réaliste au centre.

Comme établi par Aharonian et al. (2006a), un déficit d'émission  $\gamma$  est observé par rapport à la quantité de matière disponible autour de la région à  $l \approx 1.3^\circ$ . Ce modèle prédit que la densité de CRs est uniforme dans tout le CMZ et est donc incompatible avec le déficit d'émission  $\gamma$  observé à  $l \approx 1.3^\circ$ .

### 3.3.2 Des modèles leptoniques

Comme nous l'avons déjà mentionnée, l'émission diffuse détectée par H.E.S.S. dans les 100 pc centraux est assez étendue et dans l'ensemble corrélée avec la matière. C'est pourquoi la plupart des scénarios qui la modélise sont fondés sur des modèles hadroniques où les protons des CRs interagissent avec la matière du CMZ. Il existe cependant quelques scénarios leptoniques.

**Une population d'électrons très énergétiques** Les scénarios leptoniques sont fondés sur une philosophie similaire aux modèles stationnaires à une zone présentés dans la section précédente pour une interprétation hadronique (Yusef-Zadeh et al., 2007, 2013; Macias & Gordon, 2014). Ils s'appuient sur une population uniforme de leptons des CRs répartis à travers le CMZ. La présence des filaments radio non thermiques au GC (figure 1.2) interagissant avec les nuages moléculaires permet d'imaginer qu'il est possible d'accélérer des électrons à très hautes énergies dans cette région. L'émission diffuse au TeV serait produit par diffusion Compton inverse de ces électrons avec le rayonnement submillimétrique des poussières (Yusef-Zadeh et al., 2007) ou par émission d'un rayonnement Bremsstrahlung de très haute énergie lorsque ceux-ci sont freinés par les interactions électrostatiques dans les nuages de matière qu'ils traversent (Yusef-Zadeh et al., 2013). Dans ce second scénario, les électrons de plus basse énergie exciteraient la raie de fluorescence du Fer à 6.4 keV et permettraient, par le rayonnement Bremsstrahlung, d'expliquer l'émission continue en rayon X également très corrélée à la distribution de matière. Mais des observations récentes en rayon X de la variabilité de l'émission de la raie du Fer sur l'ordre de la dizaine d'années dans des nuages moléculaires du CMZ (Clavel et al., 2013) exclue ce scénario. La majeure partie de l'émission X des différents nuages moléculaires au GC est attribuée à l'activité passée de Sgr A\* qui irradierait ces nuages. De plus, la présence des protons, qui participent nécessairement à une partie de l'émission lors de leur interaction avec la matière du MIS, est négligée. Il est difficile d'imaginer pourquoi la contribution du Bremsstrahlung des électrons interagissant avec les nuages denses pourrait être si importante tandis que l'interaction des protons des CRs avec ces nuages serait négligeable. Cela revient à supposer que dans le GC les CRs seraient constitués en majorité d'électrons.

**Une population de pulsars non résolue** Récemment, Hooper et al. (2017) proposent un modèle où l'émission serait due à la diffusion inverse Compton d'électrons/positrons de très haute énergie sur différents champs de rayonnement (CMB, infrarouge, UV), injectés par une population de jeunes

et moins jeunes pulsars situés au centre Galactique. Le très grand nombre d'étoiles massives et de binaires X observées dans la région laisse supposer une population assez importante d'étoiles à neutrons. Chennamangalam & Lorimer (2014) ont estimé une limite inférieure sur le nombre de pulsar, dont le pulse serait détectable au GC, à environ 200 dans le parsec central. Aucun d'eux n'a été observé à ce jour. Une explication possible est que la dispersion des pulses radio rend difficile l'identification claire du pulsar. Cependant la détection récente du magnétar SGR J1745-29 (section 3.1.1) a mis en défaut cette interprétation. Les conditions au GC, avec une concentration d'étoiles massives, amènent peut être plus à la formation de magnétars difficilement détectable en radio.

Pour construire leur population de pulsars, ils s'appuient sur la caractérisation bien connue de deux pulsars Galactiques proches, au TeV : GEMINGA et B0656+14. Dans ces deux pulsars, une fraction importante de la puissance de ralentissement est transférée pour produire des leptons à très haute énergie (entre quelques pour cents et quelques dizaines de pour cents). Ils supposent que tous les pulsars sont formés dans les parsec centraux avec une vitesse d'éjection caractéristique autour de 400 km/s. Ils s'éloigneraient donc ensuite continuellement, loin du GC, et pourraient se répartir uniformément sur toute la zone. En ajustant le flux prédit par leur modèle avec celui observé par H.E.S.S., ils estiment que le nombre de pulsars requis est de  $490_{-370}^{+580}$  nouveaux pulsars par millions d'années ce qui impliquerait 25-190 avec un pulse radio dirigé vers le système solaire et donc détectables. Ils montrent que si une fraction suffisante de l'énergie de ralentissement des pulsars est utilisée pour accélérer les électrons à très haute énergie alors, avec le nombre estimé de pulsar au GC, ils peuvent facilement reproduire le flux de l'émission  $\gamma$  observée avec H.E.S.S. Cependant, ils reproduisent l'émission au TeV sur une région centrale de  $0.6^\circ$  beaucoup moins étendue que celle détectée avec H.E.S.S. (environ  $2^\circ$  en longitude et  $0.2^\circ$  en latitude). Il existe une population de pulsars dont l'origine n'est pas au GC et qui pourrait peut être expliquer l'émission de haute énergie plus étendue.

L'idée de cette population de pulsar qui contribuerait à l'émission au TeV n'est pas nouvelle et elle est alléchante. Cependant le taux de pulsar requis dans le parsec central pour reproduire toute l'émission au TeV semble un peu élevé au regard de l'estimation du taux de SNe dans l'amas Central même s'il est envisageable compte tenu des erreurs sur ces taux. L'émission de H.E.S.S. est très corrélée à la distribution de matière, il semble donc impossible d'exclure totalement une contribution hadronique notamment au vu du nombre de SNe qui ont du se produire dans leur modèle si nous considérons le nombre d'étoiles à neutrons qu'ils estiment. Ces SNe injectent des protons à haute énergie qui par rapport aux électrons ne souffrent pas du problème de perte d'énergie rapide une fois émis au GC. Enfin ils considèrent un processus d'accélération similaire à celui de pulsars bien connus. Or une des raisons possibles de l'absence de détection de pulsars au GC serait qu'ils présenteraient des propriétés différentes. Les étoiles très massives formeraient plutôt des magnétars. Les processus dans ces sources sont très mal connus et peuvent être très différents des pulsars qui ont été considérés dans leur étude.

Les modèles leptoniques provenant de sources non résolues pourrait contribuer à l'émission de manière significative et permette également de reproduire l'émission au TeV qui n'est pas corrélée avec la distribution de matière. Cependant dans le chapitre suivant, nous présentons le modèle hadronique que nous avons développé prenant en compte une distribution 3D réaliste de la matière et des SNe dans le CMZ. La distribution que nous avons construit pour la matière tenant compte d'une phase plus diffuse permet également de reproduire cette émission à de plus hautes longitudes. Au vu de la complexité de la morphologie et du spectre de l'excès au GeV très fortement dépen-

dant des modèles interstellaires utilisés pour l'émission  $\gamma$  diffuse sous-jacente, nous modéliserons uniquement l'émission diffuse au TeV détectée par H.E.S.S. Comme pour les scénarios hadroniques décrits dans la section 3.3.1, les rayons  $\gamma$  sont produits par l'interaction des protons des CRs injectés par les différents accélérateurs ponctuels et la matière à travers le CMZ. Nous montrerons que la contribution de ces accélérateurs ponctuels ne peut pas être négligé dans les 100 pc centraux de la Galaxie en considérant un coefficient de diffusion typique de celui du milieu interstellaire pour lequel la diffusion est dominante.





## Chapitre 4

# Le taux élevé de SNs : origine de l'émission $\gamma$ diffuse de très haute énergie dans les 200 pc centraux de notre Galaxie ?

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Modèle à une zone : Diffusion vs Advection</b>	<b>90</b>
4.1.1	Advection : un échappement indépendant de l'énergie	91
4.1.2	Diffusion : un échappement dépendant de l'énergie	92
4.1.3	Distribution d'énergie spectrale pour le cas diffusif ou advectif.	93
<b>4.2</b>	<b>Un modèle 3D pour estimer l'impact de la distribution spatiale des SNRs</b>	<b>96</b>
4.2.1	La distribution des accélérateurs ponctuels de CRs	96
4.2.2	La propagation des CRs	97
4.2.3	La distribution de matière 3D	98
4.2.4	Les paramètres d'entrée du modèle 3D	99
<b>4.3</b>	<b>Résultat et comparaison aux données de H.E.S.S.</b>	<b>99</b>
4.3.1	Le spectre de l'émission $\gamma$	100
4.3.2	Morphologie de l'émission $\gamma$	100
4.3.3	Un échappement dépendant du temps	104
4.3.4	Un coefficient de diffusion anisotrope	108
<b>4.4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>110</b>

---

L'émission  $\gamma$  diffuse de très haute énergie détectée dans les 100 pc centraux de la Galaxie par la collaboration H.E.S.S. (Aharonian et al., 2006a) est très corrélée à la distribution de matière dans le CMZ. Récemment, Abramowski et al. (2017) ont déduit de cette émission une densité de rayons cosmiques (CRs) piquée vers le centre qui pourrait être produite par une source stationnaire située au GC dans le cadre d'un modèle diffusif pour la propagation des CRs (Abramowski et al., 2016). Cependant le taux de Supernova (SN) dans cette région de la Galaxie est relativement élevé (section 1.1.3). Les restes de SN sont des sites efficaces d'accélération de particules et les sources privilégiées des CRs Galactiques (section 2.3). Leur abondance dans le GC suggère qu'elles doivent jouer un rôle de premier plan. L'énergie cinétique libérée au moment d'une explosion de SN est de  $10^{51}$  erg. Comme évoqué dans le chapitre 1, en supposant un taux de SNe de  $4 \times 10^{-4} \text{ ans}^{-1}$ ,

au milieu de l'intervalle estimé par (Crocker et al., 2011), la puissance libérée par ces sources dans le GC est autour de  $10^{40}$  ergs $^{-1}$ . La luminosité  $\gamma$  observée par H.E.S.S. est quelques ordres de grandeur en-dessous de cette puissance injectée disponible (Crocker et al., 2011). La contribution de ces sources à l'émission  $\gamma$  totale au GC n'est donc pas négligeable. Il est important de prendre en compte l'injection et la propagation des CRs par ces accélérateurs ponctuels dans les modèles d'émission  $\gamma$  de la région.

Un des travaux menés au cours de cette thèse fut d'étudier l'impact de la distribution spatiale et temporelle de ces SNe dans le CMZ sur le spectre et la morphologie de l'émission de très haute énergie détectée par H.E.S.S. Dans une première étude utilisant un simple modèle stationnaire à une zone (section 4.1) pour rendre compte de la présence des SNe, nous montrons qu'en considérant une valeur du coefficient de diffusion typique du milieu interstellaire, les rayons cosmiques s'échappent par diffusion et non par advection de la région du centre Galactique. De plus comme le temps moyen entre deux explosions de SNe est supérieur au temps d'échappement par diffusion, l'hypothèse stationnaire n'est pas valide. Pour prendre en compte ces effets non stationnaires et une distribution 3D réaliste des SNe dans le GC, j'ai donc développé un modèle 3D d'injection et de diffusion des CRs de très haute énergie en prenant en compte une distribution 3D cohérente de la matière, décrite dans la section 4.2. En utilisant une distribution spatiale réaliste de SNe, concentrées dans des amas d'étoiles massives dans la partie centrale du GC (section 1.1.3), nous obtenons également un profil d'émission  $\gamma$  piqué vers le centre. Ce travail a permis de montrer qu'en prenant des valeurs typiques de paramètres physiques tel que la propagation des CRs au GC, la quantité de matière et le taux de SNe, la contribution des SNe à l'émission  $\gamma$  de haute énergie ne peut pas être négligée, en particulier aux hautes longitudes. Cependant, une composante centrale supplémentaire semble nécessaire pour reproduire l'excès dans la dizaine de parsec centraux. Ces résultats ont été publiés dans Jouvin et al. (2017a).

## 4.1 Modèle à une zone : Diffusion vs Advection

De nombreux travaux (Yoast-Hull et al., 2014; Crocker et al., 2011; Macias et al., 2015) modélisent la population de CRs créée par l'injection constante des SNe au Centre Galactique par un modèle stationnaire à une zone (section 3.3.1). Dans ces études, la présence d'un vent rapide perpendiculaire au plan Galactique, de vitesse comprise entre 400 et 1000 km s $^{-1}$ , est invoquée pour permettre aux rayons cosmiques de s'échapper par advection. Cependant, comme déjà discuté dans le chapitre précédent, en considérant un coefficient de diffusion typique du milieu interstellaire, nous montrons plus loin que la diffusion est bien plus compétitive que l'advection pour permettre aux CRs de s'échapper. L'échappement par diffusion rend compatible la luminosité  $\gamma$  vue par H.E.S.S. et le taux élevé de SNe dans le GC. Les effets non stationnaires ne pourront plus être négligés dans ce scénario.

Dans cette partie, nous considérons un modèle stationnaire à une zone d'injection de CRs dans une boîte de hauteur 50 pc qui est la taille typique d'échappement vertical des particules du Centre Galactique<sup>1</sup> (figure 4.1).

---

1. Cette valeur est considérée par Yoast-Hull et al. (2014); Crocker et al. (2011). C'est une échelle moyenne des structures au GC, que ce soit la matière dans le CMZ dont l'étalement verticale est plus autour de 30 pc ou le champ magnétique dont les structures cohérentes peuvent être visibles jusqu'à 100 pc environ.

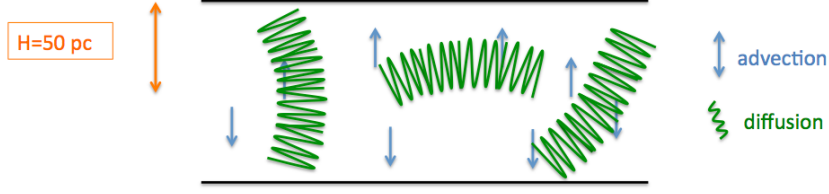


FIGURE 4.1 – Modèle une zone d'échappement des CRs par advection ou diffusion.

#### 4.1.1 Advection : un échappement indépendant de l'énergie

Dans cette approche, les CRs s'échappent par advection dû à un vent perpendiculaire au plan Galactique de vitesse  $v$ . Le temps d'échappement s'écrit donc  $\tau_{adv} = H/v$  où  $H$  est la hauteur de la boîte de 50 pc. Dans le cas stationnaire, considéré dans toute cette partie, nous avons :

$$Q - \frac{N}{\tau_{adv}} = 0 \quad (4.1)$$

où  $N$  est le nombre total de CRs par unité d'énergie ( $\text{TeV}^{-1}$ ) et  $Q$  le spectre différentiel de CRs injectés par la source par unité de temps et d'énergie, qui suit une loi de puissance ici,  $Q = Q_0 \times E^{-p}$ . La normalisation  $Q_0$  du spectre est donnée par le taux de SNe au GC, en supposant que ces dernières accélèrent entre 1 GeV et 1 PeV :

$$\int_{1 \text{ GeV}}^{1 \text{ PeV}} Q_0 \times E^{-p} dE = \eta E_k r_{SN} \quad (4.2)$$

où  $E_k$  est l'énergie totale libérée au moment de l'explosion d'une SN,  $\eta$  l'efficacité d'accélération des CRs dans le SNR, et  $r_{SN}$  le taux de SNe.

L'advection étant un processus indépendant du temps, il ne modifie pas l'indice spectral de la distribution de CRs à la source. Puisque le spectre des rayons  $\gamma$  produit lors de l'interaction pp est légèrement plus dur que le spectre de protons incidents (Kafexhiu et al., 2014), nous devons considérer une loi de puissance d'indice spectral  $p$  égale à 2.45 pour reproduire le spectre de l'émission  $\gamma$  observée par H.E.S.S. avec un indice autour de 2.3 (Aharonian et al., 2006a; Abramowski et al., 2016). En prenant cet indice spectral  $p$ , nous en déduisons donc de la relation 4.2 précédente :

$$Q_0 = 4 \times 10^{36} \text{ TeV}^{-1} \text{ s}^{-1} \left( \frac{\eta}{10\%} \right) \left( \frac{E_k}{10^{51} \text{ erg}} \right) \left( \frac{r_{SN}}{10^{-4} \text{ yrs}^{-1}} \right)$$

La luminosité  $\gamma$  totale observée par H.E.S.S. dans cette région pour des photons d'énergie  $> 200$  GeV est égale à  $L_\gamma = 3.5 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$  (Aharonian et al., 2006a). Nous pouvons relier la densité d'énergie totale des CRs,  $W_p(> 2 \text{ TeV}) = \int_{> 2 \text{ TeV}} N E dE$ , à la luminosité  $\gamma$  pour des photons  $> 200$  GeV,  $L_\gamma(> 200 \text{ GeV})$ , produits par ces CRs lors de l'interaction pp de cette façon :

$$L_\gamma(> 200 \text{ GeV}) \sim \frac{W_p(> 2 \text{ TeV})}{\tau_{pp \rightarrow \pi_0}} \quad (4.3)$$

où  $\tau_{pp \rightarrow \pi_0} = 4.4 \times 10^{15} \left(\frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}}\right)$  sec est le temps typique de perte d'énergie du proton due à la production de pion neutre qui se désintègre en deux photons  $\gamma$  dans un milieu de densité d'hydrogène égale à  $n$  (Aharonian, 2004). Nous en déduisons donc :

$$L_\gamma = 3.4 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1} \left(\frac{\eta}{10\%}\right) \left(\frac{E_k}{10^{51} \text{ erg}}\right) \left(\frac{r_{\text{SN}}}{10^{-4} \text{ yrs}^{-1}}\right) \left(\frac{H}{50 \text{ pc}}\right) \times \left(\frac{v}{10^3 \text{ km/s}}\right)^{-1} \left(\frac{n}{100 \text{ cm}^{-3}}\right) \quad (4.4)$$

On considère ici une densité de gaz  $n$  de  $100 \text{ cm}^{-3}$  déduite de la taille typique et des différentes estimations de masse du CMZ (section 1.1.1.2). Au vu des incertitudes sur l'estimation totale de la masse du CMZ, cette densité peut varier d'un facteur 2 à 4.

Pour être en accord avec la luminosité déterminée par H.E.S.S. et ne pas la surestimer, nous devons considérer la plus grande des différentes estimations de vitesse du vent dans Yoast-Hull et al. (2014) et Crocker et al. (2011), autour de  $1000 \text{ km/s}$  ainsi qu'un temps de récurrence entre chaque explosion de SNe,  $\tau_{\text{SN}}$  de  $10^4$  ans ( $r_{\text{SN}} = 1/\tau_{\text{SN}} = 10^{-4} \text{ ans}^{-1}$ ). Ce temps de récurrence entre chaque explosion de SN est relativement élevé comparé aux différentes estimations de Ponti et al. (2015) ou Crocker et al. (2011). Comme vue dans la section 1.1.3, Koepferl et al. (2015); Longmore et al. (2013) ont estimé un taux de formation d'étoile (SFR) au Centre Galactique assez bas. En supposant une fonction initiale de masse standard (IMF) pour la formation des étoiles (Kroupa, 2001a), nous en déduisons un taux compatible avec celui estimé précédemment de  $10^{-4} \text{ ans}^{-1}$ . Cependant, l'IMF dans le GC pourrait être différente de l'IMF standard et dans le cas d'une IMF privilégiant plutôt la formation d'étoiles massives, le taux de SN déduit du SFR pourrait être plus haut. Comme expliqué dans la section 4.2.1 suivante, nous estimons, dans le centre ( $r \lesssim 0.5 \text{ pc}$ ) des amas d'étoiles massives centraux (le Quintuplet et l'amas Central), un taux de SNe autour de  $0.3 - 1.2 \times 10^{-4} \text{ yrs}^{-1}$ . Par conséquent, au vu du taux estimé dans les amas, un taux de SN global  $r_{\text{SN}} = 10^{-4} \text{ yrs}^{-1}$  dans tout le Centre Galactique semble faible.

De plus pour reproduire l'indice spectral, nous devons considérer un spectre d'injection avec un indice spectral  $p$  égal à 2.45 ce qui est assez mou au regard des modèles d'accélération dans les chocs de SNRs. En considérant seulement l'advection, l'échappement des CRs n'est pas suffisamment rapide. Dans la section suivante, nous nous intéressons à un échappement dépendant du temps par diffusion.

#### 4.1.2 Diffusion : un échappement dépendant de l'énergie

Quand nous voulons étudier la propagation des CRs par diffusion, le choix de la valeur du coefficient de diffusion est critique. Sa valeur exacte dans le GC est inconnue. Comme expliqué dans la partie 2.4.1, nous considérons une dépendance en loi de puissance pour le coefficient de diffusion :  $D = D_0(E/10 \text{ TeV})^d$ .

Les estimations de l'intensité du champ magnétique dans le CMZ présentent des variations assez larges, de quelque  $\mu G$  à quelques centaines de  $\mu G$  (section 1.1.1.3). De nombreuses études ont également révélé un agencement structuré de ce champ dans la région indiquant la possibilité de coefficient de diffusion assez fort (Casse et al., 2002). Dans la suite, nous considérons  $D_0 = 2 \times 10^{29} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  à  $10 \text{ TeV}$  et un spectre proche de celui de Kolmogorov pour les turbulences, c'est-à-dire  $\delta = 0.3$ , et proche d'estimations fondées sur des mesures locales de CRs (Gaggero et al., 2014; Trotta et al., 2011; Gaggero et al., 2015), même si ces résultats dépendent fortement du

modèle choisi pour la diffusion des CRs dans la Galaxie<sup>2</sup> (section 2.4.3). Le temps caractéristique de diffusion est donné par  $\tau_{diff} = H^2/(4 \times D)$ . Comme nous l'avons déjà fait remarquer dans le chapitre précédent, avec cette valeur du coefficient de diffusion, pour un proton de 1 TeV, la diffusion est plus compétitive que l'advection pour l'échappement des CRs puisque  $\tau_{diff} < \tau_{adv}$ .

Comme dans la section précédente, nous sommes dans un modèle stationnaire, donc :

$$Q - \frac{N}{\tau_{diff}} = 0$$

Comme la diffusion est dépendante de l'énergie, pour reproduire le spectre observé par H.E.S.S., nous devons considérer un indice spectral  $p$  égal à 2.15 pour le spectre à la source. En utilisant la même relation que dans l'équation 4.3, nous obtenons une luminosité  $\gamma$  :

$$L_\gamma(10 \text{ TeV}) = 3.2 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1} \left( \frac{\eta}{10\%} \right) \left( \frac{E_k}{10^{51} \text{ erg}} \right) \left( \frac{r_{SN}}{5 \times 10^{-4} \text{ yrs}^{-1}} \right) \times \left( \frac{H}{50 \text{ pc}} \right)^2 \left( \frac{D_0}{2 \times 10^{29} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}} \right)^{-1} \left( \frac{n}{100 \text{ cm}^{-3}} \right) \quad (4.5)$$

Comparé au cas du scénario par advection, le spectre injecté est plus dur donc la puissance injectée dans les CRs est plus uniformément distribuée sur tout le spectre. Dans le cas de l'advection, avec un spectre plus mou, la plupart de la puissance est injectée dans les parties basses énergies du spectre et donc diminue artificiellement la trop grande luminosité prédite par rapport à celle observée avec H.E.S.S. aux hautes énergies. Avec la diffusion, les CRs s'échappent plus vite de la boîte ce qui implique que le temps de récurrence entre chaque explosion de SN est plus petit que pour l'advection. Pour que la luminosité  $\gamma$  soit en accord avec les observations de H.E.S.S., nous devons considérer un taux autour de  $5 \times 10^{-4} \text{ yrs}^{-1}$ , conforme à l'intervalle typique des différentes estimations du taux de SN au GC (section 1.1.3).

### 4.1.3 Distribution d'énergie spectrale pour le cas diffusif ou advectif.

Nous voulons ici aller plus loin que les calculs rapides exposés plus haut et retrouver la distribution d'énergie des CRs dans les 2 scénarios advectif et diffusif. Pour ce faire, nous devons déterminer la densité de particules  $N$  en fonction de l'énergie en résolvant l'équation cinétique suivante :

$$\frac{\delta N}{\delta t} = \frac{\delta}{\delta \gamma}(PN) - \frac{N}{\tau} + Q \quad (4.6)$$

où  $N$  est la densité de particules,  $\gamma$  le facteur de Lorentz de la particule,  $P = DE/dt$  le taux de perte d'énergie,  $\tau$  le temps caractéristique d'échappement et  $Q$  le spectre de la source.

Pour ce faire nous utilisons la code GAMERA (Hahn, 2015). Les pertes d'énergie prises en compte dans le code sont les pertes par rayonnement synchrotron, par rayonnement bremsstrahlung, par

---

2. La valeur choisie pour le coefficient de diffusion fait partie des estimations basses déterminées avec des modèles de propagation uniforme des CRs dans la Galaxie (Gaggero et al., 2014; Trotta et al., 2011). En effet, comme le champ magnétique est sûrement plus fort au centre Galactique que dans le milieu interstellaire, nous nous attendons à une valeur plus basse de ce coefficient. Elle est du même ordre de grandeur que des estimations récentes dans les régions internes de la Galaxie prenant en compte des propriétés de diffusion différentes dans le modèle de propagation des CRs en fonction des régions de la Galaxie (Gaggero et al., 2015).

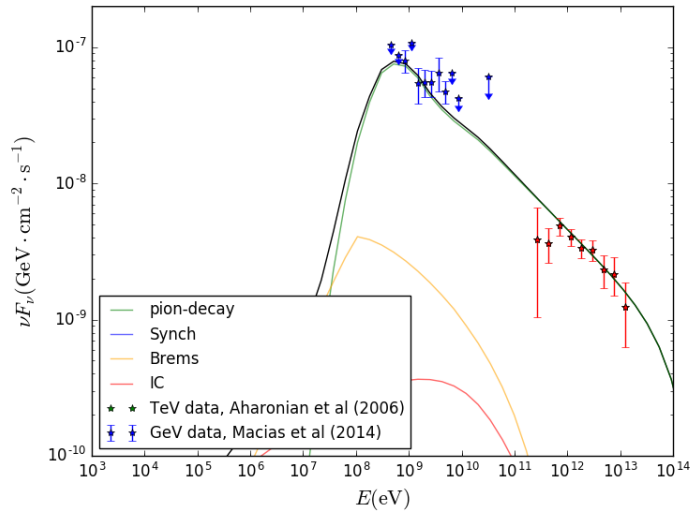
processus Compton inverse et par diffusion inélastique pp. Nous avons également implémenté les pertes par ionisation. Pour l'émission Compton inverse, deux champs de rayonnement présents au GC sont importants à prendre en compte pour leur contribution en  $\gamma$  : le champ de rayonnement optique ( $T=5000$  K) avec une densité d'énergie de  $60 \text{ eV cm}^{-3}$  et le champ de rayonnement infrarouge ( $T=21$  K) avec une densité d'énergie de  $15 \text{ eV cm}^{-3}$  (Yoast-Hull et al., 2014). L'intervalle de valeur pour la force du champ magnétique au GC varie entre  $10 \mu\text{G}$  (LaRosa et al., 2005) et  $100 \mu\text{G}$  (Crocker et al., 2011) (section 1.1.1.3). Quelle que soit la valeur, l'émission Compton inverse n'est jamais dominante au GeV ou au TeV. Dans la suite, en particulier pour les figures 4.2.a et 4.2.b, nous prendrons une valeur intermédiaire de  $30 \mu\text{G}$ .

Dans les simulations suivantes, les protons sont accélérés jusqu'à une énergie maximale de 1 PeV et nous utilisons une énergie maximale de 1 TeV pour les électrons car les pertes énergétiques pour ces électrons sont déjà très hautes dans le SNR en raison du fort champ magnétique. L'efficacité d'accélération des CRs est fixée à 10% de l'énergie cinétique libérée lors de l'explosion d'une SN et le rapport de densité électrons/protons est fixé à 1%. Comme pour les deux sections précédentes, l'échelle typique sur laquelle les CRs s'échappent est de 50 pc.

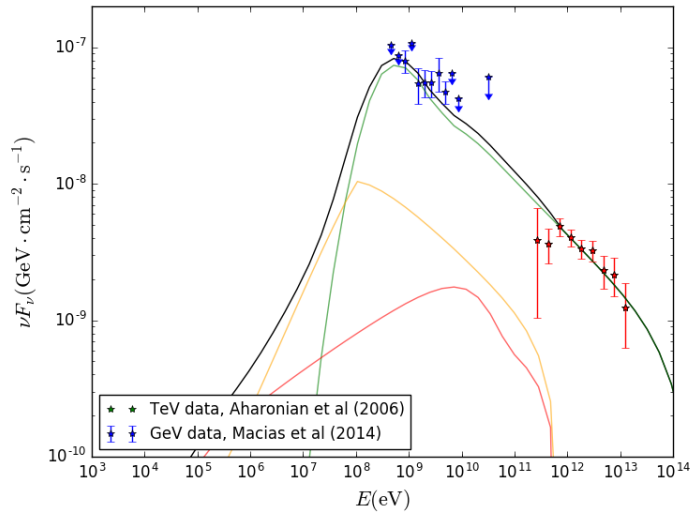
Pour le scénario où les CRs s'échappent par advection, nous supposons une loi de puissance pour l'injection des protons et électrons d'indice 2.45. Le spectre à différentes longueurs d'onde est représenté sur la figure 4.2.a ; les données au GeV sont obtenues par Macias & Gordon (2014) et au TeV par Aharonian et al. (2006a). Comme dans la section 4.1.1, le modèle est bien en accord avec les données au GeV et au TeV si nous considérons un temps de récurrence pour les SNe assez élevé autour de  $10^4$  ans. Sur la figure 4.2.b nous considérons un échappement par diffusion en utilisant le même coefficient de diffusion que dans la section 4.1.2. Pour ce scénario, la loi de puissance injectée est plus dure ( $p=2.15$ ), afin de reproduire le spectre en  $\gamma$  en 2.3 obtenu avec les données de H.E.S.S. La contribution du bremsstrahlung et de l'émission Compton inverse augmente. Ces contributions restent négligeables comparées à la contribution du processus hadronique. Comme mentionné dans la section 4.1.2, pour reproduire les données au GeV et au TeV, le temps de récurrence pour les SNe de  $2 \times 10^3$  ans est plus petit et plus proche des estimations courantes au GC (section 1.1.3).

Pour les deux scénarios nous n'essayons pas de reproduire l'émission radio par synchrotron car elle résulte de multiples phénomènes additionnels que nous devrions prendre en compte (émission thermique, auto-absorption etc...) et car le champ magnétique est sûrement non uniforme (Ferrière, 2009) ce qui rend le modèle de la boîte 1D plutôt inapte à donner une estimation correcte des flux radio. Nous nous assurons simplement que les modèles ne produisent pas une émission radio supérieure à celle de Crocker et al. (2011).

Nous n'incluons pas les électrons ou positrons secondaires produits lors de la désintégration du pion. En effet, au regard de la valeur du coefficient de diffusion utilisée, les électrons secondaires seront négligeables par rapport aux électrons primaires. Les protons s'échappent très vite de la région, bien plus vite que le temps d'interaction produisant ces électrons secondaires. Nous avons vu que la contribution par IC à l'émission  $\gamma$  des électrons primaires est négligeable au GeV et au TeV, elle le sera donc aussi pour les électrons secondaires. Nous ne simulons pour les figures 4.2.a et 4.2.b que des électrons primaires jusqu'à 1 TeV puisque les pertes radiatives dans le SNR sont très grandes à ces énergies. Il est cependant possible d'imaginer pouvoir produire des électrons secondaires avec une énergie supérieure à 1 TeV puisque qu'ils sont issus de l'interaction pp. Dans nos simulations, les protons ont une énergie maximale autour de 1 PeV. Nous simulons donc des électrons primaires jusqu'à 10 TeV mais leur contribution par IC est toujours négligeable au GeV et au TeV. Même si les électrons secondaires peuvent atteindre ces énergies ils n'auront aucun impact.



(a)



(b)

FIGURE 4.2 – Spectre d'énergie à différentes longueurs d'ondes des 100 pc centraux pour les modèles stationnaires à une zone. (a) L'échappement des rayons cosmiques se fait par advection avec un vent perpendiculaire au plan Galactique de vitesse  $v$  égale à 1000 km/s sur une échelle de 50 pc. L'indice spectral de la population de particules injectée est fixé à 2.45. Le temps de récurrence des SNe est fixé autour de  $10^4$  ans. (b) l'échappement se fait par diffusion. Nous supposons un coefficient de diffusion en loi de puissance :  $D = D_0(E/10 \text{ TeV})^d$  avec  $D_0 = 2 \times 10^{29} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$  et  $d=0.3$ . L'indice spectral de la population de particules injectée est fixé à 2.15. Le temps de récurrence des SNe est de  $2 \times 10^3$  ans.

En considérant le coefficient de diffusion décrit à la section 4.1.2, l'échappement par diffusion est bien plus efficace que par advection qui est donc négligeable à ces très hautes énergies. De plus, le modèle par advection conduit à un taux de SNe situé dans la partie la plus basse des estimations alors que le modèle de diffusion conduit à un taux autour de la médiane des différentes estimations. Dans le scénario diffusif, le temps de récurrence pour les SNe est supérieur au temps d'échappement

par diffusion quelque soit le spectre de protons considéré. L'approximation de stationnarité n'est donc pas valide. Dans les sections suivantes, nous développons une approche non stationnaire en construisant un modèle 3D pour étudier l'impact de la distribution spatiale des SNe sur le profil en  $\gamma$  et en CRs.

## 4.2 Un modèle 3D pour estimer l'impact de la distribution spatiale des SNRs

### 4.2.1 La distribution des accélérateurs ponctuels de CRs

Un point crucial pour l'étude de la distribution des CRs est la détermination de la distribution, temporelle et surtout spatiale, réaliste des SNe. Pour modéliser l'injection des CRs par tous ces accélérateurs individuels que représentent les SNRs dans le CMZ, nous modélisons une distribution de sources impulsives dont le temps d'explosion suit une loi de Poisson de temps de récurrence  $\tau=2500$  ans, valeur centrale de l'intervalle du taux de SNe estimé par Crocker et al. (2011).

Une fraction importante des étoiles massives est répartie de manière uniforme dans le CMZ. Trois amas d'étoiles massives sont observés dans les environs de SgrA\* (section 1.2.1) : le Quintuplet (âge estimé 3-5 millions d'année), les Arches (âge estimé 2-3 millions d'année) et l'amas Central autour de SgrA\* (âge estimé 4-6 millions d'année). Des candidats SNR et PWN semblent pouvoir être associées au Quintuplet (Heard & Warwick, 2013; Ponti et al., 2015). Deux étoiles à neutrons relativement jeunes ont été récemment détectées dans l'amas Central : celle associée à la nébuleuse de Pulsar G359.95-0.04 près de SgrA\* (Wang et al., 2006) et le magnétar SGR J1745-2900 (Mori et al., 2013). Ces amas centraux étant suffisamment âgés, la détection de ces sources résultant de l'explosion d'étoiles massives met en évidence que des phénomènes capables d'injecter des CRs à hautes énergies, comme les SNe, se sont produits récemment. La distribution de ces accélérateurs ponctuels au GC n'est pas uniforme mais concentrée vers le centre, comme déjà souligné avec l'observation d'un plasma en rayon X à un 1 keV dans les parties très centrales du GC (section 1.1.3).

Afin de modéliser correctement le taux de SNe dans les différentes composantes, il est important d'en estimer le taux dans chacun de ces amas. L'amas des Arches semble trop jeune pour qu'un SN ait pu se produire. Nous n'incluons pas une concentration de sources à sa position. Les parties centrales,  $r \lesssim 0.5\text{pc}$ , du Quintuplet et de l'amas Central présentent une IMF privilégiant plutôt la formation d'étoiles massives avec une pente en  $\alpha \sim 1.7$  (Lu et al., 2013; Hußmann et al., 2012), plus plate que l'IMF de Salpeter classique en  $\alpha = 2.35$  (Kroupa, 2001b). Dans ces régions centrales, les masses totales estimées sont  $\sim 6 \times 10^3 M_{\text{sol}}^{\text{aire}}$  au-dessus de  $0.5 M_{\odot}$  pour le Quintuplet (Hußmann et al., 2012) et  $\sim 14 - 37 \times 10^3 M_{\odot}$  au-dessus de  $1 M_{\odot}$  pour l'amas Central (Lu et al., 2013). En utilisant le logiciel Starburst99 (Leitherer et al., 1999; Vázquez & Leitherer, 2005) avec l'IMF et les estimations de masse totale précédentes, nous pouvons estimer le taux de SN dans les parties centrales de ces amas. Nous trouvons, respectivement  $0.3 \times 10^{-4}$  pour le Quintuplet et  $0.3 - 1.2 \times 10^{-4} \text{yrs}^{-1}$  pour l'amas Central. Pour les parties les plus externes de ces amas, la ségrégation de masse qui apparaît à différentes distances depuis le centre changera l'IMF. Par conséquent, l'extrapolation du taux de SN n'est pas linéaire et est incertain.

La distribution spatiale 3D sera donc constituée de deux composantes. Une composante uniforme où les SNe sont distribuées de manière uniforme dans un cylindre de rayon 100 pc et de hauteur 10 pc représentant le CMZ. En plus de cette composante uniforme, nous supposons une concentration des SNe dans les amas centraux d'étoiles massives (le Quintuplet et l'amas Central). Le taux de SNe dans ces amas de notre modèle,  $\tau_{SN} = 8 \times 10^{-5} \text{yrs}^{-1}$ , est en accord avec celui déterminé



précédemment à partir de paramètres physiques.

### 4.2.2 La propagation des CRs

**Equation de diffusion** Comme détaillé dans la section 2.4.2, la propagation des rayons cosmiques est décrite par une équation de transport prenant en compte un terme de convection et de diffusion (équation 2.5, section 2.4.2). Nous considérons le même coefficient de diffusion à 10 TeV que précédemment,  $D_0 = 2 \times 10^{29} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ , et un spectre de turbulence du champ magnétique correspondant à une dépendance du coefficient de diffusion avec l'énergie en  $\delta=0.3$  (section 4.1.2). Au regard de cette valeur, l'advection est complètement négligeable pour la gamme en énergie considérée, supérieur au TeV pour les protons. L'équation de transport précédente se réécrit comme une simple équation de diffusion (equation 2.6).

Nous négligeons l'accélération des électrons puisque leur contribution est très probablement négligeable. Pour une injection ponctuelle en temps et en espace modélisant un accélérateur impulsif comme les SNRs et en supposant une densité de CRs nulle en  $r = +\infty$ , la fonction de Green 3D explicitée dans la section 2.4.2 est solution de l'équation de diffusion.

Pour l'injection des CRs, nous supposons une loi de puissance d'indice spectral  $a$  égal à 2 puisque cette valeur est commune dans le cas de l'accélération diffusive par des ondes de choc :  $N = N_o E^{-a} \delta(r - r_0) \delta(t_0)$ . En convoluant la fonction de Green précédente par le terme source  $N$  de l'équation de diffusion, nous obtenons le spectre différentiel final des CRs à une distance  $r$  de la source et à un temps d'observation  $t$  pour un proton d'énergie  $E_p$  (equation 2.7).

Nous étudions également le scénario proposé par Abramowski et al. (2016) qui proposent, à partir du profil de densité des CRs déduit de l'émission  $\gamma$  diffuse, qu'un unique accélérateur stationnaire au GC permette d'expliquer toute l'émission. Le spectre différentiel final des CRs pour une source d'injection stationnaire est obtenu en intégrant la solution impulsive précédente (équation 2.9).

Dans la suite, nous négligeons un échappement dépendant du temps : quelle que soit leur énergie les CRs sont émis au même moment. Dans la section 4.3.3, nous étudierons l'impact que peut avoir le confinement des CRs dans le SNR en fonction de leur énergie, en particulier sur la morphologie de l'émission.

**Limite à la diffusion isotrope** Il y a une limite à la diffusion isotrope dans les régions proches de la source d'émission. Le libre parcours moyen,  $r_{lpm} = 3D/v$  (section 2.4.1), d'une marche aléatoire due à la diffusion des particules le long des lignes de champ magnétique peut atteindre 100 pc pour les plus hautes énergies considérées dans cette étude (1 PeV). Pour ces énergies, le libre parcours moyen est égal à la taille de la boîte, par conséquent l'approximation de diffusion est fautive puisque, les CRs étant toujours en régime balistique, ils ne sont que très peu diffusés et leur distribution n'est pas du tout isotropisée. Nous devons donc développer une meilleure approximation pour décrire le flux de photons  $\gamma$  produit à des distances où les CRs sont en régime balistique. Nous avons choisi une approche simple qui consiste à modifier l'équation de diffusion pour les distances  $r < r_o = 3 \times r_{lpm}$ . Pour ces distances, nous fixons la densité de CRs à une valeur constante qui est égale à la densité de CRs en  $r = r_o$ . Cette approche permet de s'affranchir de l'émission  $\gamma$  des CRs qui ne sont pas isotropisés, puisque la contribution de cette dernière composante devrait apparaître comme une source faible et étendue. Cette approximation permet de mieux prendre en compte l'émission diffuse autour d'un accélérateur stationnaire.

### 4.2.3 La distribution de matière 3D

Une vision assez détaillée de la composition des phases du milieu interstellaire au Centre Galactique est présentée dans la section 1.1.1.2 du chapitre 1.

Pour reproduire une émission  $\gamma$  réaliste, produite par l'interaction des CRs avec la matière en 3D dans le GC, il faut construire un modèle de distribution de matière cohérent. Comme expliqué dans la section 1.1.1.2, notre connaissance très incomplète de la cinématique du gaz dans le GC rend difficile la conversion des mesures de vitesses radiales des raies d'émission en distance radiale. Quelques modèles dynamiques utilisés permettent de reconstruire la position des nuages les plus denses mais une large fraction de la masse est répartie dans la phase diffuse (section 1.1.1.2). Nous avons donc construit un modèle à partir du travail réalisé par Sawada et al. (2004) et Ferrière et al. (2007), présenté dans la section 1.1.1.2. Sawada et al. (2004) ont déterminé la position du gaz de la composante diffuse ainsi que de certains nuages moléculaires denses pour une latitude  $b = 0^\circ$ , en étudiant uniquement le rapport de deux raies moléculaires : CO (2.6 mm) en émission et OH (18 cm) en absorption. La résolution spatiale dans leur étude est environ de 30 pc, donc la position des nuages ne sera pas très précise. Dans des études comme Kruijssen et al. (2015); Henshaw et al. (2016), la position des cœurs denses est plus précise mais, au vu de l'étalement des phénomènes de diffusion étudiés et de la résolution spatiale de H.E.S.S. pour l'émission  $\gamma$  (autour de  $0.15^\circ$  de largeur totale ou un peu plus de 20 pc au GC), la précision de Sawada et al. (2004) est suffisante.

Nous supposons que la masse totale du CMZ est de  $4 \times 10^7 M_\odot$  (valeur intermédiaire des différentes estimations). Nous pouvons donc convertir leur image 2D d'intensité des raies en densité, en supposant un facteur de conversion constant sur tout le CMZ. Dans Sawada et al. (2004), il n'y a aucune information sur la distribution verticale de  $H_2$ . Pour modéliser son évolution avec la latitude Galactique, nous suivons Ferrière et al. (2007) qui la représente par une exponentielle décroissante de hauteur caractéristique 20 pc (figure 4.3.a). Pour la distribution du gaz atomique, à l'instar de Ferrière et al. (2007), nous considérons que sa masse totale est égale à 10% de la masse totale moléculaire et nous adoptons pour sa distribution spatiale celle donnée également par ces auteurs. Notre modèle est représenté sous différents points de vue sur les figures 4.3.a et 4.3.b. La matière est plus étalée selon la ligne de visée aux plus grandes longitudes (4.3.b).

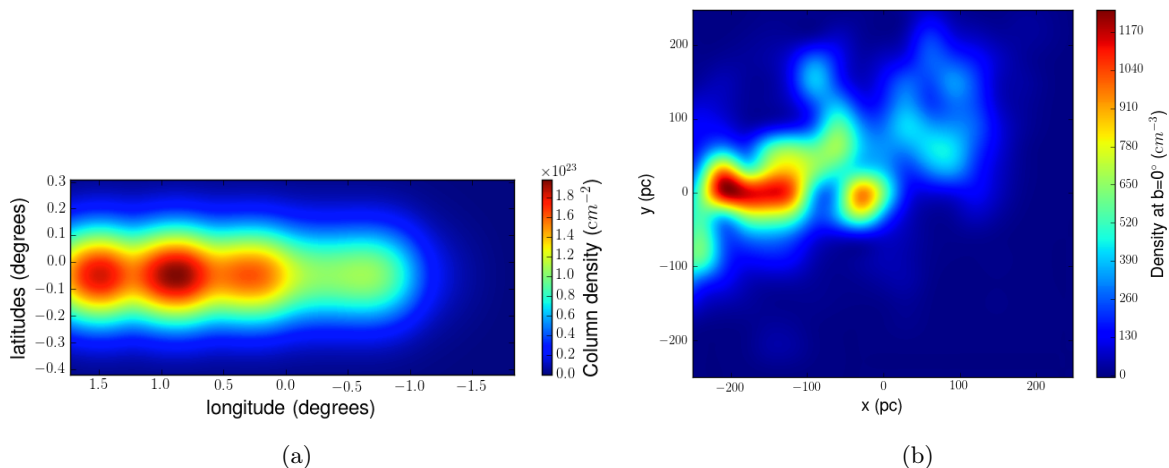


FIGURE 4.3 – (a) La distribution du gaz moléculaire du Centre Galactique en latitude et longitude Galactique (b) La distribution moléculaire du Centre Galactique observée à une latitude  $b = 0^\circ$  vu depuis la direction du pôle nord Galactique

#### 4.2.4 Les paramètres d'entrée du modèle 3D

Nous simulons l'injection et la propagation des CRs de 1 TeV à 1 PeV dans une boîte 3D de taille  $500 \text{ pc} \times 500 \text{ pc} \times 50 \text{ pc}$  centrée sur le Centre Galactique dont les pixel sont des cubes de  $2 \text{ pc} \times 2 \text{ pc} \times 2 \text{ pc}$ . Comme mentionné dans la section 4.2.1, la population de CRs au GC est modélisée par des injections instantanées de particules des SNRs qui sont ajoutées à des instants suivant une loi Poissonienne de temps de récurrence  $\tau=2500$  ans. Nous ne considérons pas de source avec un âge inférieur à 1000 ans puisque aucun SNR plus jeune n'a été observé dans le GC. Nous ne gardons que les sources avec un âge inférieur à 100 000 ans puisque, pour les explosions plus vieilles, les CRs ont déjà diffusé en dehors de la boîte, donc leur densité est négligeable. La table 4.1 répertorie les différents paramètres physiques du modèle.

Il est possible de déterminer analytiquement le spectre des photons  $\gamma$  produit lors de l'interaction pp en connaissant le spectre de la population de protons incidents (section 2.2.2, équation 2.2). Puisque nous connaissons le spectre de CRs ainsi que la masse moléculaire totale  $M_H$  dans chaque pixel de notre boîte, nous pouvons donc obtenir l'émission  $\gamma$ . En divisant cette expression par  $4\pi R_0^2$  où  $R_0$  est la distance du GC à la terre, nous obtenons le flux de rayons  $\gamma$  sur Terre dans chaque pixel de notre boîte.

TABLE 4.1 – Paramètres physiques utilisés dans notre modèle 3D pour la propagation et l'injection des CRs

Paramètres du modèle	Valeur
indice spectral du spectre de protons injectés	2
$E_{max}$ du spectre de protons injectés	1 PeV
Taille de la boîte	$500 \text{ pc} \times 500 \text{ pc} \times 50 \text{ pc}$
Masse moléculaire totale	$4 \times 10^7 M_\odot$
$D_0$ (10 TeV)	$2 \times 10^{29} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$
indice spectral pour le coefficient de diffusion ( $d$ )	0.3
$E_{SN}$	$10^{51} \text{ erg}$
Temps de récurrence des SNe	2500 yrs

Un paramètre important dans ce modèle est l'efficacité d'accélération des CRs par les SNRs qui sera un paramètre libre. Nous revenons sur sa valeur dans la section suivante.

### 4.3 Résultat et comparaison aux données de H.E.S.S.

Dans cette partie nous comparons la prédiction de notre modèle avec certaines données de H.E.S.S. Nous étudions notamment le spectre total de l'émission  $\gamma$  dans la région ainsi que le profil 1D d'émission  $\gamma$  et de CRs déduit de cette émission. En prenant en compte la présence des SNe dans la région, nous verrons qu'il vaut mieux parler d'un déficit de CRs au Centre Galactique plutôt que d'un excès.

Nous n'avons pas tenté de reproduire par ce modèle l'excès au GeV détecté par le Fermi/LAT dans les parties centrales de la Galaxie puisque la caractérisation de celui-ci, tant sa morphologie que son spectre, est très instable et très dépendante de la modélisation de l'émission interstellaire utilisée. De plus aux énergies du Fermi/LAT, la convection n'est plus négligeable pour le transport des CRs et la perte d'énergie des protons doit être prise en compte dans l'équation de transport. Cette modélisation pourra être faite dans de futur travaux mais elle est apparait plus complexe.

### 4.3.1 Le spectre de l'émission $\gamma$

Nous extrayons le spectre  $\gamma$  pour le modèle d'une source stationnaire au GC et pour le modèle d'accélérateurs impulsifs répartis dans tout le CMZ, dans un anneau de rayons intérieur et extérieur  $0.15^\circ$  et  $0.45^\circ$ , que nous comparons sur la figure 4.4 avec le spectre de H.E.S.S. extrait dans la même région par Abramowski et al. (2016). Pour les multiples accélérateurs impulsifs, nous générons 100 configurations spatiales et temporelles différentes pour les sources. Sur la figure 4.4, est représentée la médiane des spectres  $\gamma$  obtenus avec les 100 réalisations du tirage Monte Carlo correspondant ainsi que la dispersion autour de cette médiane. Pour nos deux modèles, avec des paramètres sur la diffusion des CRs et un taux de SNe réaliste, les spectres prédits sont compatibles avec le spectre total de H.E.S.S.

Pour la source stationnaire, nous devons supposer une puissance pour l'accélération des CRs autour de  $10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ . Cette puissance est du même ordre de grandeur que celle estimée par Abramowski et al. (2016), en considérant que l'émission  $\gamma$  de la source au centre HESS J1745-290 est due à l'interaction des CRs dans un régime balistique avec la matière dans la cavité centrale autour de Sgr A\*. Sachant que cette valeur représente 10% de la puissance d'accrétion au niveau du rayon de Bondi estimée par Wang et al. (2013) (section 1.2.3), elle semble raisonnable. Pour les SNe, nous devons considérer une efficacité d'accélération relativement faible, autour de 2% de l'énergie cinétique libérée au moment de l'explosion ( $E_k=10^{51} \text{ erg}$ ). Si nous considérons une efficacité plus élevée et plus proche de celle communément utilisée, autour de 10%, le spectre  $\gamma$  prédit devient supérieur au spectre déduit des données de H.E.S.S. Il serait possible de diminuer ce flux en considérant par exemple un taux de SNe plus faible mais qui serait dans ce cas dans les estimations basses de ce taux. Il serait également possible de diminuer la masse totale supposée pour le CMZ. Dans ce cas, elle serait aussi dans les valeurs les plus basses des différentes estimations de masse totale du CMZ. Au regard des incertitudes sur les valeurs de coefficient de diffusion, nous pourrions considérer une valeur plus élevée.

Il est possible d'explorer la variance de ces paramètres physiques comme le taux de SNe ( $10^{-4} - 10^{-3} \text{ an}^{-1}$ , section 1.1.3) ou la masse totale du CMZ de  $(2-6) \times 10^7 M_\odot$  (section 1.1.1.2). En tenant compte de ces incertitudes, l'efficacité d'accélération doit varier de 0.5 à 20 % pour avoir un spectre compatible avec celui de H.E.S.S. Une efficacité plus grande prédirait un flux total trop élevé. La valeur haute de 20% reste toujours compatible avec les valeurs prises pour l'efficacité d'accélération des CRs dans les SNRs dans la Galaxie. À 0.5% l'efficacité est très faible et en désaccord avec les valeurs impliquées par le paradigme des CRs (section 2.3). Cela pose alors la question de savoir pourquoi les SNRs au GC seraient si inefficaces.

Même en prenant en compte quelques incertitudes sur les paramètres, la contribution de l'injection des CRs au GC par les SNe à l'émission  $\gamma$  totale de très haute énergie est significative. En considérant uniquement les accélérateurs impulsifs au GC, il faut, pour certains paramètres du modèle, considérer des efficacités d'accélération très faibles afin de ne pas produire un flux total trop élevé. Il est donc plus correcte de parler d'un déficit de CRs au GC plutôt que d'un excès.

### 4.3.2 Morphologie de l'émission $\gamma$

#### 4.3.2.1 Le profil d'émission $\gamma$

Sur la figure 4.5.a est représenté le profil d'émission  $\gamma$  en fonction de la longitude Galactique pour une source stationnaire située au Centre Galactique en rouge, après avoir intégré le flux  $\gamma$  pour tous les profils pour des latitudes  $|b| < 0.3^\circ$ . Une chute de l'émission  $\gamma$  est observée vers  $1.3^\circ$ . Dans le cadre de la source stationnaire, nous reproduisons cette chute (figure 4.5.a) à cause du plus

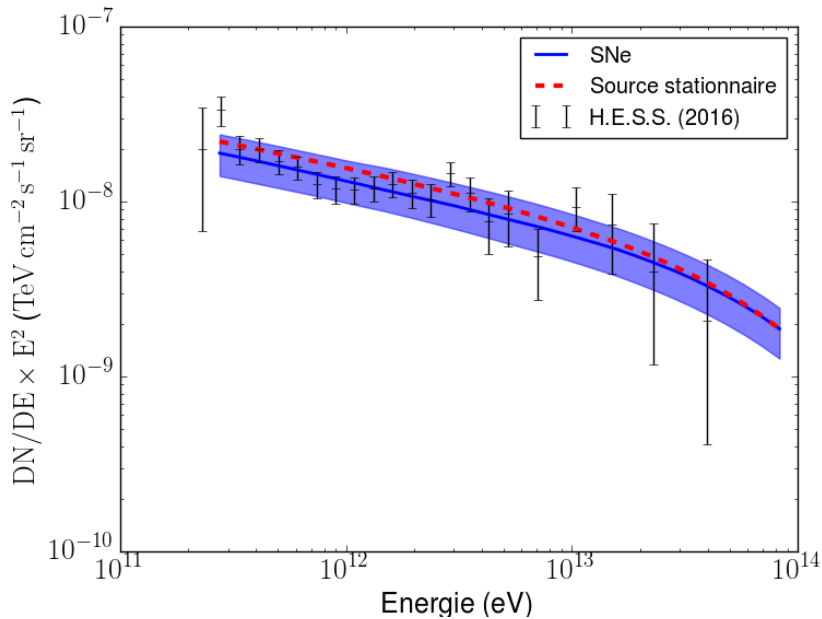
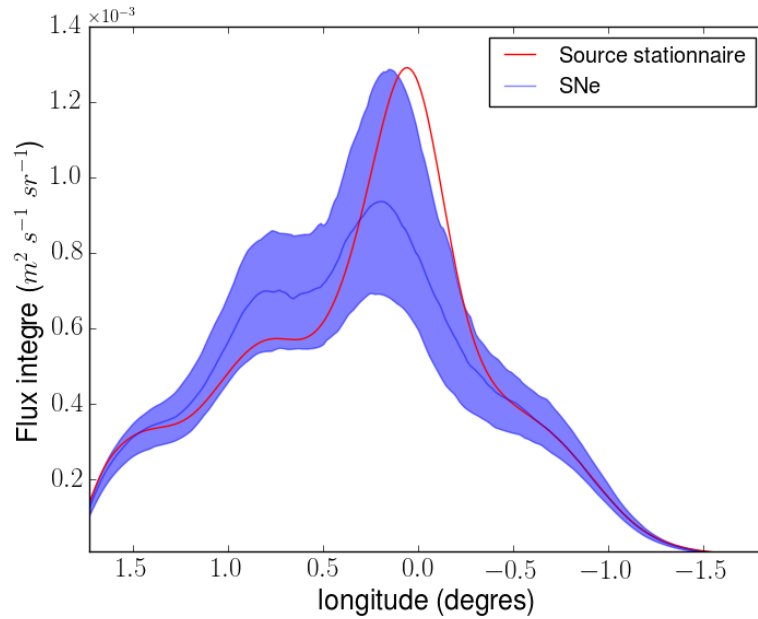


FIGURE 4.4 – Médiane des spectres générés en tirant 100 configurations spatiales et temporelles (ligne bleue), avec la dispersion autour de la médiane. En rouge le spectre obtenu pour une source stationnaire. Les deux spectres sont déterminés dans un anneau centré autour de SgrA\* avec un rayon intérieur et extérieur de respectivement  $0.15^\circ$  et  $0.45^\circ$ , afin de pouvoir comparer aux points de H.E.S.S. extraits dans la même région par Abramowski et al. (2016) (points noirs). Crédit : Jouvin et al. (2017a)

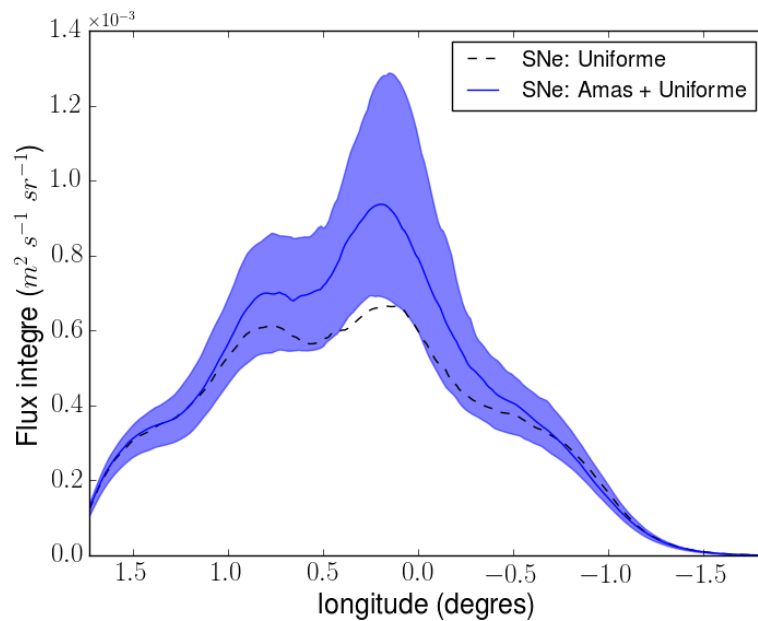
grand étalement de la matière le long de la ligne de visée (figure 4.3.b) : les régions plus distantes, où la densité de CRs est plus faible, contribuent à réduire le niveau d'émission  $\gamma$ . Il est donc inutile de faire appel à une unique source impulsive comme proposé par Aharonian et al. (2006a) pour expliquer ce phénomène. Nous savons aujourd'hui que cette solution n'est pas réaliste au vu du profil d'émission piqué vers le centre déterminé par Abramowski et al. (2016).

La médiane et la dispersion des profils d'émissivité  $\gamma$ , obtenus pour le modèle des accélérateurs impulsifs, sont représentées en bleu sur la figure 4.5.a. Le profil en émission  $\gamma$  prédit par ce modèle, qui prend en compte une distribution spatiale réaliste pour ces sources avec les deux amas centraux, est également piqué vers le centre. Comme l'indique la dispersion importante autour de la médiane, le profil est très sensible à chaque réalisation puisque les explosions les plus récentes auront le plus d'impact sur le profil  $\gamma$  prédit. Si nous considérons uniquement une composante uniforme pour la distribution spatiale des SNe, le profil  $\gamma$ , est comme attendu, plutôt plat et piqué uniquement sur les cœurs moléculaires denses (ligne noire en pointillé sur la figure 4.5.b)

Comme observé dans les données, une augmentation d'émission  $\gamma$  vers le centre est obtenue pour les deux modèles. Ainsi que l'illustre la figure 4.5.a, le profil produit par une source stationnaire est plus piqué sur la source elle-même, supposée ici au GC, que celui produit par les accélérateurs impulsifs qui est piqué sur le complexe moléculaire autour de SgrA. Nous explorons de nouveau cette différence dans la prochaine section en comparant le profil de CRs prédit par les modèles et celui déduit des observations.



(a)



(b)

FIGURE 4.5 – (a) Profil d'émission  $\gamma$  de très haute énergie en fonction de la longitude Galactique pour une distribution spatiale de SNe prenant en compte les deux amas centraux (bleu) et pour la source stationnaire située au GC (rouge), après avoir intégré selon la ligne de visée et la latitude Galactique  $b$ . (b) Profil d'émission  $\gamma$  de très haute énergie en fonction de la longitude galactique pour deux distributions spatiales de SNe : une distribution avec une unique composante uniforme de SNe dans le CMZ (ligne noire) et une distribution prenant en compte les deux amas centraux : le Quintuplet et l'amas central en plus de la composante uniforme (bleu). Les lignes solides et pointillées représentent la médiane des 100 réalisations, et la région colorée la dispersion autour de cette valeur médiane pour le cas où les SNe des amas stellaires sont pris en compte. Crédit : Jouvin et al. (2017a)

### 4.3.2.2 Le profil de densité de rayons cosmiques

Comme nous l'avons présenté dans la section 3.2.1, les données de H.E.S.S. ont permis d'extraire la luminosité  $\gamma$ ,  $L_\gamma$ , dans sept régions du plan Galactique de rayon  $0.1^\circ$  à différentes distances du GC. À partir de la quantité de matière déterminée dans chaque région,  $M_{gas}$ , et en supposant que toute la luminosité  $\gamma$  est produite par l'interaction des CRs avec la matière, nous en déduisons un profil de densité de CRs en fonction de la distance au GC (figure 3.5).

Pour superposer le profil de densité de CRs prédit par nos modèles à ces données, nous déterminons la densité d'énergie de CRs d'énergie supérieures à 10 TeV, intégrée sur la ligne de visée en pondérant la densité d'énergie de CRs obtenue dans chacun des pixels de la boîte 3D par la quantité de matière dans le pixel :

$$W_{CR}(x, z) = \frac{\int_y w_{CR}(x, y, z) \times n(x, y, z) dy}{\int_y n(x, y, z) dy} \quad (4.7)$$

où  $W_{CR}$  est la densité d'énergie des CRs en latitude Galactique ( $z$ ) et longitude Galactique ( $x$ ),  $n(x, y, z)$  la densité de matière dans chaque pixel de notre boîte 3D,  $w_{CR}(x, y, z)$  la densité d'énergie des CRs et  $y$  la direction selon la ligne de visée. Cette pondération par la quantité de matière est nécessaire pour comparer à la densité de CRs obtenue à partir de la luminosité  $\gamma$  dans chacune des régions puisque celle-ci résulte d'une interaction des CRs avec la matière le long de la ligne de visée.

La densité de CRs, présentée sur la figure 4.6 pour le modèle des accélérateurs impulsifs ou de la source stationnaire au GC, est indépendante de la masse moléculaire totale supposée pour le CMZ. C'est une différence importante comparée à la manière dont Abramowski et al. (2016) ont obtenu leurs points de mesure, pour laquelle l'erreur absolue sur la conversion d'émissivité de la raie du CS en densité de colonne  $H_2$  doit être prise en compte. Nous devons donc appliquer un facteur de correction entre notre modèle et les profils de Abramowski et al. (2016) à cause de cette incertitude sur la masse totale. C'est également pour cette raison qu'une pondération par la matière le long de la ligne de visée est nécessaire dans l'équation 4.7 car la densité de CRs,  $W_{CR}(x, z)$ , obtenue à partir des données de H.E.S.S. est proportionnelle à  $L_\gamma/M_{gas}$ . La luminosité  $\gamma$  dans chaque région résulte d'une interaction des CRs avec la matière le long de la ligne de visée.

La figure 4.6 permet d'établir de nouveau que, comme attendu, en prenant en compte une distribution réaliste de SNe dans le GC, la densité de CRs présente un gradient assez prononcé vers le centre. Pour des distances  $> 30$  pc, les deux modèles peuvent reproduire les données. Le profil déduit à partir des données de H.E.S.S. semble plus piqué que celui produit par les accélérateurs impulsifs uniquement. Pour reproduire le profil, une seconde composante de très haute énergie est nécessaire dans les 30 pc centraux en plus de la contribution des SNe. Comme proposé par Abramowski et al. (2016), le modèle d'une seule source stationnaire au GC peut très bien reproduire les données. Cependant ce modèle d'une unique source implique une contribution négligeable des SNe, pour rester en accord avec les données, notamment aux hautes longitudes. Au vu de l'accélération des CRs déjà relativement faible supposée pour les SNe autour de 2 % pour ne pas sur-produire le flux  $\gamma$  total (section 4.3.1), il semble difficile de pouvoir supprimer leur contribution. Il est vrai que, dans le GC, l'efficacité d'accélération des CRs dans les SNRs pourrait être différente de celle estimée dans le reste de la Galaxie. Le milieu dans cette région est chaud (kT  $\sim$  1 keV) et assez dense ( $\sim 1 \text{ cm}^3$ ), les ondes de chocs deviennent donc faiblement supersoniques sur un temps assez court. Par conséquent l'accélération diffusive est efficace sur un temps plus court que dans le reste de la Galaxie. De plus, des explosions de SNe se produisent en groupe et, même si les conditions dans le GC sont différentes

des super bulles (notamment à cause du mouvement de l'amas du Quintuplet), des effets collectifs doivent également avoir un impact sur cette efficacité (Bykov, 2014).

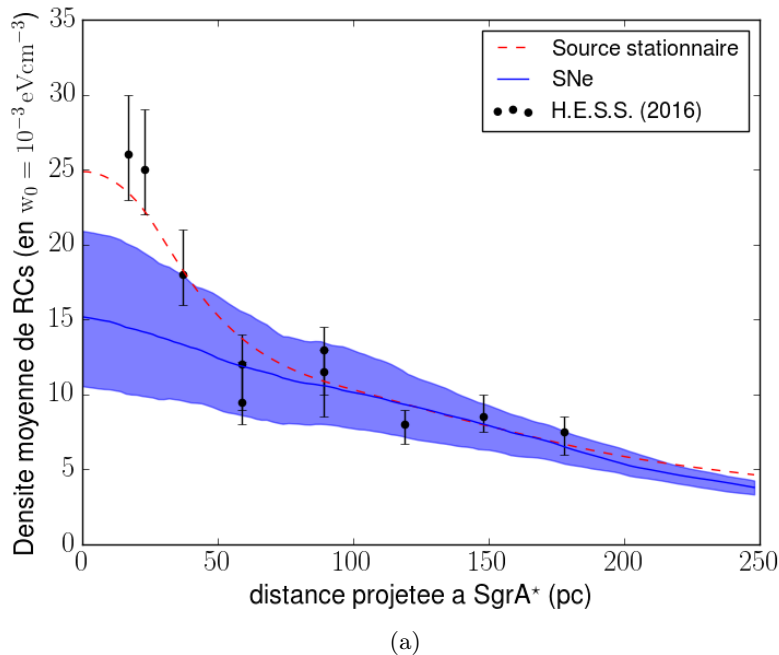


FIGURE 4.6 – Densité moyenne de CRs en fonction de la distance au Centre Galactique extrait des données de H.E.S.S. (Abramowski et al., 2016) en noir, pour la source stationnaire située au GC en rouge et pour les SNe en prenant en compte une distribution spatiale réaliste avec les deux amas centraux en bleu. Ces profils sont la moyenne des profils pour une latitude Galactique  $b : |b| < 0.1^\circ$ . Crédit : Jouvin et al. (2017a)

### 4.3.3 Un échappement dépendant du temps

Dans les résultats précédents pour le modèle des accélérateurs impulsifs, nous avons supposé, que quelle que soit leur énergie, les CRs s'échappaient du SNR au même moment. Dans la section 2.3, nous avons vu que les restes de supernova évoluaient en trois phases distinctes, l'accélération des CRs ayant lieu dans les deux premières. Au cours de la seconde phase, appelée phase de Sedov-Taylor ou phase adiabatique, les CRs vont être injectés dans le MIS à des temps différents, dépendant de leur énergie, dû à des durées de confinement dans le SNR différents. En supposant que la perte d'énergie des protons dans cette phase dépend du temps en loi de puissance d'indice  $-k$ , le spectre différentiel final des CRs à une distance  $r$  de la source et à un temps  $t$  après l'explosion de la source est donné par (Gabici et al., 2009) :

$$\frac{dN}{dE_p}(r, t, E_p) = \frac{N_0 E_p^{-a}}{(4\pi D(t - \chi(E)))^{\frac{3}{2}}} \exp\left(\frac{-r^2}{4D(t - \chi(E))}\right) \text{TeV}^{-1}\text{m}^{-3} \quad (4.8)$$

avec  $\chi(E) = t_{Sedov} \left(\frac{E}{E_{max}}\right)^{-1/k}$  où  $E_{max}$  est l'énergie maximale des CRs accélérés pendant la phase de Sedov.  $\chi(E)$  est le temps écoulé, après l'explosion de la SN, auquel un proton d'énergie  $E$  s'échappe du SNR. Nous suivons l'approche de Gabici et al. (2009) qui imposent  $E_{max} = 5$  PeV à



$t_{Sedov}$  et  $E_{min} = 1 \text{ GeV}$  à  $5 \times 10^4$  ans et en déduisent  $k = 2.48$  pour bien reproduire les modèles théoriques. La durée de la phase de Sedov soit le moment où s'opère la transition vers la phase radiative, dépend des conditions du milieu dans lequel se situe le SNR comme nous l'avons évoqué dans la section 2.3. La transition se fait plus rapidement lorsque le milieu ambiant est dense puisque le choc est rapidement freiné. Le choix de cette durée, et donc de l'énergie maximum à la fin de cette phase adiabatique, aura un impact sur la valeur du paramètre  $k$  ajusté et donc sur la perte d'énergie des protons durant cette phase. Le temps de confinement des particules peut donc être moins élevé. Au vu des hautes énergies que nous considérons, ce choix n'aura pas un impact important.

Sur la figure 4.7, sont représentés les temps de confinement des CRs dans le SNR à différentes énergies, donc les temps auxquels les CRs s'échappent du SNR après l'explosion. En particulier, pour les basses énergies, le temps de confinement dans le SNR est bien supérieur au temps de récurrence entre deux explosions de SNe (ligne rouge). Les figures 4.8.a, 4.8.b, 4.8.c représentent respectivement le spectre  $\gamma$ , le profil 1D d'émission  $\gamma$  et de la densité de CRs pour le modèle d'accélérateurs impulsifs quand l'échappement en fonction de l'énergie est indépendant du temps, comme dans les sections précédentes (vert), et quand il est dépendant du temps (bleu).

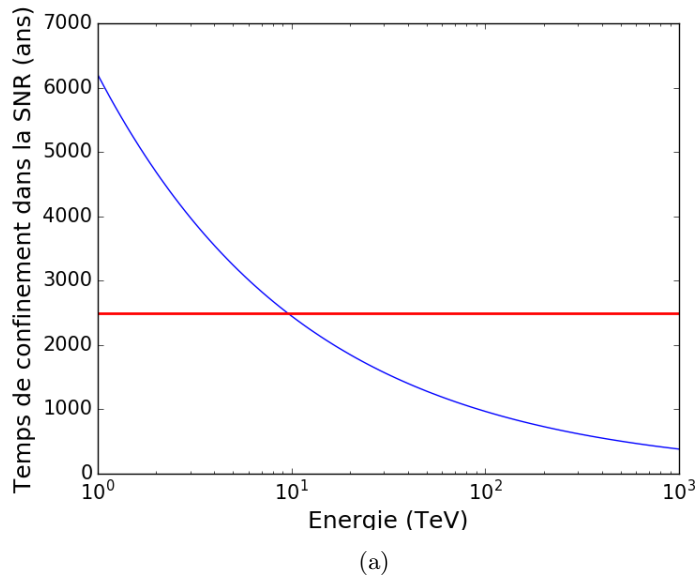
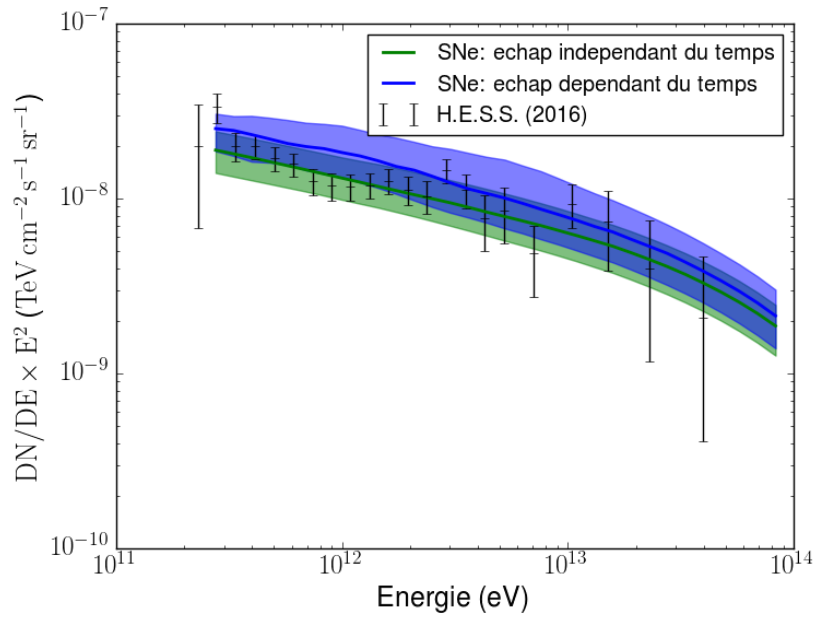


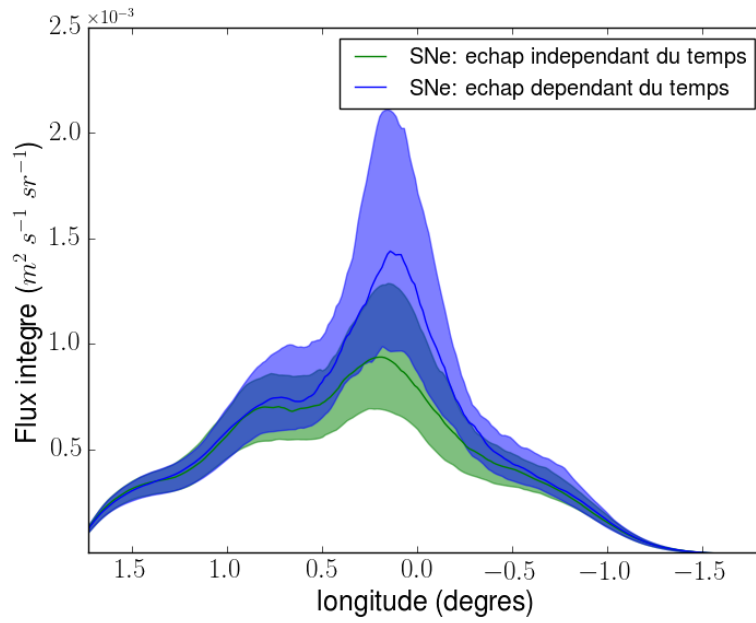
FIGURE 4.7 – Temps de confinements des particules dans le SNR en fonction de leur énergie (ligne bleue). La ligne rouge correspond à un temps de 2500 ans qui est le temps de récurrence entre chaque explosion de SN.

Dans notre modèle d'accélérateurs impulsifs, nous avons pris en compte uniquement ceux dont le temps d'explosion est supérieur à 1000 ans. Dans le cas d'un échappement indépendant du temps, aucun CR n'est donc injecté pour des temps inférieurs à 1000 ans, en particulier au centre. Quand nous considérons un temps de confinement dans le SNR en fonction de l'énergie, le profil, en particulier aux basses énergies, va devenir stationnaire. Pour une explosion datant d'environ 1000 ans, les CRs jusqu'à 100 TeV n'ont pas encore été émis et sont toujours confinés dans le SNR. Par conséquent, comme observé sur la figure 4.8.a, le flux total augmente, en particulier aux basses énergies, car les CRs ne se sont pas encore échappés du centre par diffusion pour les explosions récentes. Nous observons qu'aux hautes énergies, les flux deviennent similaires puisque dans ce cas le temps de confinement des CRs dans le SNR par rapport au temps entre deux explosions de SNe est négligeable. Les CRs les plus énergétiques ont déjà diffusé loin de leur point d'émission entre

deux explosions, donc cela revient à considérer une injection indépendante du temps.



(a)



(b)

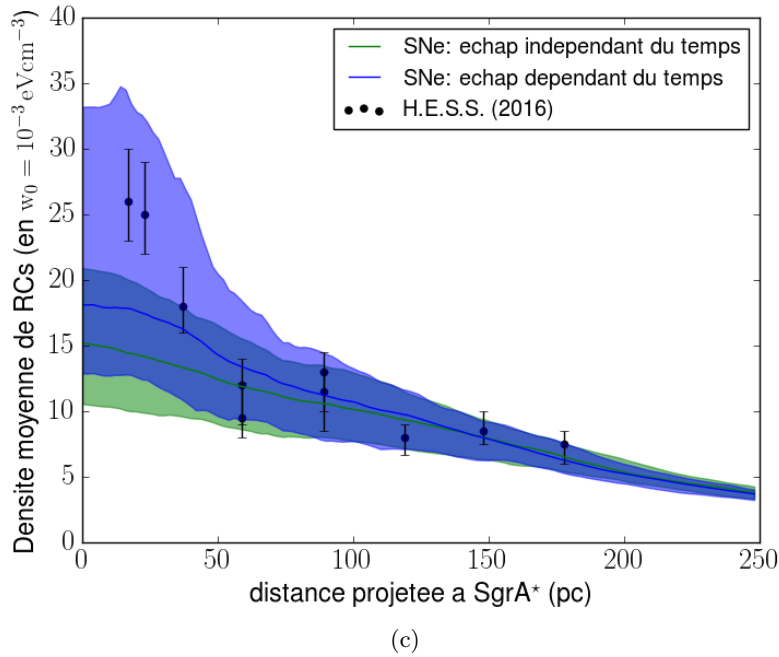


FIGURE 4.8 – (a) Médiane et dispersion des spectres générés en tirant 100 configurations spatiales et temporelles de SNe. Les spectres sont déterminés dans un anneau centré autour de SgrA\* avec un rayon intérieur et extérieur de respectivement  $0.15^\circ$  et  $0.45^\circ$  afin de pouvoir comparer aux points de H.E.S.S. extraits dans la même région par Abramowski et al. (2016). (b) Profil d’émission  $\gamma$  de très haute énergie en fonction de la longitude Galactique après avoir intégré selon la ligne de visée et la latitude galactique  $b$ . Les lignes solides représentent la médiane des 100 réalisations et la région colorée la dispersion autour de cette valeur médiane. (c) Densité moyenne de CRs en fonction de la distance au Centre Galactique extrait de Abramowski et al. (2016) en noir. Ces profils sont la moyenne des profils pour une latitude Galactique  $b : |b| < 0.1^\circ$ . Sur les trois figures, nous considérons un échappement du SNR en fonction de l’énergie indépendant du temps en vert et un échappement dépendant du temps nous prenons en compte la phase de Sedov en bleu. Crédit : Jouvin et al. (2017a)

De plus, quand nous prenons en compte un échappement dépendant du temps, la dispersion des profils obtenus sur les figures 4.8.b est d’autant plus marquée. Puisque les CRs de plus basse énergie n’auront pas diffusé très loin de leur point d’émission les explosions récentes auront d’autant plus d’impact sur le profil  $\gamma$ . Nos observons notamment des profils plus piqués vers le centre. Sur la figure 4.9, sont représentés les profils d’émission  $\gamma$  intégrés sur différentes bandes en énergie en considérant un échappement indépendant du temps (figure 4.9.a) et dépendant du temps (figure 4.9.b). L’effet principal de ce confinement des particules aux basses énergies est donc de stationariser le profil. En effet leur temps d’échappement étant du même ordre de grandeur que le temps de récurrence entre deux explosions de SNe dans les amas du GC, une injection permanente de CRs de basse énergie a lieu dans cette partie centrale. C’est pourquoi le profil d’émission  $\gamma$  est beaucoup plus piqué et ressemble à celui de la source stationnaire au GC. Aux hautes énergies, par contre, les CRs se sont échappés entre deux explosions et le profil  $\gamma$  est beaucoup plus piqué sur les coeurs denses de matière.

Le profil obtenu pour la densité de CRs, compte tenu de la dispersion autour de la médiane des différentes réalisations de SNe, est plus piqué vers le centre et compatible avec les erreurs des

points de données de H.E.S.S. (4.8.c). Dans ce modèle plus réaliste des SNe au centre Galactique prenant en compte un échappement dépendant du temps avec l'énergie, une variation significative de la morphologie de l'émission est attendue en fonction des énergies considérées. Pour distinguer les modèles, il est nécessaire de développer des nouveaux outils d'analyse pour extraire des profils de l'émission diffuse avec H.E.S.S. en fonction de l'énergie, afin de mieux contraindre les différents scénarios. De futur travaux devront analyser plus en détail l'impact de cet échappement dépendant du temps.

#### 4.3.4 Un coefficient de diffusion anisotrope

Le coefficient de diffusion est inversement proportionnel à la valeur du champ magnétique suivant une pente  $\delta$  décrivant le spectre de turbulences du champ (section 2.4.1). Compte tenu du fort champ magnétique au centre Galactique, globalement 10 fois supérieur aux valeurs de quelques  $\mu\text{G}$  dans la Galaxie et pouvant atteindre 1 mG dans certaines régions, la valeur du coefficient de diffusion au GC est sûrement plus basse que celle estimée par Gaggero et al. (2014); Trotta et al. (2011) sur des mesures de CRs locales. Cependant, la valeur choisie dans notre étude reste assez basse comparée à ces estimations. Si nous prenons en compte la morphologie du champ magnétique, qui est dans l'ensemble poloidale (section 1.1.1.3), le coefficient de diffusion est sûrement anisotrope. Nous pouvons donc considérer un coefficient de diffusion avec une valeur plus haute dans la direction perpendiculaire au plan Galactique.

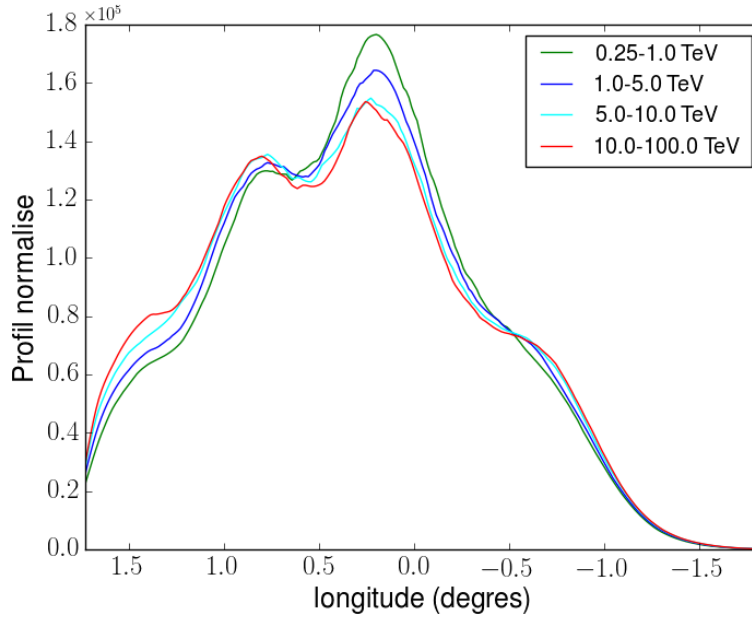
Nous avons donc développé dans notre modèle 3D, la possibilité de considérer un coefficient de diffusion anisotrope avec une valeur dans les directions parallèles au plan Galactique ( $x,y$ ),  $D_{//}$ , différente de celle dans la direction perpendiculaire ( $z$ ),  $D_{\perp}$ . Dans ce cadre, le terme  $D\Delta f$  de l'équation de diffusion 2.6 se ré-écrit :  $D_{//}(\frac{d^2 f}{dx^2} + \frac{d^2 f}{dy^2}) + D_{\perp} \frac{d^2 f}{dz^2}$ . La fonction de Green 3D solution de cette équation est :

$$G(r, t) = \frac{1}{(\sqrt{4\pi D_{\perp}} (4\pi D_{//}) t^{\frac{3}{2}})} \exp\left(-\left(\frac{(x^2 + y^2)}{4D_{//}t} + \frac{z^2}{4D_{\perp}t}\right)\right)$$

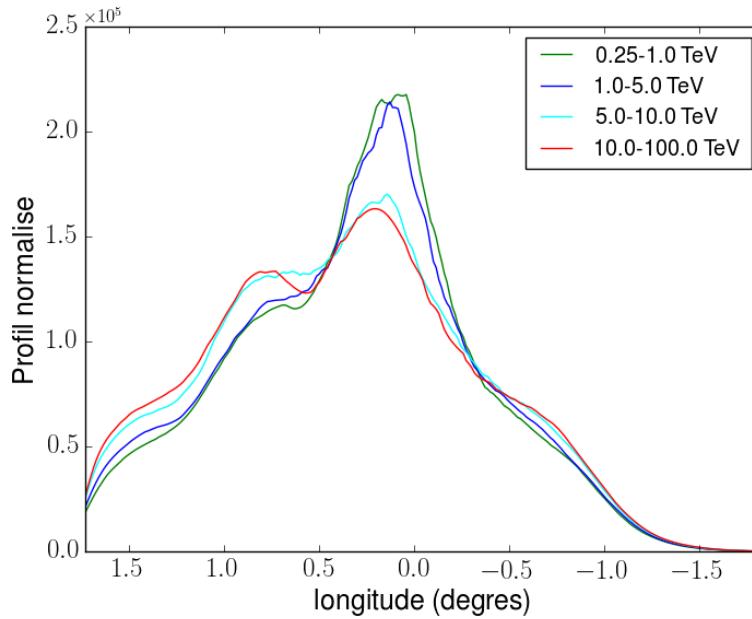
En transformant simplement la variable  $r$  qui est la distance à la source, dans notre cas précédent isotrope, en une nouvelle variable  $r' = D_{\perp}(x^2 + y^2) + D_{//}z^2$ , nous obtenons le spectre différentiel final des CRs à une distance  $r'$  et à un temps d'observation  $t$  pour un proton d'énergie  $E_p$  :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN}{dE_p}(r', t, E_p) \Big|_{\text{instantane}} = \frac{N_0 E_p^a}{(\sqrt{4\pi D_{\perp}} (4\pi D_{//}) t^{\frac{3}{2}})} \exp\left(\frac{-r'^2}{4D_{\perp} D_{//} t}\right) \text{ TeV}^{-1} \text{ m}^{-3} \text{ (source impulsive)} \\ \frac{dN}{dE_p}(r', t, E_p) \Big|_{\text{continue}} = \frac{\dot{N}_0 E_p^{-a}}{(4\pi \sqrt{D_{//}})} \frac{1}{r'} \text{ TeV}^{-1} \text{ m}^{-3} \text{ (source stationnaire)} \end{array} \right.$$

Par exemple, en prenant un coefficient de diffusion 10 fois plus grand dans la direction perpendiculaire au GC, la source stationnaire seule au centre ne peut plus du tout expliquer toute l'émission diffuse. En effet cela nécessiterait une puissance pour l'accélération de CRs autour de  $10^{39} \text{ erg s}^{-1}$  qui représente toute la puissance d'accrétion disponible au niveau du rayon de Bondi estimée par Wang et al. (2013) (section 1.2.3) et semble donc peu réaliste. Pour les SNe, avec ce coefficient anisotrope, nous pouvons considérer une efficacité d'accélération des CRs plus élevée. Donc, avec une valeur encore plus grande du coefficient de diffusion, des efficacités d'accélération plus réalistes



(a) Echappement indépendant du temps



(b) Echappement dépendant du temps

FIGURE 4.9 – Profil d'émission  $\gamma$  en fonction de la longitude Galactique, après avoir intégré selon la ligne de visée et la latitude galactique  $b$ , pour plusieurs bandes en énergie entre 0.25 et 100 TeV. Ces profils sont la médiane des 100 réalisations. (a) L'échappement des CRs du SNR en fonction de l'énergie est indépendant du temps (b) il est dépendant du temps.

autour de 10% peuvent être considérées. Ce coefficient anisotrope ne change pas la morphologie de l'émission  $\gamma$  ou de la densité de CRs, donc une autre composante centrale  $\gamma$  de très haute énergie est nécessaire pour expliquer l'excès dans les 30 pc centraux dans le modèle des SNe.

## 4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié la contribution des CRs accélérés par les SNRs, répartis dans toute la région du GC, sur l'émission  $\gamma$  de très haute énergie observée par H.E.S.S. dans les 200 pc centraux. La puissance d'injection disponible de ces sources est bien plus importante que la luminosité  $\gamma$  observée avec H.E.S.S. Les CRs doivent donc s'échapper efficacement de la région. Avec un simple modèle 1D, nous avons vu que la diffusion était beaucoup plus efficace à ces énergies que l'advection pour que les CRs s'échappent du GC, en considérant un coefficient de diffusion typique des valeurs trouvées pour le MIS local.

Pour pouvoir étudier l'impact de la distribution spectrale 3D de ces SNe, nous avons construit un modèle 3D d'injection et de diffusion des CRs dans le GC en prenant en compte une distribution 3D réaliste de la matière. En supposant un temps de récurrence typique entre chaque explosion de SN autour de 2500 ans, le modèle 3D de ces injections impulsives multiples reproduit le flux  $\gamma$  total observé avec H.E.S.S. dans cette région. Nous devons cependant considérer une efficacité d'accélération des CRs dans le SNR assez faible, autour de 2% de l'énergie cinétique libérée au moment de l'explosion de la SN. La distribution spatiale 3D de ces sources a un impact très prononcé sur la morphologie de la densité de rayons cosmiques et donc de l'émission  $\gamma$  qui en résulte. Nous avons montré qu'en considérant une distribution spatiale de ces sources composée d'une composante uniforme et d'une concentration dans les amas d'étoiles massives centraux, le Quintuplet et l'amas central, la densité de CRs présente également un gradient assez prononcé vers le centre. Le profil 1D en longitude de l'émission  $\gamma$  et de la densité de CRs résultant de ce modèle piquent vers le centre. Aux distances supérieures à 30 pc de SgrA\*, la densité de CRs produit par ce modèle reproduit très bien le profil extrait des données de H.E.S.S. Pour les distances inférieures, une seconde composante de très haute énergie est nécessaire pour reproduire l'excès observé dans les 30 pc centraux. En prenant en compte un échappement des CRs du SNR dépendant du temps en fonction de l'énergie, nous obtenons un profil de CRs et d'émission  $\gamma$  plus piqué vers le centre et compatibles avec les données de H.E.S.S. au regard des incertitudes.

Nous avons également testé le scénario proposé par Abramowski et al. (2016) dans lequel une source stationnaire située au GC (qui pourrait être le trou noir central SgrA\*) serait responsable de toute l'émission  $\gamma$ . Comme Abramowski et al. (2016), nous en déduisons que la puissance nécessaire pour l'accélération des CRs dans ce modèle est autour de  $10^{38}$  erg s<sup>-1</sup> c'est-à-dire 10% de la puissance d'accrétion au niveau du rayon de Bondi, ce qui fait de cette source un bon candidat pour l'accélération des CRs de très haute énergie au GC.

Cependant même si l'excès de CRs et l'émission  $\gamma$  observés vers le GC sont bien reproduits par cette unique source stationnaire, il n'est pas possible de conclure directement qu'elle serait l'unique source responsable de toute l'émission  $\gamma$  de très haute énergie observée au centre. En effet nous devons tenir compte de la présence de toutes les injections récurrentes de CRs provenant des SNe observées à travers tout le CMZ qui expliquent déjà à elles seules le spectre total et les profils d'émission en particulier pour des distances supérieures à 30 pc. Si nous considérons un scénario avec seulement SgrA\*, nous devons diminuer la contribution des SNe en diminuant drastiquement l'efficacité d'accélération des CRs dans ces sources. Cette possibilité n'est pas à exclure, compte tenu du milieu très chaud et très dense où sont situés les SNe au GC, comme observé en rayon X. Nous pourrions donc considérer des chocs faiblement supersoniques, où les turbulences du champ

magnétique sont très fortement diminuées, due à la forte densité afin de diminuer leur efficacité. Nous pourrions également considérer un temps de récurrence entre chaque explosion de SN plus élevé pour diminuer leur contribution. Cependant, au vu du taux de SNe estimé uniquement dans les amas d'étoiles massives centraux, cette hypothèse semble peu réaliste.

Il apparaît capital de savoir si la morphologie varie avec l'énergie ou si le spectre de cette émission présente des variations dans la région. Dans l'hypothèse d'une seule source stationnaire au centre, la morphologie de l'émission ainsi que son spectre dans la région sont stables à toutes les énergies. Nous avons vu que pour un modèle plus réaliste des SNe au GC où l'échappement des CRs du SNR dépend de l'énergie, le profil de l'émission dépend lui aussi fortement de l'énergie : il se stationarise aux basses énergies en étant plus piqué vers le centre. Nous avons développé une analyse 3D pour ajuster simultanément le spectre et la morphologie d'une source, qui sera présentée dans le chapitre 8, afin de nous aider à répondre à ces questions.





## Troisième partie

# Méthodologie observationnelle et réduction de données en astronomie $\gamma$ de très haute énergie



# Chapitre 5

## De H.E.S.S. à CTA

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Le ciel à très haute énergie</b>	<b>116</b>
5.1.1	Les sources Extra-Galactiques	116
5.1.2	Les sources Galactiques	117
<b>5.2</b>	<b>Les expériences en astronomies <math>\gamma</math> de très haute énergie : un bref historique</b>	<b>120</b>
<b>5.3</b>	<b>L'expérience H.E.S.S</b>	<b>120</b>
5.3.1	Principe de détection	121
5.3.2	Le site	122
5.3.3	Les télescopes CT1, CT2, CT3 et CT4	123
5.3.4	La caméra du réseau H.E.S.S. I	124
5.3.5	La phase H.E.S.S. II	126
5.3.6	Déroulement et sélection des observations	127
<b>5.4</b>	<b>De l'image dans la caméra au gamma</b>	<b>128</b>
5.4.1	Calibration des données	129
5.4.2	Reconstruction des événements	131
5.4.3	Méthode de discrimination $\gamma$ /fond	134
5.4.4	Configuration et lots de coupures	137
<b>5.5</b>	<b>L'observatoire CTA : une nouvelle génération de réseau de télescopes à Imagerie Tcherenkov</b>	<b>138</b>
5.5.1	Le site	138
5.5.2	Les questions scientifiques	140
5.5.3	Les performances de l'instrument	141

---

L'astronomie  $\gamma$  s'étend sur une large gamme d'énergie (plus de neuf ordres de grandeur) que l'on peut diviser en trois "bandes" : les  $\gamma$  de basse énergie ou  $\gamma$  mou (0.1-30 MeV), les  $\gamma$  de haute énergie (30 MeV-100 GeV) et les  $\gamma$  de très haute énergie ( $> 100$  GeV). Ces différentes bandes impliquent différentes techniques de détection.

L'atmosphère bloque les photons  $\gamma$  de basse énergie essentiellement à cause de l'effet photo-électrique, mais aussi par effet Compton et effet de paire. Elle bloque les  $\gamma$  de haute et très haute énergie par création de paire. Une solution consiste à les observer depuis l'espace avec des satellites tant que le flux est suffisamment important (jusqu'à 100 GeV environ). C'est le cas de l'International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory (INTEGRAL) qui est un observatoire spatial d'astrophysique européen étudiant les rayons  $\gamma$  de basse énergie (de 20 keV à 10 MeV) depuis 2002. Le LAT, qui est

l'instrument principal à bord du Fermi Gamma-Ray Space Telescope, observe le ciel entre 20 MeV et 300 GeV.

À plus haute énergie, le flux de  $\gamma$  variant en loi de puissance, il devient beaucoup trop faible pour des observations dans l'espace. Il est donc essentiel d'augmenter la surface de détection en observant depuis le sol, en s'appuyant sur la détection des gerbes atmosphériques induites par les rayons  $\gamma$  de très haute énergie. Il existe deux grandes méthodes de détection indirecte : l'observation des particules produites dans la gerbe ou la détection de la lumière Tcherenkov émise par les particules de la gerbe. Cette dernière technique est utilisée par les trois principaux observatoires en astronomie  $\gamma$  de très hautes énergies : H.E.S.S., VERITAS et MAGIC. Nous présentons dans ce chapitre le télescope à imagerie Tcherenkov H.E.S.S. et nous concluons par la présentation du futur observatoire CTA.

## 5.1 Le ciel à très haute énergie

Grâce à son grand champ de vue et à sa sensibilité, H.E.S.S. a permis d'accroître considérablement le nombre de sources détectées au TeV, notamment de sources Galactiques. Jusqu'à 2003, le nombre de sources au TeV était au nombre de 6 : cinq sources extra-galactiques, des noyaux actifs de galaxie (AGN), et seulement une source Galactique, la Nébuleuse du Crabe. Avec plus de 10 000 heures d'observations, l'expérience H.E.S.S. a permis la découverte de plus de 100 nouvelles sources au TeV (figure 5.1).

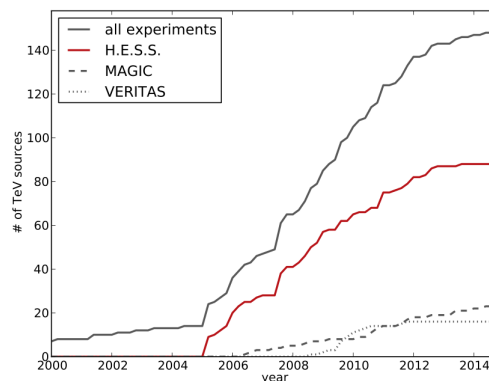


FIGURE 5.1 – Nombre de sources détectées au TeV en fonction du temps

### 5.1.1 Les sources Extra-Galactiques

L'étude du rayonnement de très haute énergie émis par les AGN est un des enjeux scientifiques majeurs de l'astronomie  $\gamma$  de très haute énergie. Ces objets présents au cœur des galaxies peuvent atteindre une luminosité bolométrique jusqu'à 10 000 fois supérieure à la luminosité typique d'une galaxie. Ils émettent sur une large gamme de fréquence (infrarouge, optique, ultraviolet et X) et certains d'entre eux émettent en  $\gamma$ . Ils sont liés à la présence d'un trou noir supermassif au cœur des galaxies qui serait alimenté par un disque d'accrétion. Les AGNs accessibles à la détection en astronomie  $\gamma$  des hautes énergies sont les blazars, dont le jet relativiste est quasi-aligné avec notre ligne de visée. L'effet Doppler relativiste y est très important ce qui implique un décalage du spectre vers les hautes énergies et l'amplification de leur luminosité. Les blazars ont eu un rôle essentiel dans la genèse de l'astronomie  $\gamma$  depuis le sol. Leur distribution spectrale en énergie comporte deux bosses caractéristiques, dont la première correspond à l'émission synchrotron des

électrons relativistes dans le jet et la deuxième, à plus haute énergie, correspond à l'interaction des électrons avec le champ de rayonnement ainsi créé par émission synchrotron ou un champ de rayonnement extérieur par émission Compton inverse. Il existe deux types de blazars : les Flat-Spectrum Radio Quasars (FSRQ) et les BL Lacertae. Les FSRQ présentent leur première bosse synchrotron piqué vers la radio/l'infrarouge, le pic Inverse Compton est donc plus situé vers le GeV et détecté par Fermi. Les BL Lac possédant une luminosité moins importante que les FSRQ, ils ont un pic d'émission synchrotron situé dans le domaine des X et donc une seconde bosse Inverse Compton située dans le domaine d'énergie  $\gamma$  détectable avec H.E.S.S. C'est pourquoi la majorité des blazars détectés avec H.E.S.S. sont de types BL Lac.

Avec plus d'une décennie d'observation, le paysage extragalactique est dominé par les BL Lacs avec la détection de plus de 50 objets auxquels s'ajoutent 6 FSRQs. Les blazars sont des objets très variables. Avec la génération actuelle de détecteur Tcherenkov, une caractérisation spectrale et parfois une étude de la variabilité temporelle, peut être menée pour la plupart de ces blazars. Un cas remarquable est l'étude d'un des sursauts de PKS 2155-304, en juillet 2006, qui a permis de mettre en évidence une variabilité échantillonnée à la minute, jamais observée auparavant dans le domaine du  $\gamma$  (Aharonian et al., 2007). Des études récentes échouent à reproduire les caractéristiques spectrales de certains blazars avec les modèles classiques d'émission ouvrant la voie sur de nouvelles questions concernant les mécanismes à l'oeuvre dans ces objets (H.E.S.S. Collaboration et al., 2012b,a). La sensibilité accrue des nouveaux télescopes à Imagerie Tcherenkov permet la détection d'AGNs à des redshifts de plus en plus haut. La détection de nombreux BL Lac à différents redshifts a permis de détecter, avec un haut niveau de confiance, la signature de l'interaction des photons de très haute énergie avec le rayonnement du fond extragalactique (H.E.S.S. Collaboration et al., 2013).

Le paysage extragalactique s'est également enrichi au-delà de 100 GeV avec la découverte de quatre radiosgalaxies, M87, Cen A, NGC 1275 et PKS 0625-35 et de deux galaxies à flambée d'étoiles NGC 253 et M82. Pour l'instant aucun sursaut gamma ou amas de galaxie n'ont été détectés au TeV mais de nombreuses analyses sont réalisées afin d'optimiser leur chance de détection.

De plus les nombreuses observations sur le grand nuage de Magellan (LMC) ont permis la première détection d'objets de type stellaire extragalactique, ainsi que la détection au TeV d'une super bulle : 30 Dor C ??.

### 5.1.2 Les sources Galactiques

La majeure partie des sources détectées au TeV sont situées dans le plan Galactique. Depuis 2004, HESS a lancé une campagne d'observations systématiques du plan Galactique pointant dans les intervalles en longitude Galactique  $l \in [-120^\circ, +80^\circ]$  et en latitude Galactique  $b \in [-5^\circ, +5^\circ]$ . Le premier catalogue de H.E.S.S. déterminé en 2005 avec seulement 140 heures d'observations, contenait 8 nouvelles sources au TeV. Le second, en 2006, avec 230 heures de données et une couverture plus grande, a permis d'identifier 16 nouvelles sources supplémentaires. Les sources Galactiques détectées par le dernier relevé sont répertoriées sur la figure 5.2. Il comprend environ 2700 heures de données prises entre 2004 et 2013 et s'étend sur une région allant de  $l=250^\circ$  à  $65^\circ$  en longitude et  $|b| < 3.5^\circ$  en latitude. Ce nouveau catalogue contient environ 80 sources au TeV, dont 16 qui n'avaient jamais été identifiées ou publiées. Quelques sources Galactiques clairement identifiées ne sont pas présentes dans ce relevé car situées en dehors des zones d'observations sélectionnées dans cette étude.

La figure 5.3 est une carte en flux des sources Galactiques détectées dans le domaine  $\gamma$  de 1 TeV à 100 TeV avec H.E.S.S. Nous décrivons succinctement les principales sources dans la suite même si un nombre important de sources restent non identifiées.

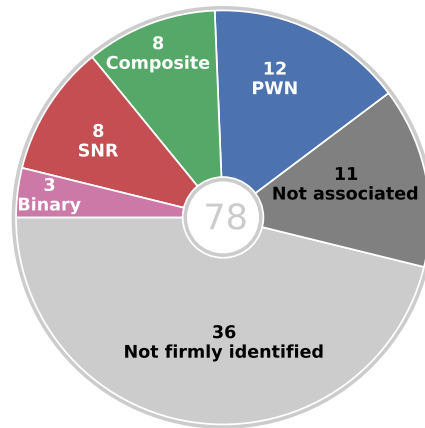


FIGURE 5.2 – Nombres et types des sources Galactiques détectées par H.E.S.S. avec le grand relevé du plan Galactique (HGPS pour High Galactic Plane survey). Crédits : (collaboration HESS, 2017)

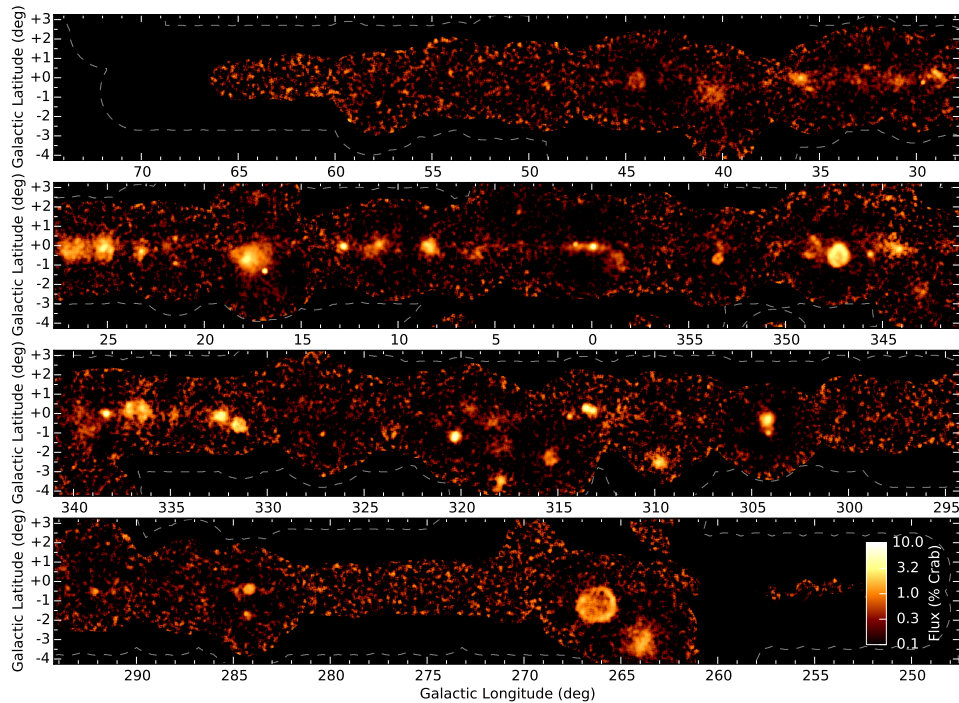


FIGURE 5.3 – Flux intégré au-dessus de 1 TeV en utilisant un rayon d'intégration pour le signal de  $0.1^\circ$  et en supposant un indice spectral de 2.3 pour la source. L'unité est en % du Crabe. L'image est remplie uniquement si la sensibilité de détection de la source est supérieure à  $5\sigma$ . Crédits : collaboration HESS (2017)

### Les Restes de Supernova (SNR)

Ce sont les restes d'une explosion stellaire. Elles peuvent être issues de l'effondrement gravitationnel d'une étoile massive en fin de vie (type Ib, Ic et II) ou de l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche quand celle-ci atteint la masse caractéristique de Chandrasekhar (type Ia). Ce phénomène va éjecter une grande quantité de matière dans le MIS et créer une puissante onde de choc accélérant les rayons cosmiques. L'émission  $\gamma$  provient principalement des régions d'accéléra-

tion pour les SNRs jeunes (SNR en forme de coquille). Cinq sources  $\gamma$  présentant cette forme de coquille ont été identifiées : RX J1713.7-3946, CRW 86, SN1006, Vela Junior et récemment avec H.E.S.S. : HESS J1731-347. Deux jeunes SNRs, HESS J1614-518 et HESS J1912+101 sont classés comme non identifiées dans le nouveau relevé du plan Galactique en raison d'un manque de contreparties suffisantes à d'autres longueurs d'onde. Pour des systèmes plus âgés, les CRs ont pu diffuser jusqu'aux nuages moléculaires environnants, l'émission  $\gamma$  paraît donc corrélée à la matière locale. Nous pouvons citer par exemple les sources W51c, W49B, W28.

### **Pulsars et nébuleuses de pulsars (PWN)**

Les nébuleuses de pulsar représente la population de sources la plus nombreuse au TeV. Les pulsars sont des étoiles à neutrons en rotation rapide, issues de l'effondrement d'une étoile massive et générant un fort champ magnétique. Ils accélèrent des électrons et des positrons qui émettent des photons par rayonnement synchrotron et émission Compton inverse. Les périodes de rotation des pulsars vont de 3 secondes à quelques millisecondes. Les pulsations de la Nébuleuse du Crabe à très haute énergie ont été détectées pour la première fois en 2011 par l'expérience VERITAS (VERITAS Collaboration et al., 2011) et ont été confirmées par MAGIC (Ansoldi et al., 2016). Récemment, H.E.S.S. a détecté la seconde pulsation au TeV provenant du pulsar Vela (Gadjus et al., 2015).

Les particules chargées s'échappent de la magnétosphère du Pulsar par l'intermédiaire des lignes de champ magnétique ouvertes. Ces particules forment un vent relativiste qui par l'interaction avec le milieu extérieur va former un choc. Ces particules sont néanmoins confinées par le reste de supernova (types Ib, Ic et II) formé en même temps que l'étoile à neutron, lors de l'effondrement de l'étoile. Ce sont ces particules qui forment ce que nous appelons les nébuleuses de pulsar. Les sources pour lesquelles nous n'arrivons pas à identifier si l'émission  $\gamma$  provient de la coquille de la SNR ou de la nébuleuse de pulsar sont appelées composites et sont au nombre de 8.

### **Les sources binaires**

Bien qu'il existe beaucoup de système binaire dans le domaine du X, seulement 3 ont été identifiés par H.E.S.S. : PSR B1259-63/SS 2883, LS 5039 ainsi que HESS J0632+057. Un seul autre système binaire a été observé en astronomie  $\gamma$  des hautes énergies par MAGIC : LSI +61 303. Les objets compacts impliqués dans ces sources ne sont pas connus, à l'exception de PSR B1259-63 qui est un pulsar de 48 ms de période. Les limites supérieures sur leur masse sont compatibles avec des trous noirs ou des étoiles à neutrons.

### **Émission diffuse**

L'émission diffuse Galactique peut avoir deux sources principales : l'émission gamma provenant de l'interaction d'un nuage géant avec des rayons cosmiques issus d'un accélérateur proche du nuage ou l'émission provenant de l'interaction des rayons cosmiques avec la matière du MIS. Cette dernière est réparti principalement le long du plan Galactique. Cette composante à grande échelle peut aussi être due à la contribution des sources non résolues ainsi qu'aux populations d'électrons accélérés et injectés par ces sources qui rayonnent via les différents processus leptoniques décrits dans la section 2.2.1.

## 5.2 Les expériences en astronomies $\gamma$ de très haute énergie : un bref historique

La première détection de la Nébuleuse du Crabe au-delà de 700 GeV a eu lieu il y a près de 30 ans avec le télescope *Whipple* (Weekes et al., 1989). Il fut construit en 1968 en Arizona aux États Unis et fut le pionnier de l'utilisation de l'imagerie Tcherenkov pour la détection de rayons  $\gamma$  de très haute énergie. En 1996, l'expérience CAT (*Cherenkov Array at Thémis*) localisée en France (Barrau et al., 1998) a permis d'abaisser le seuil en énergie à 250 GeV avec une pixelisation de la caméra plus fine et une électronique beaucoup plus rapide. En 1999, la stéréoscopie, permettant de détecter des événements en coïncidence avec plusieurs télescopes, est pour la première fois utilisée par l'expérience HEGRA (*High Energy Gamma Ray Astronomy*) à La Palma en Espagne (HEGRA Collaboration et al., 1999). Ce réseau, constitué de cinq télescopes, permet par l'approche stéréoscopique de mieux contraindre les paramètres du  $\gamma$  incident mais également de rejeter plus efficacement les événements liés au bruit de fond hadronique. Nous noterons aussi le développement à la même époque de l'expérience australo-japonaise Cangaroo.

La génération actuelle de télescopes à Imagerie Tcherenkov a profité de l'ensemble des techniques développées lors de la genèse de cette astronomie  $\gamma$  de très haute énergie. Actuellement trois réseaux de télescopes à effet Tcherenkov sont en opération : H.E.S.S., VERITAS (Very Energetic Radiation Telescope Array) et MAGIC (Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov Telescope). La relève sera assurée par le nouvel observatoire CTA (Cherenkov Telescop Array) sur lequel nous revenons à la fin de ce chapitre. Ces détecteurs mettent tous à profit l'apport de la stéréoscopie et prennent en compte la nécessité de l'utilisation de grandes surfaces de miroirs et d'une électronique rapide à la nanoseconde. VERITAS est en fonctionnement depuis 2007 et possède une sensibilité comparable à la première phase de l'expérience H.E.S.S. Il est situé aux États-Unis et observe en particulier l'hémisphère nord avec quatre télescopes de 12 m de diamètre. L'expérience MAGIC est en fonctionnement depuis 2004. Dans sa première phase, il était composé d'un télescope de 17 m de diamètre permettant de détecter des événements à plus basses énergies. Depuis 2009, un second télescope de même dimension a été ajouté. Cette expérience est située sur l'île de La Palma aux Canaries. Ces trois expériences ont permis de faire un saut majeur dans le nombre de sources détectées au TeV, grâce à leur grande sensibilité et à leur couverture cumulée complète du ciel rendue possible par leur différentes localisations géographiques. Ce chapitre est consacré au principe de détection de ces instruments, ainsi qu'aux méthodes qui permettent de remonter de l'image de la gerbe de particules dans la caméra aux caractéristiques du photon  $\gamma$  qui l'a initiée.

## 5.3 L'expérience H.E.S.S

Le réseau H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System), dont l'acronyme a été choisi en l'honneur de Victor Hess qui a découvert l'existence des rayons cosmiques, est opérationnel depuis 2004. Grâce à son réseau de télescopes à imagerie Tcherenkov, il détecte les photons  $\gamma$  allant de 50 GeV à 100 TeV. Il est constitué de 4 télescopes de taille moyenne ainsi que d'un plus grand télescope au centre ajouté depuis 2012<sup>1</sup>. Cet imageur possède deux caractéristiques principales : il permet de faire, dans des caméras très finement pixélisées, des images de cascades de particules dans l'atmosphère et il permet la combinaison de ces images observées par les différents télescopes.

---

1. Au cours de cette thèse, nous n'avons pas étudié les données du plus grand télescope.



### 5.3.1 Principe de détection

#### 5.3.1.1 Développement des gerbes électromagnétiques et hadroniques et émission Tcherenkov

Lorsqu'un rayon  $\gamma$  pénètre dans l'atmosphère, il va interagir avec le champ coulombien des atomes et se convertir en une paire électron-positron. Cette dernière se propage en émettant un rayonnement de freinage dû à ce même champ coulombien et crée des photons  $\gamma$  de plus basse énergie. Ces photons se convertissent à leur tour en paires et ainsi de suite. Une cascade de particules se développe dans l'atmosphère jusqu'à ce que les pertes d'énergies coulombiennes dominent ( $\sim 83$  MeV dans l'air). Les pertes par ionisation deviennent alors dominantes, le développement de la gerbe s'arrête car les particules perdent très vite leur énergie.

La gerbe est une cascade constituée de particules secondaires ultra-relativistes, qui se déplacent plus vite que la vitesse de la lumière dans l'atmosphère et émettent donc une lumière Tcherenkov qui dépend directement de l'indice de réfraction du milieu. L'émission se fait le long d'un cône dont l'axe est la direction de la particule chargée et de demi angle au sommet  $\theta$  défini comme  $\cos(\theta) = \frac{c}{v \times n(z)}$  où  $z$  représente l'altitude de la particule. Ce cône de lumière est émis dans le bleu et dans l'ultraviolet sous forme de flash de quelque nanosecondes. L'angle  $\theta$  diminue quand l'altitude augmente. Il est de l'ordre de  $0.66^\circ$  ( $0.74^\circ$ ) pour une altitude de 10 km (8 km) ce qui donne au niveau de la mer une tâche de densité constante sur une région circulaire de  $\sim 100$  m pour une énergie de l'ordre du TeV (figure 5.5.b). Au-delà de cet angle, la densité de photons décroît exponentiellement.

Les hadrons du rayonnement cosmique initient également une gerbe à leur entrée dans l'atmosphère. Deux types de gerbes vont donc être détectées : les gerbes électromagnétiques (EM) initiées par un photon  $\gamma$  (qui nous intéressent) ou un électron et les gerbes hadroniques initiées par un proton ou un noyau du rayonnement cosmique. Sachant que pour un photon  $\gamma$  il y a  $10^5$  hadrons, le bruit de fond en astronomie  $\gamma$  provient essentiellement du rayonnement cosmique. La discrimination entre les deux types de gerbes doit donc être très efficace pour avoir un bon rejet du bruit de fond.

Les gerbes hadroniques sont constituées de plusieurs composantes car les protons et noyaux lourds peuvent créer une variété de particules plus importante : fragments de noyaux, pions, mésons K, muons ainsi que des électrons, positrons et photons pouvant être produits dans des sous gerbes électromagnétiques. Ces gerbes beaucoup plus irrégulières présentent un moment transverse beaucoup plus important que pour les gerbes électromagnétiques comme observé sur la figure 5.4. Cette propriété sera fondamentale pour la discrimination  $\gamma$ /hadrons (section 5.4.3).

#### 5.3.1.2 La technique d'imagerie Tcherenkov

Le développement de la gerbe électromagnétique produite dans l'atmosphère lors de l'interaction des  $\gamma$  avec les noyaux présents dans le milieu (figure 5.5.a) dépend de l'énergie du  $\gamma$  incident. Il est donc possible de se servir de l'atmosphère comme d'un calorimètre.

La technique d'imagerie Tcherenkov consiste à former l'image de la cascade en lumière Tcherenkov dans le plan focal d'un télescope où est placée une camera munie de détecteurs photosensibles et d'une électronique rapide qui transforme la lumière en un signal électrique. L'analyse des images obtenues permet d'estimer la position d'impact de la gerbe ainsi que la direction et l'énergie du photon primaire (figure 5.5.c) grâce à une bonne connaissance du développement des gerbes dans l'atmosphère et à des simulations très bien maîtrisées.

Avec un seul télescope, il est difficile de reconstruire la géométrie exacte de la gerbe. De nombreuses dégénérescences existent en particulier sur la direction du photon primaire. En utilisant un réseau de plusieurs télescopes, la gerbe peut être observée sous différents angles ce qui permet

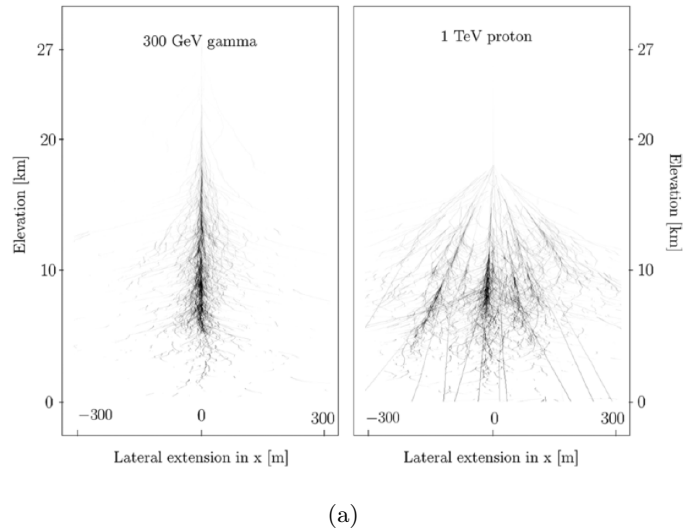


FIGURE 5.4 – Simulations d’une gerbe EM de 300 GeV et d’une gerbe hadronique initiée par un proton de 1 TeV. Crédit : Aharonian et al. (2008c)

de combiner les images et de réaliser une reconstruction stéréoscopique. La reconstruction de sa direction ainsi que de son énergie est grandement améliorée et le rejet des événements hadroniques beaucoup plus efficace (figure 5.5.d), par la levée des dégénérescences de certains paramètres et les moyennes pondérées réalisables avec plusieurs télescopes.

### 5.3.2 Le site

H.E.S.S. est situé en Namibie, dans la région des Monts Khomas ( $23^{\circ}16'18.4''$  Est,  $16^{\circ}30'00.8''$  Sud). Ce site a été retenu pour plusieurs raisons. Il est loin de toute agglomération et donc de toute pollution lumineuse. Le climat y est semi-désertique : l’humidité est faible et le ciel peu nuageux. L’altitude élevée de 1800 mètres permet de se rapprocher du maximum du développement des gerbes et de réduire l’absorption de la lumière Tcherenkov. Sa situation géographique proche du tropique du Capricorne, permet d’observer une grande partie du plan Galactique où la densité de sources est la plus importante. De plus, la valeur du champ magnétique est plus faible que la moyenne (d’un facteur 2.5), limitant les déviations des particules chargées des gerbes et permettant une meilleure reconstruction des photons incidents.

Opérationnel depuis septembre 2004, la première phase de l’expérience H.E.S.S., H.E.S.S. I, est un réseau de 4 télescopes (CT1, CT2, CT3, CT4) de 12 m de diamètre et de 15 m de focale, situés au sommet d’un carré de 120 m de coté (figure 5.7.a). Deux effets majeurs sont pris en compte pour déterminer la distance optimale entre chaque télescope. Plus les télescopes sont proches, plus la probabilité que plusieurs télescopes détectent la lumière Tcherenkov émise par une même gerbe sera importante. Au contraire, plus la distance est élevée, meilleure est la vision stéréoscopique des gerbes. La distance de 120 m, choisie pour les télescopes de H.E.S.S., est le meilleur compromis entre ces deux effets près du seuil de l’instrument ( $\sim 100$  GeV).

Depuis juillet 2012, l’expérience est entrée dans sa deuxième phase. Un cinquième télescope situé au centre du carré (figure 5.7.a), CT5, de 28 m de diamètre, offrant une surface collectrice beaucoup plus grande, et de 36 m de focale est en fonctionnement. Il permet notamment la détection de gerbes beaucoup moins énergétiques et permet d’abaisser le seuil de détection de H.E.S.S de 100 à 30 GeV et de permettre ainsi un recouvrement avec les données du satellite Fermi.

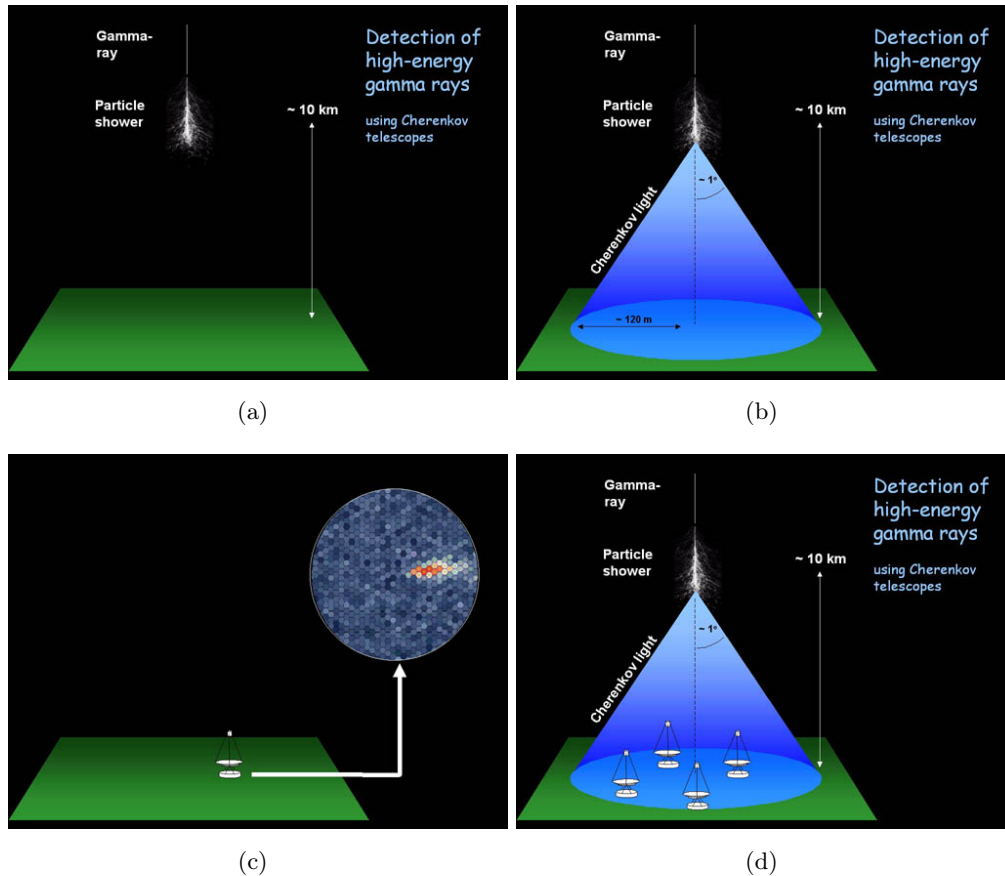


FIGURE 5.5 – Principe d’observation par HESS d’une gerbe de particules grâce à l’effet Tcherenkov.

De nombreux instruments complémentaires sont présents sur le site pour le contrôle de la qualité de l’atmosphère et donc de la qualité des observations. Chaque télescope est équipé d’un radiomètre infrarouge pour mesurer le taux d’humidité et la température jusqu’à une altitude de 10 km environ, pendant les prises de données dans la direction de pointé. Une station météorologique permet de mesurer la température, la vitesse, la direction du vent ainsi que le taux d’humidité de l’air. Afin de détecter l’arrivée des nuages, un radiomètre infrarouge au sol balaye l’ensemble du ciel en permanence. La présence d’un LIDAR (Light Detection and Ranging) permet de mesurer la détection d’aérosols en fonction de l’altitude mais de très nombreuses pannes en ont empêché une utilisation optimale.

Sur la figure 5.6 est représentée la région du ciel accessible par H.E.S.S. Les sources sur lesquelles pointent les télescopes sont définies à l’avance par le comité d’observation de H.E.S.S., sur la base de propositions faites par les membres de la collaboration.

### 5.3.3 Les télescopes CT1, CT2, CT3 et CT4

Chaque télescope est monté sur une monture dit Alt-azimutale ce qui permet des déplacements dans le plan horizontal (azimuth) et vertical (altitude) par rapport au sol. Ces montures sont plus simples à construire pour de grands télescopes que les montures équatoriales. La vitesse de déplacement rapide des télescopes peut atteindre  $100^\circ$  par minute en élévation et  $200^\circ$  par minute en azimuth, ce qui est important pour la détection de phénomène transitoire comme les sursauts  $\gamma$  par exemple. Chaque télescope est composé de 380 miroirs circulaires de 30 cm de rayon pour

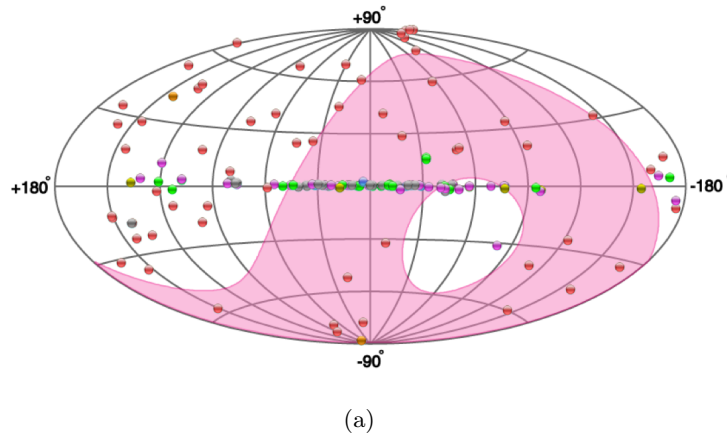


FIGURE 5.6 – Région du ciel vue par l'expérience H.E.S.S. et sources détectées au TeV

former un "grand" miroir total d'une surface équivalente de  $107 \text{ m}^2$ .

Ces réflecteurs de lumière peuvent pivoter autour de l'axe principal du télescope ce qui permet de régler leur orientation lors de l'installation ou d'opérations de maintenance. Leur réflectivité, d'au moins 80% pour des longueurs d'ondes entre 300 et 600 nm au début de l'expérience, a diminué avec le temps. Entre avril 2010 et octobre 2011, une campagne de ré-aluminisation a été entreprise pour leur rendre leur réflectivité d'origine. Les miroirs sont disposés sur une monture dite de "toile d'araignée", selon un montage Davies-Cotton (figure 5.7.b), sur une sphère de 15 m de rayon correspondant à la distance focale globale de la monture. Chaque miroir de forme sphérique possède une focale  $2 \times f$ . Dans ce dispositif, un rayon lumineux parallèle à l'axe optique converge sur la surface focale globale du télescope où est située la caméra. Le montage Davies-Cotton permet de limiter les aberrations de coma associées aux structures paraboliques qui conduisent à une déformation de la tâche lumineuse pour une source loin de l'axe optique. Cependant, ce dispositif entraîne une légère dispersion temporelle entre les fronts d'ondes après réflexion sur les miroirs. Les photons réfléchis loin du centre arrivent plus tôt dans la camera. Cette dispersion, de l'ordre de 1.4 ns, est inférieure à la durée du flash Tcherenkov que l'on veut mesurer (de l'ordre de quelques ns) et a donc un effet négligeable.

Les miroirs sont alignés par l'observation d'une source ponctuelle brillante, de manière à faire coïncider les 382 images individuelles en une seule, afin d'avoir une position de pointée optimale. Les déformations mécaniques de la structure des télescopes conduisent également à des erreurs sur la position de pointé. La précision de pointé brute du télescope est de  $30''$ . Elle est ramenée à  $20''$  (Gillessen & H.E.S.S. Collaboration, 2003) et peut atteindre  $6''$  grâce à des observations dédiées permettant de mesurer les déformations (Acero et al., 2010).

### 5.3.4 La caméra du réseau H.E.S.S. I

**L'acquisition** Placée dans le plan focal du télescope, la caméra enregistre l'image de la lumière Tcherenkov émise par les gerbes atmosphériques. Une revue détaillée est donnée par Rolland (2005). Elles ont un diamètre de 1.6 m et font 1.5 m de profondeur pour un poids de 900 kg (figure 5.8.a). Elles sont constituées de 960 photo-multiplicateurs (PM) représentant un "pixel", dans lesquels la lumière Tcherenkov est collectée. D'ouverture angulaire  $0.16^\circ$ , les PMs sont assemblés dans une structure en nid d'abeille formant un champ de vue total de  $5^\circ$ . Grâce à ce grand champ de vue, ces caméras permettent de résoudre les détails de la gerbe, dont la taille caractéristique est de l'ordre de 1 à  $2^\circ$ , et d'en faire une reconstruction précise. Les PMs sont constitués d'une photocathode qui

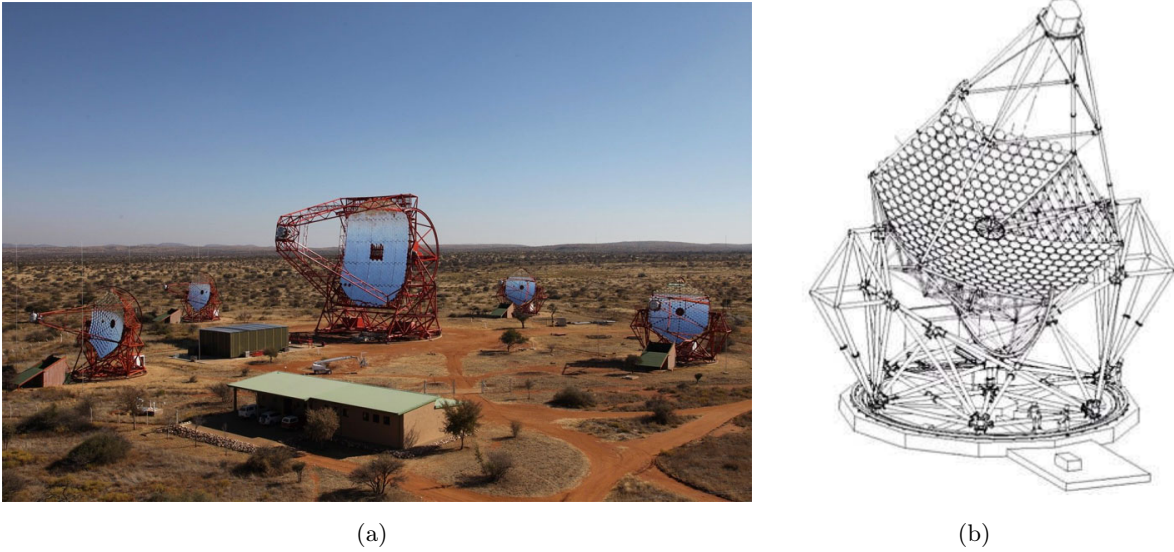


FIGURE 5.7 – (a) Image du site H.E.S.S. Au centre se situe le cinquième télescope en fonctionnement depuis 2012. (b) Schéma d'un des télescopes de H.E.S.S. de 12 m de diamètre (CT1, CT2, CT3 ou CT4). La monture des télescopes est de type alt-azimutale avec un montage Davies-Cotton pour le réflecteur (les miroirs). Ce dernier collecte la lumière Tcherenkov des gerbes atmosphériques et la renvoie sur une caméra placée dans le plan focal à une distance de 15m.

convertit la lumière en électrons. Ces électrons sont ensuite accélérés par un fort champ électrique et leur nombre multiplié par plusieurs dynodes. Un courant électrique mesurable est récupéré au niveau de l'anode en sortie. Sur la gamme de longueur d'onde de la lumière Tcherenkov (proche de l'UV), l'efficacité quantique des PMs, c'est-à-dire de conversion de la lumière en courant électrique, se situe autour de 20% au pic. Le gain nominal de chaque PM est de  $2 \times 10^5$  (nombre d'électrons récupérés pour un photo électron produit à la cathode). Devant les PMs sont placés des cônes de Winston dont la taille est plus petite que la photo-cathode. Un de leur objectif est de concentrer la lumière. Ils permettent également de diminuer la perte de lumière causée par les espaces morts entre les pixels et permettent de réduire la surface de collecte des photons réfléchis depuis le sol en particulier pour les observations à faible élévation.

Les PMs sont regroupés par groupe de 16 dans 60 unités appelées "tiroir" avec leur électronique rapide. Cette organisation a l'avantage de faciliter la maintenance car un tiroir peut être changé sans démonter la caméra. Chaque tiroir contient deux cartes mémoires analogiques gérant 8 PMs, chargés d'amplifier, de stocker, de lire et de déclencher l'enregistrement du signal. Elles sont placées sur une carte mère dit de "slow-control". Chaque carte analogique, possède deux voies d'acquisition : une de haut gain pour les signaux faibles (0-200 photons électrons) et une de bas gain pour les signaux forts (15-1600 photons électrons). Le signal numérisé est ensuite transmis à l'unité centrale de la caméra.

Les cartes de slow control sont utilisées pour le formatage et l'envoi de données au système d'acquisition mais également pour la configuration et le contrôle des tiroirs. Elles sont utilisées également pour contrôler les hautes tensions appliquées aux PMs, lire les valeurs de courants à l'anode, contrôler la température ou lire les taux de déclenchements de chaque PM.

**La logique de déclenchement** Le système de déclenchement du réseau de H.E.S.S. conduisant à l'enregistrement d'un évènement est optimisé pour s'affranchir du bruit de fond du ciel et tirer au mieux partie de la stéréoscopie du réseau. Un évènement est enregistré s'il est détecté par au moins deux télescopes. Une description détaillée du système de déclenchement est donnée dans Funk et al. (2004). Il se fait en deux étapes : la première au niveau local se fait dans les caméras et la deuxième au niveau global est gérée par le système de déclenchement central dans le bâtiment de contrôle.

Pour le déclenchement local dans chaque caméra, un algorithme à deux seuils est implémenté. Un premier seuil  $S_{p.e.}$  est défini correspondant à un nombre minimum de photo-électrons dans un PM. Les gerbes électromagnétiques éclairent environ une demi-douzaine de PMs. Si un PM détecte un nombre de photo-électrons supérieur au seuil  $S_{p.e.}$  alors un nouveau seuil  $S_{pix}$  est défini correspondant au nombre de pixels ayant dépassé le seuil  $S_{p.e.}$  dans une fenêtre de 1.3 ns. Généralement, nous considérons  $S_{p.e.}=4$  photo électrons et  $S_{pix}=2.5$  pixels. Lorsqu'une caméra passe ces seuils, elle envoie un message au déclenchement central par l'intermédiaire d'une fibre optique. De plus, un ordre est envoyé à tous les tiroirs d'arrêter l'acquisition et de commencer le traitement des données. Si dans une fenêtre de 80 ns, deux caméras passent le déclenchement local et envoient un signal au système d'acquisition central, l'ordre est envoyé de récupérer les données (Funk et al., 2004). Dans ce cas, le temps mort total introduit par le processus de déclenchement, de lecture et d'envoi des données est de  $446 \mu s$ . En revanche si au bout de  $5.5 \mu s$ , un télescope qui a déclenché au niveau local ne reçoit aucune réponse du niveau central, la caméra qui a déclenché arrête la lecture et l'enregistrement des données. Son temps mort est alors seulement de  $5.5 \mu s$ .

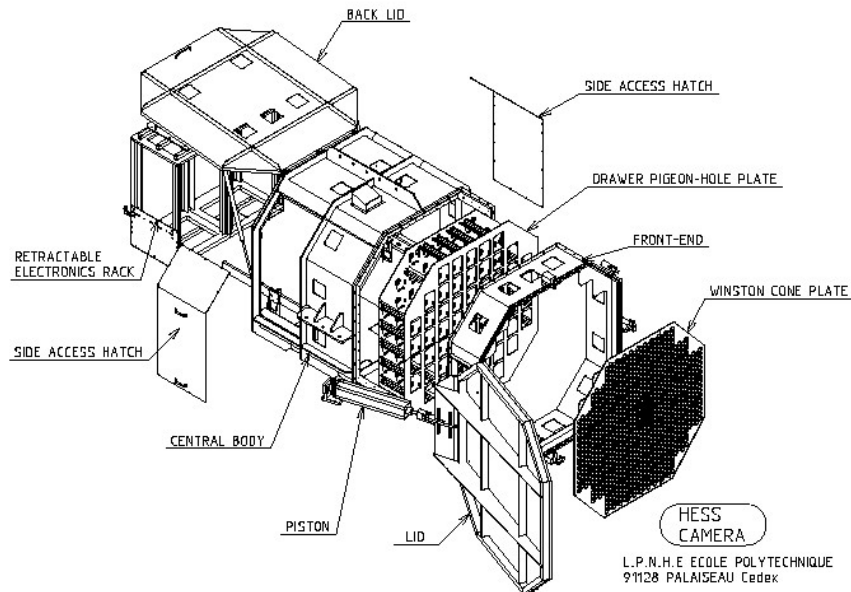
La stéréoscopie est très utile ici car les muons créés lors du développement des gerbes hadroniques peuvent déclencher le système local mais la lumière Tcherenkov qu'ils émettent n'est en général détectée que par un télescope. La stéréoscopie permet de rejeter ces évènements. Toutes les données utilisées au cours de cette thèse ont été prises avec ces caméras. Cependant, un changement récent des caméras sur les 4 petits télescopes permet de faire passer le temps mort de  $446 \mu s$  à  $5 \mu s$  lors du déclenchement et de l'enregistrement d'évènements grâce à une électronique différente des précédentes et beaucoup plus rapide, proche de celle d'un des types de caméra prévue pour CTA (NectarCam, Glicenstein et al., 2013).

### 5.3.5 La phase H.E.S.S. II

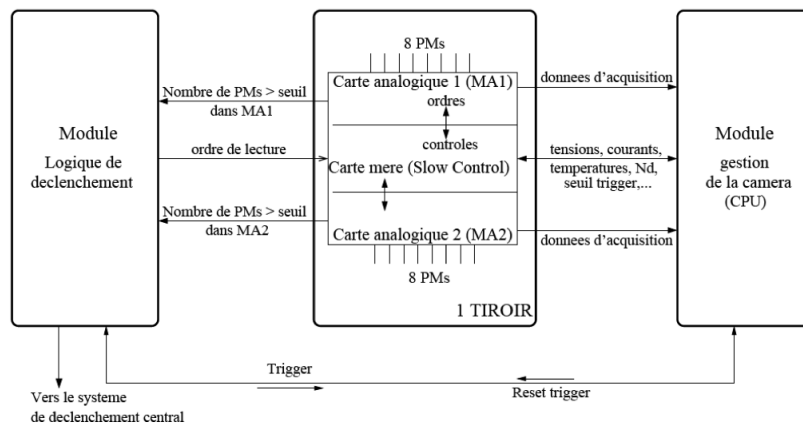
Inaugurée le 28 septembre 2012, la phase H.E.S.S. II comprend l'ajout d'un cinquième télescope au centre du réseau, CT5, aujourd'hui le plus grand au monde (Bolmont et al., 2014). De la même manière que les précédents télescopes, CT5 a une vitesse de déplacement de  $100^\circ$  par minute en élévation et en azimuth. Le réflecteur est composé de 875 miroirs hexagonaux d'environ 90 cm de diamètre qui forment une surface totale équivalente de  $614 \text{ m}^2$ . Il possède une distance focale de 36 m à laquelle se trouve la caméra. Cette surface de collection permet d'abaisser le seuil de l'instrument à 30 GeV.

L'électronique de la caméra de CT5 est beaucoup plus rapide et la pixellisation beaucoup plus fine que celle des quatre premières caméras. Elle possède 2048 pixels, groupés également en tiroirs de 16 PMs d'ouverture angulaire de  $0.07^\circ$  pour un champ de vue total de  $3.2^\circ$ . L'acquisition et l'enregistrement du signal suit le même processus que dans la phase H.E.S.S. I du réseau mais un échantillonnage plus fin du signal permet de réduire les temps morts.

Avec l'ajout de CT5, la stratégie de déclenchement du réseau H.E.S.S.-I a été adaptée pour enregistrer les évènements où CT5 déclenche seul, appelé le mode mono (pour monotélescope) et permettant d'étudier les évènements de basse énergie. Le temps mort en mode mono, lié à l'acquisition et l'enregistrement des évènements, se situe autour de  $10 \mu s$ . Au cours de cette thèse



(a)



(b)

FIGURE 5.8 – (a) Schéma des caméras de H.E.S.S. (b) Schéma de l'organisation de l'électronique et des informations échangées dans la caméra.

nous n'avons pas étudié les données de CT5 car elles sont à l'heure actuelle trop peu nombreuses pour apporter de réelles contraintes à l'étude de l'émission diffuse au GC du CMZ.

### 5.3.6 Déroulement et sélection des observations

Pour éviter un déclenchement excessif et pour pouvoir analyser les gerbes atmosphériques de manière précise, les observations sont effectuées la nuit lorsque la lune n'est pas visible et le soleil très bas sous l'horizon, à plus de  $18^\circ$ . Cela donne la possibilité d'observer environ 25 nuits par mois pour un total d'environ 1000 heures par an.

Une observation dure environ 28 min. Elle est appelée "run". Cette durée permet de limiter le volume des données et d'éviter une variation d'angle zénithal trop importante au sein d'une seule observation. Elle peut être raccourcie pour diverses raisons : si le temps se dégrade, avec la proximité

de l'aube ou le lever de la Lune, etc... Des runs servant à étalonner les caméras et à appliquer les corrections de pointés nécessaires sont également pris tous les deux jours. Cette calibration est présentée dans la section suivante.

Dans l'analyse de haut niveau sur laquelle nous revenons dans le chapitre suivant, l'extraction du bruit de fond résiduel est souvent réalisée en même temps que l'acquisition de données, dans le même champ de vue. Pour certaines études de sources précises, les observations sont donc effectuées en mode décalé c'est-à-dire que pour chaque observation la direction de pointé des télescopes présente un petit décalage par rapport à la position de la source de  $\pm 0.5^\circ$ ,  $\pm 0.7^\circ$ . Ce mode permet de moyennner les effets systématiques. La position de pointé est alternée autour de la source selon les axes de déclinaison et d'ascension droite.

Il est important de pouvoir sélectionner les données que nous voudrions ensuite analyser selon des critères de qualité permettant de limiter les effets systématiques lors de la reconstruction des évènements ou de l'estimation du flux des sources. Deux critères de qualité sont utilisés pour sélectionner les observations. Le premier concerne la qualité de fonctionnement des caméras. Lors d'une observation, certains PMTs peuvent ne pas fonctionner et être désactivés lors du passage d'une étoile dans le champ de vue. Nous excluons généralement les télescopes ayant une fraction de PMTs non fonctionnels supérieure à 15%. Le second critère utilisé pour la sélection concerne la qualité de l'atmosphère (Hahn et al., 2012) car les nuages et les aérosols, en absorbant les photons Tcherenkov, peuvent entraîner un taux de déclenchement plus bas que la moyenne et induire une variabilité temporelle anormale. Avec ces critères environ 25% des prises de données sont exclues, le premier critère étant le plus contraignant.

## 5.4 De l'image dans la caméra au gamma

De la réception des photons Tcherenkov par la caméra à la production de cartes du ciel ou à la détermination d'un spectre, de nombreuses étapes sont réalisées dans le traitement des données : elles sont appelées DL (pour "Data Level"). Ces différents niveaux, dont la terminologie précise a été définie dans le cadre du futur observatoire CTA (section 5.5), sont représentés sur la figure 5.9. Le niveau DL0 correspond aux "raw data", les données brutes des télescopes. Après avoir appliqué la calibration sur les images des caméras de chaque télescope (section 5.4.1) ainsi qu'un nettoyage des données pour s'affranchir du bruit de fond du ciel (NSB for "Night Sky Background") et limiter le stockage de l'information (section 5.4.2.1), les données sont au niveau DL1. Au niveau DL0 et DL1, les informations sont stockées par télescope. Au niveau DL2, après avoir appliqué les procédures de reconstruction des évènements pour déterminer l'énergie et la direction de l'évènement incident (section 5.4.2), les informations sont gérées évènement par évènement. Afin de sélectionner les évènements  $\gamma$ , les algorithmes de discrimination  $\gamma$ /fond sont utilisés pour passer au niveau DL3 (section 5.4.3). Il est ensuite possible de réaliser une analyse de haut niveau sur ces évènements (DL4) pour produire des cartes d'excès afin d'étudier la morphologie des sources (section 6.4.4), des courbes de lumière, des phasogrammes ou d'extraire le spectre d'une source (chapitre 7) pour ensuite délivrer des cartes de relevé du ciel ou des catalogues (DL5).

Dans cette partie nous allons décrire les différentes étapes permettant d'obtenir les données au niveau DL3, avant l'analyse de haut niveau.



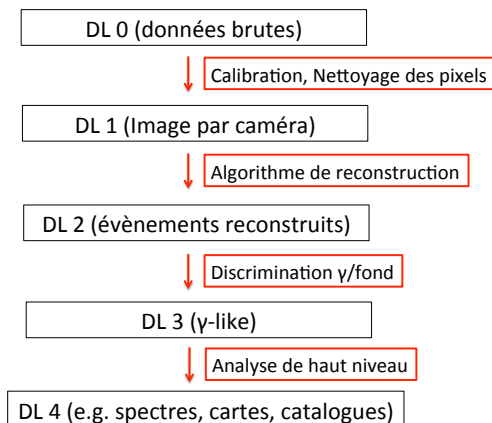


FIGURE 5.9 – Schéma des différents niveaux de l'analyse de données.

### 5.4.1 Calibration des données

Afin de pouvoir mener une étude précise et détaillée lors de la reconstruction des paramètres physiques de la gerbe, il faut pouvoir corriger des effets instrumentaux. C'est pourquoi des observations destinées à connaître l'instrument et à corriger de ces effets sont réalisées régulièrement. Pour plus de détails sur la calibration des caméras de H.E.S.S. nous pourrions nous référer à Aharonian et al. (2004b).

À la sortie de chaque PM, le signal analogique est amplifié dans une voie de haut gain et de bas gain, puis enregistré et digitalisé (section 5.3.4). Plusieurs runs de calibration sont destinés à déterminer le gain des deux voies d'acquisition puis à convertir le nombre de coups d'ADC dans chaque voie en une quantité physique, le nombre de photo-électrons.

**Les piédestaux** La position des piédestaux représente la valeur moyenne du nombre de coups d'ADC dans un pixel en l'absence de signal. Elle caractérise la réponse de la caméra en l'absence de signal physique. Deux paramètres participent à la largeur de ce piédestal : les bruits électroniques et thermiques d'une part et le bruit de fond du ciel d'autre part.

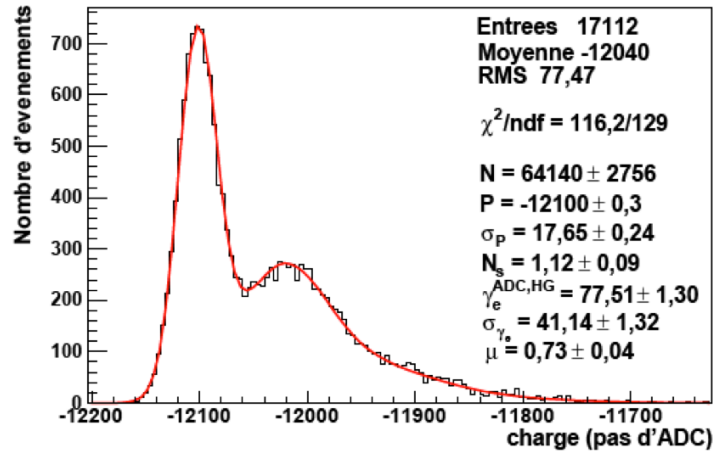
Le signal engendré par les bruits de l'électronique est déterminé en mesurant l'intensité du signal à la sortie de PMs pour des runs réalisés dans l'obscurité totale donc avec le capot des caméras fermé. Sur la figure 5.10, le premier pic représente la valeur de ce piédestal électronique.

La contribution du bruit de fond du ciel est prise en compte en temps réel, toutes les deux minutes environ, en utilisant le signal des pixels n'ayant pas reçus de lumière Tcherenkov.

**Les gains** Pour pouvoir convertir le signal détecté en un nombre de photo-électrons dans un PM, il est nécessaire de mesurer le signal obtenu pour un seul photo-électron. Lors de cette étape, les caméras sont dans leur abri pour limiter la contamination par le NSB.

Pour étalonner la voie de haut gain, servant à détecter les signaux faibles (0-200 photo-électrons), nous voulons limiter à un photo-électron le signal d'entrée dans un PM. Nous utilisons des diodes électroluminescentes (LED) pulsées à environ 70 Hz et de faible amplitude. Le second pic de la figure 5.10, représente la réponse de l'ADC à un seul photo-électron.

La voie de bas gain servant à détecter les signaux forts (15-1600 photo-électrons), elle ne peut donc pas être étalonnée avec un photo-électron unique. Il est alors nécessaire de déterminer le rapport moyen des gains entre la voie de haut gain et de bas gain en utilisant les données Tcherenkov elles-mêmes.



(a)

FIGURE 5.10 – Distribution des pas d'ADC (mesure à la sortie des PMs) acquis lors d'une observation d'étalonnage des gains montrant le piedestal électronique et le pic du photo-électron unique.

**Correction des inhomogénéités de collection** D'un pixel à l'autre, l'efficacité de conversion de la lumière n'est pas identique à cause des différences d'efficacités entre PMs et cônes de Winston. Les corrections sont obtenues lors de runs dédiés, appelés "Flat-field", pendant lesquels les caméras sont illuminées de manière homogène par une LED placée au centre des réflecteurs, à 15 m des caméras.

**Les pixels "cassés"** Lors d'une prise de données, certains pixels ne fonctionnent pas. Ces pixels défectueux doivent être identifiés et écartés lors de la procédure d'étalonnage ou d'observation pour ne pas introduire des biais. Ces pixels peuvent être éteints à cause de problèmes techniques (PMs cassés, alimentation, etc.) ou éteints volontairement pour ne pas endommager les PMs s'ils pointaient vers une étoile trop brillante.

**Efficacité optique** La connaissance de l'efficacité optique de l'instrument permet de convertir l'intensité du nombre de photo-électrons en une intensité du nombre de photons Tcherenkov. Elle prend en compte la réflectivité des miroirs, les espaces et les angles morts, la transmission des cônes de Winston et l'efficacité optique des PMs. Cette efficacité varie en fonction des télescopes et du temps. Il est absolument nécessaire de connaître l'efficacité optique de chaque télescope afin d'utiliser les fonctions de réponse de l'instrument (IRF) en adéquation avec l'état de chaque télescope, lors de l'analyse de haut niveau comme la reconstruction spectrale, la création de carte du ciel etc.

Elle est déterminée en comparant les prédictions d'un modèle et les images formées sur les caméras par des muons atmosphériques lors de l'acquisition de données réelles. Ces images sont très reconnaissables en raison de leur forme en anneau ou en arc de cercle. La méthode est décrite, par exemple dans Chalme-Calvet et al. (2014).

**Correction de pointé** L'évaluation de la qualité de pointé du télescope et des déformations de la monture se fait en comparant l'image du ciel prise par une caméra CCD (observation directe) située dans le support du miroir et l'image du ciel obtenue avec une autre CCD regardant la réflexion des étoiles sur le capot fermé de la caméra. Ces corrections sont évaluées pour différentes conditions d'observation et permettent d'obtenir une erreur de pointé de 20". Cette précision peut même at-

teindre 6'' en utilisant une méthode plus précise consistant à prendre les données de la caméra CCD en même temps que l'acquisition des données (Acero et al., 2010).

### 5.4.2 Reconstruction des évènements

Grâce à l'étalonnage du détecteur par cette phase de calibration, il est possible de remonter au nombre de photons Tcherenkov détectés dans chaque pixel des caméras. Ensuite, il existe plusieurs méthodes de reconstruction des évènements permettant :

- de reconstruire les paramètres intrinsèques des cascades atmosphériques : direction, point d'impact au sol, énergie (niveau DL2),
- d'établir des variables permettant de discriminer efficacement les gerbes produites par des hadrons et celles produites par des photons  $\gamma$  (niveau DL3).

Le taux de déclenchement de l'instrument est de l'ordre de 200 Hz pour le réseau H.E.S.S. I tandis que le nombre d'évènements  $\gamma$  détectés en direction des sources les plus brillantes est de l'ordre de quelques évènements par minute. La discrimination  $\gamma$ /fond est donc un enjeu considérable puisque la majeure partie des évènements qui déclenchent les acquisitions correspond à du bruit de fond. Dans la suite, le fond désignera les rayons cosmiques mais aussi les électrons.

La stéréoscopie et la pixelisation fine permettent d'améliorer significativement la reconstruction en tirant partie des différentes images d'une même gerbe. Les méthodes présentées dans la suite ont toutes des avantages et inconvénients en terme de temps de calcul et de sensibilité. Ces techniques sont sensibles à différentes propriétés de la gerbe et sont donc complémentaires. Elles sont utilisées pour faire des analyses croisées ou combinées.

#### 5.4.2.1 Nettoyage des images

En imagerie Tcherenkov, le bruit de fond principal est le NSB constitué de la lumière des étoiles et de la Galaxie, de la scintillation de la haute atmosphère ainsi que de photons parasites causés par des sources de lumière lointaines comme celle des éclairs par exemple. Les photons du NSB sont détectés de manière aléatoire suivant une statistique Poissonnienne. L'électronique rapide des caméras permet de s'affranchir d'une partie de ce bruit de fond (section 5.3.4).

En outre, afin de s'affranchir de toutes fluctuations causées par le NSB et de ne garder que les pixels éclairés par le cône de lumière Tcherenkov (quelques pixels à basse énergie et quelques dizaines à haute énergie), tout en limitant le stockage de l'information et en optimisant le temps de calcul, un nettoyage des images à deux seuils est appliqué avant l'utilisation de certaines méthodes de reconstruction comme *Hillas* (section 5.4.2.2) ou Model3D (section 5.4.2.3). Un premier seuil  $S_1$  : si l'intensité du pixel est inférieure à ce niveau, alors le pixel est rejeté. Si elle est supérieure à un niveau  $S_2$ , alors il est conservé. Entre les deux, il n'est gardé que si un des plus proches voisins possède une valeur supérieure à  $S_1$ . Les valeurs usuelles utilisées pour le nettoyage dépendent de la reconstruction utilisée et sont généralement  $S_1=5$  p.e. et  $S_2=10$  p.e. ou  $S_1=5$  p.e. et  $S_2=7$  p.e.

Après cette étape de nettoyage, nous pouvons reconstruire les paramètres physiques de la gerbe et discriminer les évènements  $\gamma$  des évènements hadrons grâce, à des simulations Monte Carlo (MC) de photon  $\gamma$  explicitées dans la section 6.1, pour la reconstruction de certains paramètres. Les différentes méthodes de reconstruction et de discrimination sont décrites dans les parties suivantes.

### 5.4.2.2 Méthode géométrique des moments réduits (Hillas)

La méthode des moments réduits est une des méthodes historiques d'analyse des images de gerbes. L'image de la gerbe issue d'un  $\gamma$  dans la caméra est de forme elliptique. En l'approximant par une gaussienne bi-dimensionnelle, elle peut être caractérisée par des paramètres simplifiés, appelés paramètres de Hillas (Hillas, 1985), permettant notamment de remonter à la direction et au paramètre d'impact de la gerbe. Les principaux paramètres de la gerbe sont (figure 5.11) :

- le barycentre de l'image, déterminé en attribuant un poids proportionnel au nombre de photo-électrons dans chaque pixel allumé
- la demi-longueur  $\sigma_L$
- la demi-largeur  $\sigma_l$
- l'angle de pointé  $\delta$  entre la direction de l'image et la droite reliant la position de la source et le barycentre de la gerbe
- la distance angulaire  $D$  entre le barycentre et l'image de la source
- la séparation angulaire  $\theta^2$  entre la position de la source reconstruite et la position réelle.

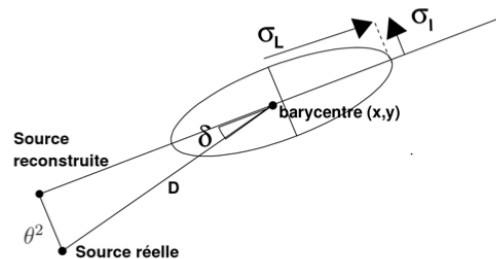


FIGURE 5.11 – Définition des paramètres de Hillas

Pour reconstruire la direction d'arrivée de la gerbe, il faut projeter les images dans le système nominal. C'est un système à deux dimensions qui réunit le repère des caméras. Il est perpendiculaire à la direction de pointé du télescope et son origine est l'intersection de la direction de pointé avec la voute céleste. La stéréoscopie permet de reconstruire géométriquement la direction d'arrivée du  $\gamma$  en utilisant les images des gerbes dans les différentes caméras (figure 5.12.a). Dans chaque caméra, l'axe principal de l'ellipse correspond à un plan contenant la direction de propagation de la gerbe. La direction du  $\gamma$  incident se situe à l'intersection des axes principaux des différentes images de la gerbe.

La reconstruction du paramètre d'impact,  $P$ , est obtenue de manière similaire à celle de la direction mais en se plaçant cette fois dans le repère au sol. Ce repère a pour origine le centre du terrain et il est défini perpendiculairement à la direction de la gerbe, assez proche de la direction de visée au regard du petit champ de vue. Le paramètre d'impact est l'intersection entre la direction de la gerbe et le plan de ce repère. Il se situe à l'intersection des directions des axes des images des gerbes (figure 5.12.b).

La hauteur du maximum de gerbe  $H_{max}$  correspond à l'altitude de la position du maximum d'émission des photons Tcherenkov dans la gerbe. Elle dépend de l'énergie du  $\gamma$  incident, de l'inclinaison de la gerbe et du paramètre d'impact. Cette hauteur du maximum de gerbe sera un paramètre important dans l'estimation de l'énergie. Pour plus de détails sur la détermination de la direction de la gerbe, du paramètre d'impact et de  $H_{max}$ , nous nous référerons à Hofmann et al. (2000).

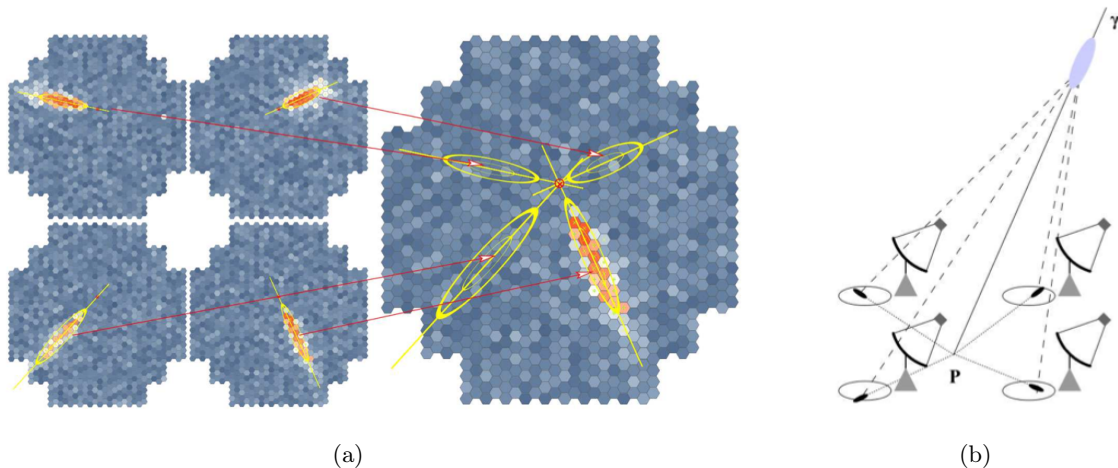


FIGURE 5.12 – (a) Reconstruction de la direction du  $\gamma$  incident en stéréoscopie. La direction correspond à l'intersection de l'axe des images d'une même gerbe vues sur les caméras des différents télescopes. Crédit : K. Bernlohr. (b) Schéma d'une gerbe et de son image au foyer des quatre télescopes CT1 à CT4 représentées dans le cercle au sol, à gauche de chaque télescope. Le paramètre d'impact  $P$  est l'intersection des directions des grands axes des images des gerbes.

L'énergie de l'évènement est reconstruite en fonction de la charge, du paramètre d'impact et du  $H_{max}$ . Des tables sont générées à partir de simulations MC de photons  $\gamma$  pour différentes charges, paramètres d'impact et hauteur du maximum de gerbe. Une méthode récente de reconstruction en énergie a été développée par Becherini et al. (2011). Elle est fondée sur la distribution en charge des images mesurées en fonction du paramètre d'impact. Des tables MC donnent le profil de la charge dans les images en fonction du paramètre d'impact. Elles sont générées pour cinq paramètres d'observations : l'angle zénithal, l'efficacité optique des miroirs, la hauteur du maximum de gerbe, l'énergie vraie simulée et le décalage angulaire, c'est-à-dire la distance entre la direction de la gerbe reconstruite et le centre du système nominal. En comparant les profils prédits et mesurés, nous avons une estimation de l'énergie pour chaque télescope. L'énergie finale est la moyenne des énergies déterminées pour chaque télescope pondérée par la charge vue dans chaque télescope.

### 5.4.2.3 Modèle de la photosphère à trois dimensions : *Model 3D*

Afin d'exploiter plus précisément les corrélations entre les images des différents télescopes et les symétries des gerbes électromagnétiques, une nouvelle approche a été proposée utilisant la reconstruction de la gerbe par un modèle de la photosphère à trois dimensions (Lemoine-Goumard et al., 2006). Elle repose sur deux hypothèses :

- la photosphère Tcherenkov de la gerbe électromagnétique est modélisée par une gaussienne tridimensionnelle suivant l'axe de développement de la gerbe (une symétrie azimutale est donc supposée dans son développement),
- la distribution angulaire des photons Tcherenkov est supposée indépendante de l'énergie de la particule incidente ainsi que de l'altitude du point d'émission.

Dans ce modèle, différents paramètres caractérisent la gerbe : ses deux largeurs, la position de la hauteur du maximum de gerbe, les coordonnées du paramètre d'impact et deux angles définissant la direction de l'axe de la gerbe dans le référentiel des télescopes ainsi que le nombre total de photons Tcherenkov composant la photosphère. Les paramètres physiques de la gerbe sont obtenus avec un maximum de vraisemblance en comparant les charges mesurées et les charges prédites dans chaque

pixel, après nettoyage des images (section 5.4.2.1), pour tous les télescopes en même temps. Le détail des calculs du nombre de photons arrivant dans chaque pixel est décrit dans Lemoine-Goumard et al. (2006). La distribution Poissonnienne sur le nombre de photo-électrons et la résolution des PMs sont prises en compte dans le calcul de la probabilité de mesurer une charge  $q$  dans un pixel donné.

L'énergie des événements est directement liée au nombre total de photons Tcherenkov ajustés. La densité du nombre de photons Tcherenkov étant très dépendante de la hauteur du maximum de gerbe, ce paramètre sera essentiel pour l'estimation de l'énergie.

#### 5.4.2.4 Comparaison d'images issues de modèles semi-analytiques ou de simulations MC de gerbes : *Model* et *ImPACT*

Ces méthodes consistent à déterminer les paramètres des gerbes incidentes en comparant les images réelles à celles formées en utilisant un modèle semi-analytique de gerbes électromagnétiques dans *Model ++* (de Naurois & Rolland, 2009) ou à partir de simulations Monte Carlo massives pour *ImPACT* (Parsons & Hinton, 2014). Les images sont générées pour différents angle zénithaux, paramètres d'impact, énergies, décalages angulaires et hauteurs de première interaction. En comparant les intensités dans chaque pixel des caméras entre les images attendues et celles observées via une procédure de maximum de vraisemblance, cette méthode permet de remonter à la direction, au paramètre d'impact, à la hauteur de première interaction ainsi qu'à l'énergie de la particule incidente. *Model ++* utilise la totalité des pixels des images tandis qu'*ImPACT* ne considère que les pixels sélectionnés par l'algorithme décrit plus haut. Dans *ImPACT*, les simulations MC permettent un meilleur traitement des variations des gerbes électromagnétiques en fonction des conditions d'observation et la méthode prend en compte les bruits de fond de la caméra et l'optique imparfaite, alors que la reconstruction avec *Model* suppose une caméra idéale sans fluctuation.

#### 5.4.3 Méthode de discrimination $\gamma$ /fond

Après avoir utilisé différents algorithmes pour reconstruire les événements à partir des images des caméras, il est nécessaire de pouvoir distinguer les photons  $\gamma$  des événements qui appartiennent au fond. Dans cette section, nous décrivons les méthodes utilisées pour la discrimination  $\gamma$ /fond permettant de passer au niveau DL3.

##### 5.4.3.1 Critères géométriques

Le bruit de fond principal en astronomie  $\gamma$  est le rayonnement cosmique. Comme expliqué dans la section 5.3.1.1, les gerbes hadroniques ont une impulsion transverse beaucoup plus importante et sont plus irrégulières que les gerbes électromagnétiques qui sont quasiment symétriques par rapport à leur axe de propagation. Les images de hadrons sont beaucoup plus irrégulières que les images des gerbes électromagnétiques très elliptiques (figure 5.13).

Dans la méthode de Hillas (section 5.4.2.2), la discrimination entre les événements  $\gamma$  et le fond se fait en utilisant des critères sur la forme des images. Des variables réduites majeures ont été déterminées pour cette optimisation. Ce sont les longueurs et largeurs réduites de Hillas, définies pour un paramètre  $P$  donné par :

$$P_{reduit} = \frac{P - \{P\}}{\sigma_P} \quad (5.1)$$

où  $\{P\}$  et  $\sigma_P$  représentent la moyenne et la largeur des distributions obtenues à partir de simulations  $\gamma$  Monte Carlo, pour la charge et le paramètre d'impact mesuré ainsi que l'angle zénithal et le

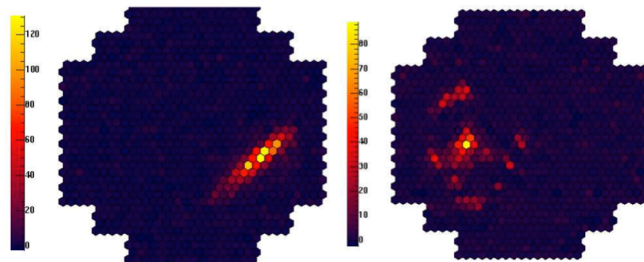
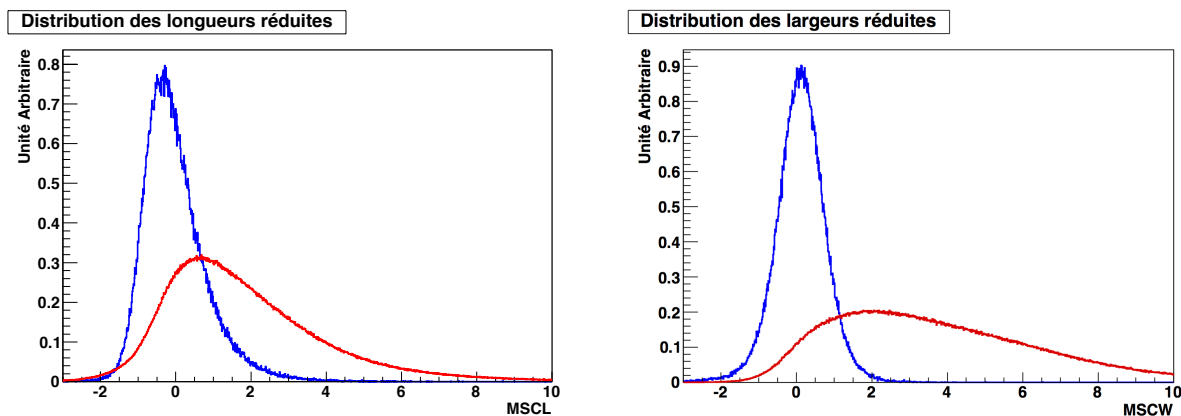


FIGURE 5.13 – Exemples d'image d'une gerbe électromagnétique à gauche et hadronique à droite

décalage angulaire entre la direction reconstruite de l'évènement et le centre du champ de vue. Ces paramètres réduits sont ensuite moyennés sur l'ensemble des télescopes déclenchés :

$$\{P_{reduit}\} = \frac{\sum_{tels} P_{reduit}}{N_{tels}} \quad (5.2)$$

Ces paramètres réduits sont quasiment indépendants des conditions d'observation. La distribution des longueurs et largeurs réduites est représentée sur la figure 5.14. En particulier la distribution des largeurs réduites montre une bonne discrimination  $\gamma$ /fond. En effet, par leur impulsion transverse beaucoup plus grande, les gerbes hadroniques présentent une demi-largeur beaucoup plus grande que les gerbes électromagnétiques.

FIGURE 5.14 – (gauche) Distribution des longueurs réduites (droite) Distribution des largeurs réduites. La distribution des  $\gamma$  issus de simulations Monte-Carlo est en bleue tandis que la distribution rouge provient de vraies données dominées par le fond hadronique. Crédits : Marandon (2010)

### 5.4.3.2 Critère de convergence

Différentes méthodes de reconstruction utilisées dans les chaîne d'analyse de H.E.S.S., reposent sur l'utilisation d'une fonction de maximum de vraisemblance pour estimer les paramètres du  $\gamma$  incident. Pour ces méthodes, comme *Model 3D* ou *Model ++*, le paramètre utilisé pour discriminer les évènements  $\gamma$  du fond sera fondé sur la qualité de l'ajustement donc de la convergence de la fonction de vraisemblance. Des paramètres géométriques sont ensuite également appliqués, comme la hauteur du maximum de gerbe et la largeur réduite décrivant le développement latéral de la gerbe pour *Model 3D* ou la hauteur de première intersection pour *Model ++*.

### 5.4.3.3 Les analyses multivariées

De nombreuses méthodes de discrimination  $\gamma$ /fond sont actuellement développées et fondées sur une analyse multivariée utilisant la technique des arbres de décisions boostés (BDT pour Boosted Decision Tree). Une nouvelle méthode de discrimination fondée sur une analyse multivariée<sup>2</sup>, utilisant des paramètres discriminants optimisés permettant d'augmenter la sensibilité, a été récemment développée : *Paris-MVA* (Becherini et al., 2011; Khelifi et al., 2015; LeFaucheur, 2015). C'est cette méthode, détaillée succinctement dans cette partie, qui sera utilisée pour la discrimination dans la configuration pour sources Galactiques (*CSG*) optimisée pour cette thèse (section 5.4.4).

La discrimination  $\gamma$ /fond *Paris-MVA* a été développée pour l'étude des sources faibles ( $\sim 1\%$  de la nébuleuse du Crabe). Elle a été optimisée pour différentes conditions d'observation et différentes caractéristiques des événements (angles zénithal, décalage angulaire, énergie...) de manière à pouvoir être utilisée pour l'analyse de l'ensemble des sources observées par H.E.S.S. Huit variables sont utilisées pour la discrimination :

- deux proviennent de la méthode de Hillas : les longueurs et largeurs réduites,
- trois proviennent de *Model 3D* : la largeur réduite, l'erreur sur la largeur de la gerbe et 3D-depth, définie à partir de la hauteur du maximum de gerbe  $D_s$ , possédant un pouvoir de discrimination  $\gamma$ /fond très important à basse énergie,
- trois nouveaux paramètres développés pour Paris MVA (Becherini et al., 2011) qui exploitent les différences entre les images réelles et les images issues de *Model 3D*, en particulier pour la direction de la gerbe, son énergie et la charge.

Afin d'exploiter au mieux le pouvoir discriminant des paramètres précédents, une méthode d'analyse multivariée utilisant la technique BDT a été choisie pour ses performances et sa capacité à gérer la variation du pouvoir discriminant de chaque variable en fonction des conditions d'observation (LeFaucheur, 2015). Le principe de discrimination  $\gamma$ /fond se base sur la présence de deux lots. Un lot d'entraînement qui est un arbre de décision comprenant des  $\gamma$  simulés et des événements de fond. Les huit paramètres discriminants précédents sont utilisés et une note unique,  $\zeta$ , est attribuée pour chaque forêt d'arbre en fonction de son type (tendant vers +1 pour les événements  $\gamma$  et vers -1 pour les autres). À l'aide d'un lot de test, la performance du BDT en fonction de cette note peut être estimée. Par exemple, sur la figure 5.15, est représentée la distribution de cette note, donc de la réponse du BDT, pour des événements  $\gamma$  en bleu et fond en rouge.

Une différence majeure avec la discrimination développée dans *ImPACT*, en plus des variables discriminantes utilisées, est que l'entraînement du BDT se fait dans un espace des phases précis. En effet, les variables ont un pouvoir discriminant qui varie avec l'énergie, l'angle zénithal et la multiplicité des événements. L'entraînement du pouvoir de discrimination  $\gamma$ /fond est donc réalisé selon le découpage suivant de l'espace des phases :

- 8 intervalles en angle zénithal,
- 2 intervalles en multiplicité (un de multiplicité deux et un au-delà),
- 7 intervalles sur le nombre de photons composant la photosphère de la gerbe, ajusté avec *Model 3D* (ce qui revient à prendre en compte une dépendance en énergie).

La coupure finale utilisée,  $\zeta^*$  pour discriminer  $\gamma$  et hadrons dépend donc de chaque intervalle de cet espace des phases.

---

2. Une autre méthode de discrimination fondée sur une analyse multivariée est utilisée dans une des chaînes d'analyse de H.E.S.S. nommée *TMVA*. Elle utilise 6 paramètres discriminants (Ohm et al., 2009) pour la discrimination dont deux sont les largeurs et longueurs réduites de Hillas et les quatre autres sont des variables déterminées avec *ImPACT* lors de la reconstruction.



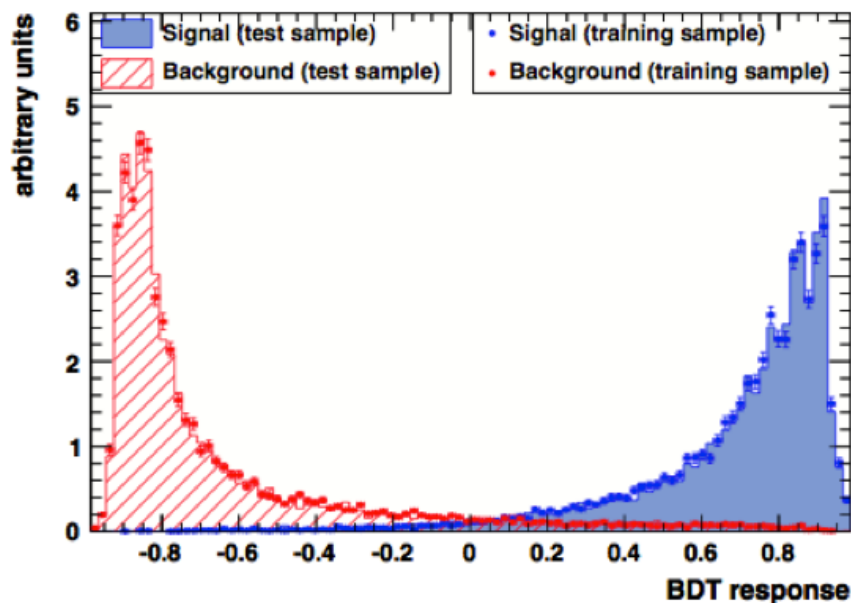


FIGURE 5.15 – Exemple de distribution de la réponse du BDT,  $\zeta$ , pour des événements  $\gamma$  (bleu) et fond (rouge), de multiplicité deux ayant une énergie comprise entre 2 et 10 TeV et un angle zénithal entre  $10^\circ$  et  $20^\circ$  pour les lots d’entraînement (points) et de test (en trait plein). Crédits : LeFaucheur (2015)

#### 5.4.4 Configuration et lots de coupures

**Les chaînes d’analyse dans H.E.S.S.** Il existe trois chaînes d’analyses dans H.E.S.S. : *Paris Analysis* (utilisant la calibration des données décrite dans la section 5.4.1), *HAP* (utilisant une calibration indépendante), *HAP-FR* (pouvant utiliser les deux types de calibration, celle par défaut utilisant la même que *Paris Analysis*). De plus pour ces trois chaînes les méthodes de discrimination et de reconstruction sont différentes :

- *Paris Analysis* : utilise *Model* pour la reconstruction des événements et un critère sur la convergence de la fonction de vraisemblance pour la discrimination,
- *HAP* : utilise *Hillas* ou *ImPACT* pour la reconstruction et une analyse multivariée pour la discrimination *TMVA*,
- *HAP-FR* : utilise **Hillas** et/ou *Model 3D* pour la reconstruction et **Paris-MVA** pour la discrimination.

Ces différentes chaînes d’analyses sont également caractérisées par des simulations différentes de gerbes et de l’instrument utilisées en particulier pour la détermination des fonctions d’instrument (section 6.1). Comme pour la calibration, *HAP-FR* peut utiliser les deux types de simulation.

**Les coupures** Pour les différentes méthodes de discrimination présentées, il existe différents niveaux de coupure dépendants de la source étudiée. Par exemple, des sources avec un spectre assez mou vont induire plus d’événements à basse énergie, une coupure en charge assez faible est donc nécessaire pour abaisser le seuil en énergie et sélectionner plus d’événements à basse énergie. Pour une source brillante ou plus dure, nous pouvons augmenter le seuil en énergie en augmentant la coupure en charge. La statistique sera plus faible mais seuls les événements les mieux reconstruits seront sélectionnés. La résolution angulaire sera donc meilleure et une étude morphologique plus détaillée sera possible.

Pour *Paris-MVA*, cinq configurations ont été développées pour des indices et brillances des sources différents correspondant à cinq coupures en charge, 40, 60, 80, 110 et 150 p.e., dont les performances sont décrites dans Becherini et al. (2011); LeFauqueur (2015).

### Le lot de coupures pour sources Galactiques optimisé avec la chaîne d'analyse *HAP-FR*

Au cours de ma thèse, j'ai utilisé une configuration d'analyse optimisée pour les sources Galactiques (*CSG*) obtenue avec la chaîne d'analyse *HAP-FR* (Khelifi et al., 2015) dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau 5.1. La chaîne de calibration est celle présentée dans la section 5.4.1. Pour la configuration *CSG*, les paramètres de Hillas sont utilisés pour la reconstruction. La reconstruction en énergie utilise la méthode présentée en fin de section 5.4.2.2, fondée sur des interpolations de tables construites à partir de simulations Monte Carlo de photon  $\gamma$ . La discrimination  $\gamma$ /fond est effectuée avec *Paris-MVA* (section 5.4.3.3). Cette discrimination utilisant une analyse multivariée, le lot de coupures associées à la configuration *CSG* a été optimisé pour une source dont le flux différentiel à 1 TeV est autour de 10% de la nébuleuse du Crabe avec un indice spectral en 2.3, typique des sources Galactiques. C'est pourquoi nous l'utiliserons dans notre étude de l'émission diffuse au Centre Galactique dans le chapitre 9. Étant optimisée pour des sources faibles, sa coupure en charge est de 80 p.e..

TABLE 5.1 – Caractéristiques de la configuration pour sources Galactiques (*CSG*) mise au point pour la chaîne d'analyse *HAP-FR*.

Reconstruction	Hillas (géométrie) et table Monte Carlo (énergie)
Discrimination $\gamma$ /fond	Paris MVA
Optimisation	
Coupure en charge	80 p.e.
Flux source à 1 TeV	10% de la Nébuleuse du Crabe
Indice spectral	2.3
Multiplicité	$\geq 2$

Avec l'ensemble de ces événements reconstruits et discriminés, nous pouvons réaliser des études spectrales et morphologiques des émissions auxquelles nous nous intéressons. Cette analyse de haut niveau requiert en particulier la connaissance des fonctions d'instrument que nous décrivons dans le chapitre suivant. Nous présenterons en particulier un nouvel outil d'analyse de haut niveau, *Gammapy*, développé en particulier pour analyser les données du futur observatoire CTA qui prendra la relève des instruments actuels comme H.E.S.S. et que nous décrivons dans la partie suivante.

## 5.5 L'observatoire CTA : une nouvelle génération de réseau de télescopes à Imagerie Tcherenkov

### 5.5.1 Le site

Les efforts toujours de plus en plus importants pour améliorer les performances des instruments ainsi que les techniques d'analyses des télescopes à Imagerie Tcherenkov actuels (H.E.S.S., MAGIC, VERITAS) ont permis la découverte d'un nouveau ciel en astronomie  $\gamma$  des hautes énergies, avec la détection de plus de 100 sources émettrices dans ce domaine en une dizaine d'années (section 5.1). Cependant le manque de souplesse des dispositifs ainsi que le nombre limité de télescopes impactent les performances. Une nouvelle génération de télescopes à Imagerie Tchélescope est développée dans le

cadre de l'observatoire CTA<sup>3</sup> (Cherenkov Telescope Array) (Actis et al., 2011), qui devrait permettre la découverte d'un millier d'objets.

CTA est une initiative mondiale qui rassemble 1200 scientifiques de 30 pays et qui vise à construire l'observatoire le plus grand et le plus sensible en astronomie  $\gamma$  des hautes énergies. Formé d'un réseau d'une centaine de télescopes, il sera implanté en deux sites afin de couvrir la totalité du ciel (figure 5.16). Dans l'hémisphère sud, le site retenu se situe à proximité de l'Observatoire du Cerro Paranal dans le désert d'Atacama au nord du Chili, où est installé le VLT. À l'horizon 2020, il comportera une centaine de télescopes et permettra d'observer les régions intérieures du plan Galactique. Le réseau sud aura une surface totale couvrant 4 km<sup>2</sup>. Dans l'hémisphère nord, c'est l'observatoire de Roque de los Muchachos sur l'île de La Palma (Iles Canaries) qui accueillera une vingtaine de télescopes dont l'objectif principal sera de sonder l'Univers extragalactique. Le réseau nord aura une surface totale couvrant 0.4 km<sup>2</sup>. La construction de CTA a déjà commencé et une entrée en phase opérationnelle partielle est prévue vers 2018/2019.

Trois types de télescopes sont actuellement développés, permettant d'accéder à différentes gammes en énergie et sensibilités :

- 70 petits télescopes de quatre à six mètres (SST for "Small Size Telescope") de diamètre pourront sonder les énergies supérieures à 10 TeV avec un champ de vue d'environ 10°. La lumière Tcherenkov produite par un rayon  $\gamma$  de haute énergie se répartie sur une surface assez grande au sol. Ces petits télescopes seront donc les plus nombreux et répartis sur une surface au sol de quelques kilomètres carrés dans l'hémisphère sud uniquement. Ils vont permettre d'étudier des énergies encore jamais atteintes avec cette sensibilité avec la génération actuelle de télescopes à imagerie Tcherenkov et d'améliorer, par exemple, la recherche d'accélérateurs au PeV qui n'ont encore jamais été confirmés. Le site de l'hémisphère nord, principalement dédié à l'étude de sources extra galactiques dont les photons sont absorbés au-delà de quelques TeV, ne nécessite pas la présence de SSTs.
- 40 télescopes de taille moyenne (MST for "Medium Size Telescope"), une taille équivalente à celle des télescopes actuels comme H.E.S.S. I ou VERITAS auront un champ de vue allant de 7° à 8° et une gamme d'énergie située au cœur de la gamme d'énergie totale de CTA entre 100 GeV et quelques dizaines de TeV. Ils seront répartis sur les deux sites : 15 sur le site nord et 25 au Sud. Leur bonne sensibilité aux flux faibles ainsi que leur grand champ de vue permettront de prendre des relevés rapides du ciel.
- 8 grands télescopes (LST for "Large Size Telescope"), également répartis sur les deux sites, d'environ 24 m de diamètre (taille intermédiaire entre MAGIC et H.E.S.S. II), permettront d'abaisser le seuil en énergie à 10-20 GeV grâce à une surface de collection beaucoup plus grande mais avec un champ de vue beaucoup plus réduit autour de 4-5°. Malgré une structure totale d'environ 50 tonnes, un repositionnement de la structure est prévu en 20 secondes. Cet abaissement du seuil permettra la détection de phénomènes transitoires et variables à des distances très lointaines dans l'Univers.

Ensemble, les réseaux de télescopes des sites Nord et Sud constitueront le premier observatoire ouvert dans l'histoire de l'astronomie  $\gamma$  au sol. Il sera ouvert à toutes les communautés d'Astrophysique et d'Astroparticule à travers un système standard de propositions d'observations et de demandes de temps. Après une première phase de construction et de test de l'instrument, les données à un certain niveau d'analyse seront publiques. Définir un format de données standard, souple et pratique pour la communauté Astrophysique, est donc un enjeu majeur sur lequel nous reviendrons dans le chapitre 6. La construction de CTA se déroulera en deux phases. Une première

---

3. <https://www.cta-observatory.org>

correspondant à un certain nombre de télescopes pour lesquels le financement est garanti : 4 LSTs et 5 MSTs sur le site nord et 15 MSTs et 50 SSTs sur le site Sud. La deuxième phase aura pour but de construire tous les télescopes présentés précédemment. Le nombre de télescopes de chaque taille ajoutés sur les deux sites dépendra du financement finalement disponible.

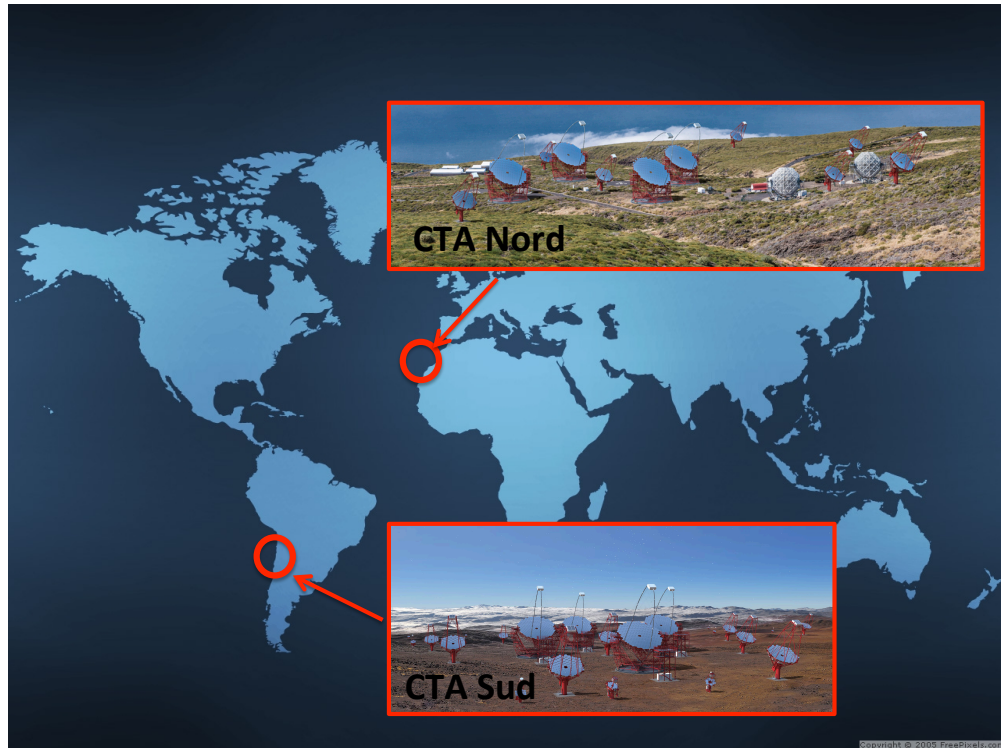


FIGURE 5.16 – Vue d’artiste du télescope CTA pour les sites Nord et Sud. Crédits : <https://www.cta-observatory.org>

### 5.5.2 Les questions scientifiques

CTA permettra d’obtenir des images du ciel avec une sensibilité dix fois supérieure aux observatoires actuellement en opération et une résolution angulaire pouvant atteindre la minute d’arc. Une étude détaillée des mécanismes à l’œuvre dans les sources dont nous connaissons déjà l’existence, ainsi que la découverte de nouvelles sources avec ou sans caractéristique physique connue, va donc être possible. Les trois thèmes scientifiques majeurs définis pour CTA (Hinton et al., 2013) sont :

- *La compréhension de l’origine et du rôle de rayons cosmiques de haute énergie* : quelles sont les sites d’accélération de ces particules dans l’Univers ? Quels sont les mécanismes à l’œuvre et quel est le rôle que jouent ces particules accélérées sur la formation des étoiles et l’évolution des galaxies ?
- *Étudier les environnements extrêmes* : quels sont les mécanismes à l’œuvre près des étoiles à neutrons et des trous noirs ? Quels sont les caractéristiques des jets relativistes et des vents observés pour certaines sources astrophysiques ? Quels sont les champs de rayonnement et les champs magnétiques présents dans le milieu interstellaire et comment évoluent-ils avec le temps ?
- *Explorer les frontières de la physique* : Quelle est la nature et la distribution de la matière noire ? La gravité quantique affecte-t-elle la propagation des photons ? Est-ce que les particules de type axions existent ?

Pour répondre à ces questions, des régions cibles ont été définies pour les observations de CTA qui seront donc prioritaires pour le temps d'observation garanti à la collaboration : le Centre Galactique, le grand nuage de Magellan, les amas de Galaxies, la recherche d'accélérateur au PeV (les PeVatrons), les systèmes de formation d'étoiles, les noyaux actifs de galaxie, les phénomènes transitoires et un relevé du plan Galactique. Le nouveau relevé du plan Galactique avec H.E.S.S. a permis la découverte de 80 nouvelles sources (section 5.1). Pour sa première décennie de fonctionnement, il est prévu que CTA entreprenne un relevé complet du plan Galactique, notamment avec les télescopes de petites tailles. Plus de 1600 heures seront dédiées à ces observations. Sur la figure 5.17 est représenté le relevé du Plan Galactique que pourrait observer CTA et qui permettrait d'avoir accès à une carte de notre Galaxie à très haute énergie, incluant la détection de plus de 500 sources. La majorité de ces sources pourront être spatialement résolues avec CTA, permettant une étude approfondie des mécanismes d'accélération ainsi que des mécanismes d'échappement des particules.

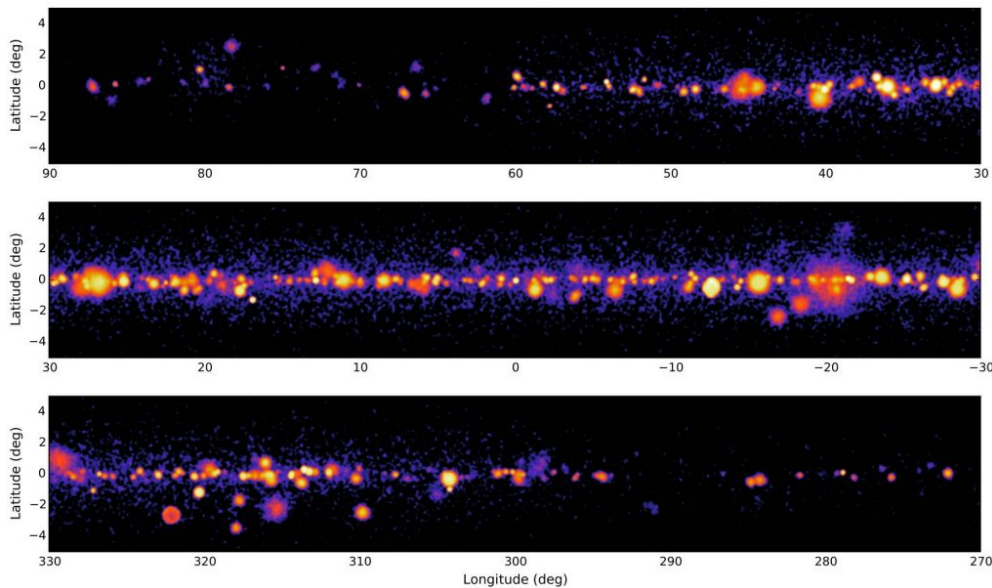


FIGURE 5.17 – Simulation du relevé du plan Galactique vu par CTA après des observations systématiques durant plusieurs années de fonctionnement. Cette image est obtenue avec une simulation extrapolant notre connaissance des sources à haute énergie comme les restes de supernova, les nébuleuses de pulsar et l'émission diffuse provenant de l'interaction des CRs avec le milieu interstellaire et les champs de rayonnement. Crédits : <https://www.cta-observatory.org>.

### 5.5.3 Les performances de l'instrument

Il sera possible d'étudier toutes ces questions majeures grâce aux performances instrumentales de CTA, jamais égalées dans ce domaine d'énergie. Sa sensibilité dépassera de 10 fois celle des instruments actuels (figure 5.18) et sa surface de collection sera supérieure à un million de  $m^2$  à très haute énergie. Sa résolution en énergie, située autour de 10%, rendra possible l'analyse de structures spectrales précises et de raies d'émission associées à l'annihilation de particules dans certains modèles de matière noire par exemple. La motorisation rapide des télescopes permettra l'étude de phénomènes très brusques, comme les sursauts gamma par exemple, avec un repositionnement en 20 secondes (Hinton et al., 2013).

Avec une résolution angulaire pouvant atteindre la minute d'arc (figure 5.19), CTA aura accès à de plus en plus de sources étendues et à la caractérisation fine de leur morphologie. La résolution

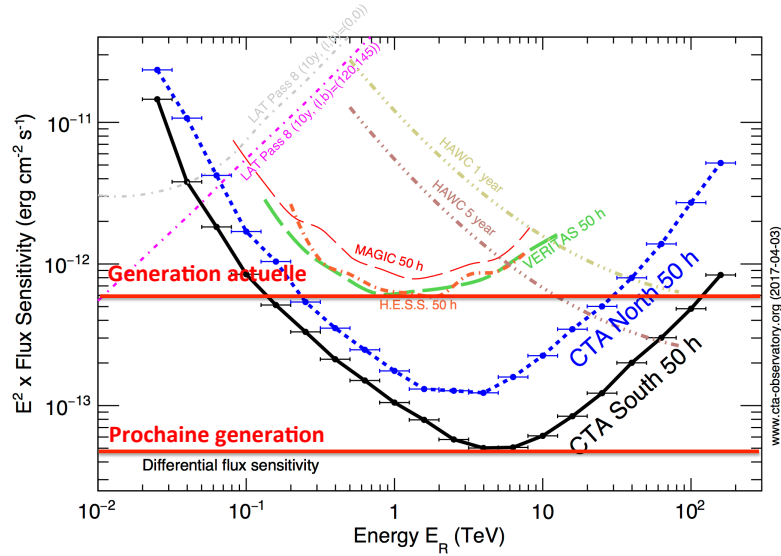


FIGURE 5.18 – Comparaison des sensibilités obtenues ou attendues par différentes expériences en astronomie  $\gamma$ . Crédits : <https://www.cta-observatory.org>

angulaire de H.E.S.S. varie entre  $0.07$  et  $0.1^\circ$  (collaboration HESS, 2017). Aux basses énergies, la résolution ne sera pas meilleure que celle du Fermi/LAT. À plus haute énergie le réseau CTA permettra d'augmenter d'environ un facteur 2 cette résolution. La morphologie des sources que l'on va étudier va être de plus en plus complexe et détaillée. Cette amélioration de la résolution angulaire sera très utile, en particulier pour la caractérisation de l'extension des sources. Par exemple, pour la Nébuleuse du Crabe, il est très difficile de poser des contraintes sur son extension avec H.E.S.S. Dans le centre Galactique, nous pourrions décorrélérer les sources de la zone moléculaire centrale. L'émission des SNRs pourra être corrélée avec les rayons X et il sera plus facile de discriminer entre SNR et PWN.

Le tableau 5.2 résume les différents niveaux de performance requis pour CTA pour les fonctions d'instrument au niveau DL3. Il sera donc également important de tester les nouveaux outils d'analyse de haut niveau afin de vérifier que les systématiques associées à ces méthodes sont en accord avec les performances attendues.

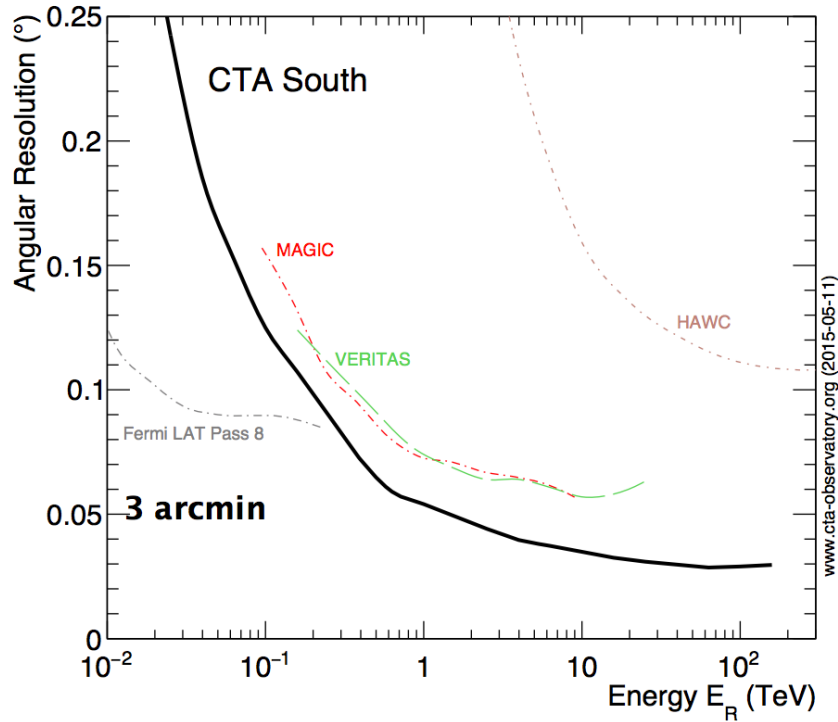


FIGURE 5.19 – Comparaison des résolutions angulaires obtenues ou attendues par différentes expériences en astronomie  $\gamma$ . Il est à noter que la simulation utilisée pour CTA est optimisée pour avoir la meilleure sensibilité pour une source ponctuelle. Il est possible d’obtenir une meilleure résolution angulaire au dépend d’une surface de collection un peu moins importante. Crédits : Stefan Wagner, IAU symposium

TABLE 5.2 – Limite sur les systématiques associées aux fonctions d’instrument au niveau DL3 (figure 5.9)

Systématiques	requis	Objectif à atteindre
Résolution en énergie	< 15% pour des énergies au-dessus de 50 GeV	
Surface efficace	< 12% au dessus de 40 GeV	~ 8 %
Localisation d’une source ponctuelle (erreur quadratique moyenne sur la position)	< 5 arcseconds au dessus de 100 GeV	< 3 arcseconds au dessus de 100 GeV





# Chapitre 6

## Analyse de haut niveau

### Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Les tables d'instrument dans H.E.S.S.</b> . . . . .	<b>146</b>
6.1.1	Surfaces efficaces . . . . .	147
6.1.2	Résolution en énergie . . . . .	148
6.1.3	La réponse à une source ponctuelle . . . . .	148
6.1.4	Acceptance radiale aux hadrons . . . . .	150
<b>6.2</b>	<b>Format de stockage des données au niveau DL3 pour CTA</b> . . . . .	<b>150</b>
6.2.1	Le stockage des événements . . . . .	150
6.2.2	Le stockage des fonctions d'instrument . . . . .	150
<b>6.3</b>	<b>Extraction et construction des IRFs de H.E.S.S. au format DL3</b> . . . . .	<b>152</b>
6.3.1	Les tables de surface efficace . . . . .	153
6.3.2	Les tables de résolution en énergie . . . . .	154
6.3.3	Les tables de PSF . . . . .	155
6.3.4	Des courbes d'acceptance par bande en énergie pour le modèle de fond . . . . .	156
<b>6.4</b>	<b><i>Gammapy</i> : Un outil pour l'analyse de haut niveau</b> . . . . .	<b>160</b>
6.4.1	Estimation du fond . . . . .	161
6.4.2	Estimation de l'excès et de sa significativité . . . . .	164
6.4.3	Extraction spectrale 1D . . . . .	164
6.4.4	Analyse morphologique . . . . .	165
6.4.5	Vers une analyse spectrale et morphologique simultanée . . . . .	166

---

Avec l'arrivée prochaine de CTA, un réseau constitué de télescopes à imagerie Tcherenkov de nouvelle génération, présenté dans le chapitre 5, des centaines de sources émettrices en  $\gamma$  de très hautes énergies vont être détectées. Grâce à sa plus grande sensibilité et sa meilleure résolution angulaire, les images des sources seront de plus en plus complexes et détaillées. Étant donné la prévalence des sources étendues dans le plan Galactique (section 5.1), à laquelle s'ajoute la présence d'émission diffuse (section 3.2.1), nous pouvons d'ores et déjà prévoir qu'une des principales difficultés d'analyse des données de CTA sera liée à la différentiation de multiples composantes superposées. Jusqu'ici, l'origine de l'émission  $\gamma$  diffuse détectée dans les 100 pc centraux avec H.E.S.S. reste toujours un mystère, principalement à cause de la difficulté à différentier spectralement les composantes qui la constituent. Afin de répondre à cette question, de nouveaux outils doivent être développés pour être capable de détecter, caractériser et déterminer le spectre et la morphologie des différentes composantes d'une même émission. C'est pourquoi nous avons au cours de cette thèse mis en place une analyse spectro-morphologique (dite analyse 3D) permettant d'ajuster simultanément

une composante spectrale et morphologique, dans le cadre d'un des outils développés actuellement pour l'analyse de haut niveau des données CTA : *Gammapy*.

Développer un tel outil nécessite de s'appuyer sur un format de données standardisé : celui défini pour CTA. Pour cet observatoire ouvert, un format assez souple et bien connu de la communauté astrophysique a donc été défini pour la distribution publique des événements de niveau DL3, c'est-à-dire après la reconstruction et la discrimination  $\gamma$ /fond, que nous décrivons dans ce chapitre. Pour l'analyse de haut niveau, la connaissance des fonctions de réponse de l'instrument (IRF) est nécessaire. Nous détaillons le type de ces fonctions dans la section 6.1 puis nous détaillons le format dans lequel devront être stockées les IRFs de CTA pour chaque observation dans la section 6.2.

Afin de pouvoir tester ces outils d'analyse, nous avons converti les données de H.E.S.S. de la chaîne d'analyse HAP-FR dans le nouveau format CTA (section 6.3). Les autres chaînes d'analyse de H.E.S.S. proposant également leurs données dans ce nouveau format, il sera possible de comparer les résultats obtenus avec les différentes chaînes d'analyse en utilisant les mêmes outils d'analyse de haut niveau. C'est une étape importante pour identifier et comprendre l'origine des effets systématiques liés aux méthodes statistiques utilisées dans l'analyse de haut niveau, des différences liées aux méthodes de reconstruction et à la calibration.

Deux outils, dont le code source est ouvert ("open source"), possédant une grande modularité et pouvant être interfacés avec d'autres outils utilisés au sein de la communauté scientifique, sont développés pour l'analyse de haut niveau avec CTA : *Gammalib*<sup>1</sup> et *Gammapy*<sup>2</sup>. Ils permettront d'analyser à partir des mêmes outils, les données provenant de différents télescopes avec différentes techniques de calibration. *Gammapy* est un outil Python, fournissant les outils pour la simulation et l'analyse des observations du ciel dans le domaine des très hautes énergies avec les télescopes comme H.E.S.S., VERITAS, MAGIC ou CTA. Il repose sur des bibliothèques Python testées par une large communauté de physiciens. Je me suis impliquée dans le développement de ce logiciel à travers l'implémentation de différents outils de haut niveau décrits dans la section 6.4. En particulier, j'ai participé aux tests et aux perfectionnements de l'analyse spectrale 1D, à la création d'images et de cubes de données et à la mise en place d'acceptance par bande en énergie pour un modèle de fond (section 6.3.4).

## 6.1 Les tables d'instrument dans H.E.S.S.

L'analyse spectrale et morphologique d'une source lors de l'analyse de haut niveau requiert la connaissance des fonctions de réponse de l'instrument aux événements  $\gamma$ . Elles présentent de fortes variations en fonction des conditions d'observation et requièrent donc une bonne connaissance de l'instrument. Ces IRFs sont déterminées en utilisant des simulations Monte Carlo des gerbes engendrées par les photons  $\gamma$  et en simulant le détecteur.

**Génération de gerbes** Les simulateurs de gerbes sont fondés sur des méthodes Monte Carlo et déterminent le développement de la gerbe par tranche dans l'atmosphère. Différents processus sont pris en compte : production de paires, Bremsstrahlung, diffusion multiple des électrons, perte d'énergie par ionisation, diffusions élastiques, annihilation des positrons. Chaque particule de la gerbe est suivie individuellement et son émission Tcherenkov calculée sur tout le trajet jusqu'à sa désintégration ou son arrivée au sol. L'absorption des photons Tcherenkov dans l'atmosphère est également prise en compte. Le modèle d'atmosphère utilisé repose sur des mesures locales, mais en fonction de la saison, la transparence de l'atmosphère présente des variations de 15 à 20%. L'erreur

---

1. <http://cta.irap.omp.eu/ctools/>

2. <http://docs.gammapy.org/en/latest/>

systematique dominante pour ces simulations est la méconnaissance des conditions atmosphériques. Dans cette thèse, le simulateur de gerbes utilisé est KASKADE (Kertzman & Sembroski, 1994)

**Simulation du détecteur** Chaque photon Tcherenkov de la simulation des gerbes est ensuite suivi individuellement jusqu'à la caméra grâce à une simulation du détecteur nommée SMASH. Toute l'optique (miroirs et cônes de Winston) ainsi que l'électronique (amplification et déclenchement) sont simulées en détail. Pour la simulation du détecteur, nous utilisons cet outil qui est décrit en détail dans Guy (2003).

Il existe quatre types de tables de fonctions de réponse : trois sont obtenues à partir de ces simulations (la surface efficace, la résolution en énergie et la PSF) et une, l'acceptance aux hadrons, est déterminée à partir de vraies données (section 6.1.4). Les trois premières sont supposées décorréelées et permettront lors de l'analyse de haut niveau de prédire le nombre d'évènements attendus à une position donnée de la source dans un intervalle en énergies reconstruites précis. Elles sont obtenues pour des conditions d'observation fixées :

- 15 bandes en angles zénithal que l'on note  $Z$ , entre  $0^\circ$  et  $76^\circ$ , par pas de 0.05 en  $\cos(Z)$
- 6 bandes en décalage angulaire  $\theta$  de l'évènement au centre de la caméra, de  $0^\circ$  à  $2.5^\circ$ , par pas de  $0.5^\circ$
- 6 bandes en efficacité optique  $\epsilon$  de 50 à 100 %, par pas de 10%
- 2 bandes en azimuth correspondant à  $0^\circ$  (vers le nord) et  $180^\circ$  (vers le sud)
- Les surfaces efficaces de collection et les résolutions en énergie sont générées à partir de  $\gamma$  simulés à énergie fixe. Les énergies fixes sont définies entre 20 GeV et 125 TeV selon un pas permettant d'obtenir 5 intervalles par décade en logarithme.

Ces IRFs sont déterminées pour chaque lot de coupure spécifique à chacune des analyses présentées dans le chapitre précédent et en fonction de l'azimuth des sources considérées (nord et sud), afin de prendre en compte correctement l'effet du champ magnétique terrestre sur le développement des gerbes atmosphériques.

### 6.1.1 Surfaces efficaces

Elles représentent la surface de collection de l'instrument à une énergie vraie donnée. Elles sont calculées en déterminant le rapport du nombre d'évènements reconstruits passant les coupures de discrimination et du nombre d'évènements simulés pour chaque énergie vraie. Un exemple de surface efficace est donné sur la figure 6.1 avec  $Z = 41^\circ$ ,  $\theta = 0.5^\circ$  et  $\epsilon = 70\%$  pour la configuration *CSG* utilisée au cours de cette thèse (section 5.4.4).

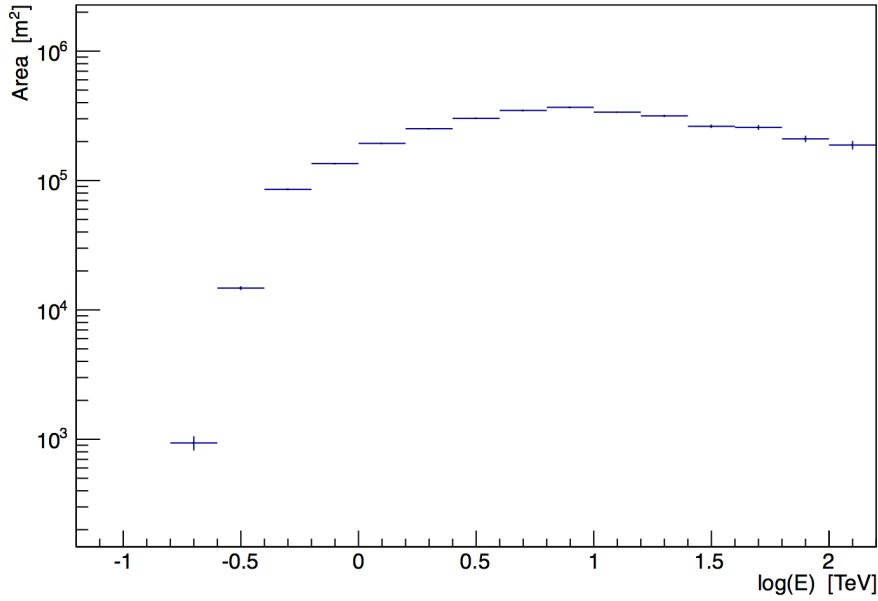


FIGURE 6.1 – Surface de collection en fonction de l'énergie vraie pour la configuration *CSG* (section 5.4.4) avec  $Z = 41^\circ$ ,  $\theta = 0.5^\circ$ ,  $\epsilon = 70\%$  et  $Az = 0^\circ$ .

### 6.1.2 Résolution en énergie

La résolution en énergie représente la probabilité de reconstruire un évènement à une énergie reconstruite  $E_{reco}$  donnée, sachant que son énergie vraie est  $E_{vraie}$ . Pour chaque condition d'observation MC, la distribution en migration (migration= $E_{reco}/E_{vraie}$ ) des évènements reconstruits est établie. Comme observé sur la figure 6.2, cette distribution suit approximativement une loi log-normale mais présente dans certains cas des queues non gaussiennes. La moyenne et le  $\sigma$  de cette loi log-normale ajustée sur la distribution nous permettent de déterminer respectivement le biais et la dispersion de cette résolution en énergie.

### 6.1.3 La réponse à une source ponctuelle

La PSF (Point Spread Function) représente l'étalement de l'image obtenue d'une source ponctuelle, simulée par les MC, dû à la reconstruction géométrique des évènements. C'est une probabilité. Cette fonction d'étalement détermine la résolution angulaire d'un instrument, d'environ  $0.07^\circ$  pour H.E.S.S.

La figure 6.3.a représente l'histogramme des évènements en fonction de la distance à la source simulée. Dans les outils standards d'analyse de haut niveau de H.E.S.S., les cartes du ciel sont ensuite convoluées par cette PSF en considérant un étalement typique correspondant à la valeur de  $\theta$  contenant 68 % des évènements appelée  $R_{68}$ . Sur la figure 6.3.b est représentée la valeur de ce  $R_{68}$  pour différentes conditions d'observation en angle zénithal et pour différents décalages angulaires de la source dans le champ de vue sur toute la bande en énergie de H.E.S.S.

Plus la quantité d'information dans les images est élevée, plus l'étalement est faible. La PSF de H.E.S.S. est donc meilleure à haute énergie car les gerbes déposent plus d'énergie, les fluctuations sont plus faibles et la multiplicité plus importante. Une manière d'améliorer la PSF de l'instrument est par exemple d'augmenter la charge totale requise par image dans chaque télescope lors du traitement de bas niveau.

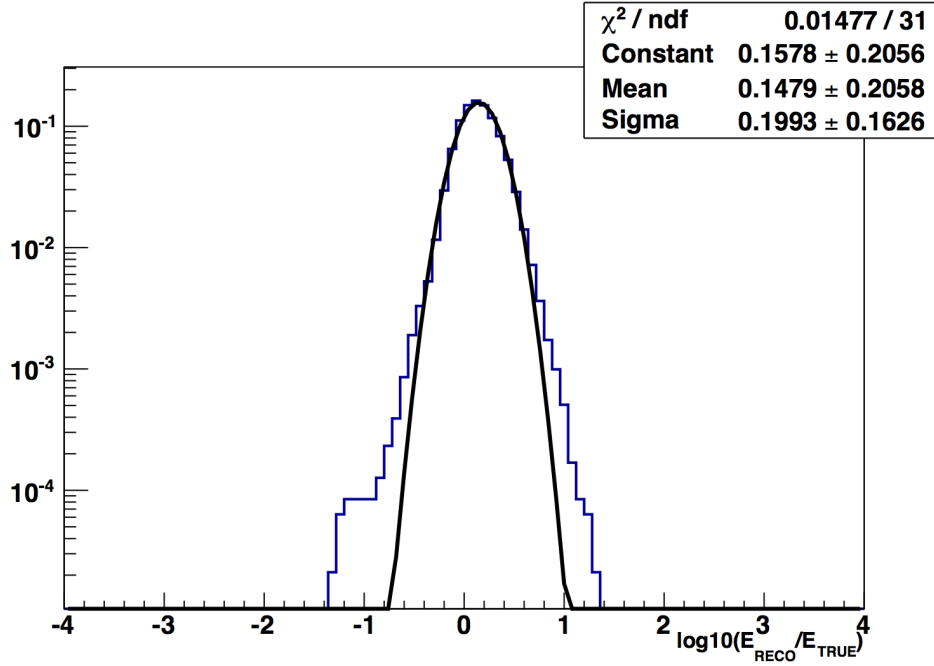


FIGURE 6.2 – Distribution du logarithme du rapport de l'énergie reconstruite sur l'énergie vraie simulée,  $\ln(E'/E)$  ainsi que l'ajustement d'une loi log-normale sur cette distribution pour la configuration *CSG* (section 5.4.4). Les conditions d'observation sont  $Z = 41^\circ$ ,  $\theta = 0.5^\circ$ ,  $\epsilon = 70\%$  et  $Az = 0^\circ$ . L'énergie vraie est égale à 1.25 TeV.

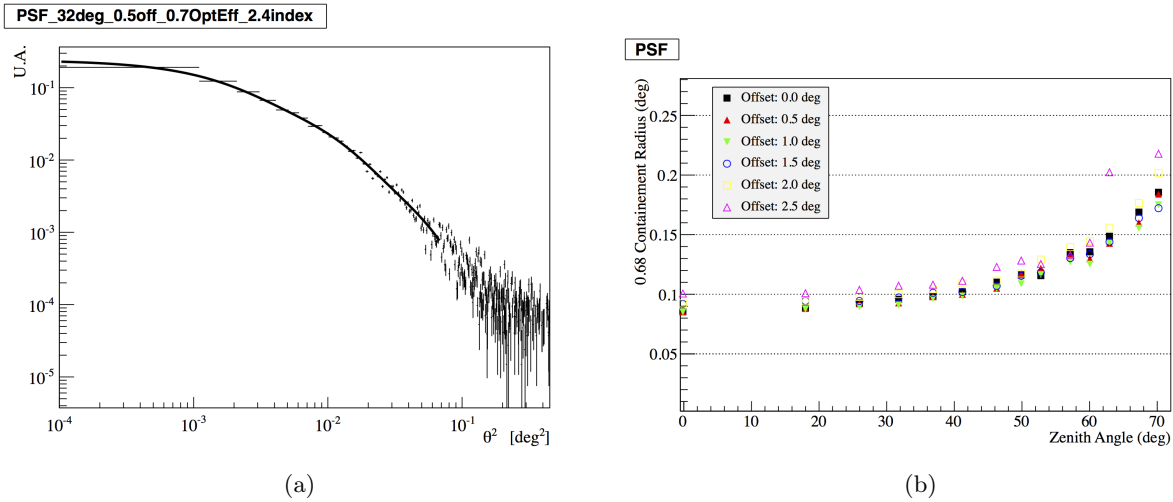


FIGURE 6.3 – (a) Distribution des événements reconstruits en fonction de la distance à la position de la source simulée par un spectre en loi de puissance d'indice spectrale 2.4 pour la configuration *CSG* (section 5.4.4) dans les conditions d'observation suivantes :  $Z = 32^\circ$ ,  $\theta = 0.5^\circ$ ,  $\epsilon = 70\%$  et  $Az = 0^\circ$  sur toute la bande en énergie de H.E.S.S. Une fonction représentant la somme de trois gaussiennes est ajustée sur la distribution. (b) Évolution du R68 des distributions pour différentes conditions d'observation en angle zénithal et pour différents décalages angulaires de la source dans le champ de vue et une efficacité optique de 70%.

### 6.1.4 Acceptance radiale aux hadrons

L'acceptance aux hadrons donne la distribution spatiale des hadrons résiduels dans le champ de vue c'est-à-dire des CRs passant les coupures de discriminations  $\gamma$ /fond. Elle dépend du décalage angulaire de la position observée dans le champ de vue et des conditions de pointé (angle zénithal et azimutal, efficacité optique). Elle est calculée à partir de données réelles, en utilisant des régions sans source et en utilisant la méthode du "Pacman" (Marandon, 2010), décrite dans la section 6.3.4.1. En supposant que la réponse est symétrique par rapport au centre, ces courbes d'acceptance sont estimées en cumulant les distributions des événements en fonction de leur décalage angulaire au centre de la caméra pour des observations aux conditions d'observation similaires. Actuellement, sept bandes en angle zénithal sont utilisées pour fabriquer ces acceptances et cumuler les runs appartenant à chaque bande :  $0-20^\circ$ ,  $20-30^\circ$ ,  $30-40^\circ$ ,  $40-45^\circ$ ,  $45-55^\circ$ ,  $55-65^\circ$ ,  $65-90^\circ$ . Ces acceptances radiales sont une information nécessaire pour l'estimation du fond dans une observation, en particulier lors de la création de cartes du ciel.

## 6.2 Format de stockage des données au niveau DL3 pour CTA

### 6.2.1 Le stockage des événements

Les données de CTA seront rendues publiques au niveau DL3 (figure 5.9, Chapitre 5). A ce niveau, les données ont été nettoyées et calibrées et les algorithmes de reconstruction et de discrimination  $\gamma$ /fond ont été appliqués. Afin de permettre la manipulation simple et rapide de ces événements pour l'analyse de haut niveau, comme la production de cartes ou de cubes de données, le format choisi pour le stockage de ces événements est le format FITS (Pence et al., 2010) qui est assez souple et un des plus utilisés en astronomie.

Pour chaque run, les métadonnées sont stockées dans un entête appelé HEADER (lisible au format *ascii*) de sorte que l'utilisateur puisse examiner rapidement le contenu du fichier. Les informations sont accessibles via un ensemble de mots clés/valeurs. Pour chaque run, certains mots clés sont obligatoires dans le HEADER du fichier d'évènement. Les principaux sont répertoriés dans l'annexe A.

Les caractéristiques des événements au niveau DL3 de chaque *run* sont stockées sous la forme d'une table où chaque ligne correspond à un événement et les différentes colonnes aux caractéristiques de l'évènement comme son énergie, sa position dans le champ de vue etc. Pour l'analyse de haut niveau, des colonnes spécifiques sont requises dans la table de données<sup>3</sup>. Elles sont répertoriées dans l'annexe A.

### 6.2.2 Le stockage des fonctions d'instrument

Actuellement, dans le cadre de la collaboration H.E.S.S., les fonctions d'instrument sont déterminées à l'aide de simulation Monte Carlo de photons  $\gamma$  pour différentes conditions d'observation (section 6.1) et sont stockées dans des tables. Au moment de l'analyse de haut niveau, ces fonctions d'instrument sont interpolées sur les conditions d'observation de la région analysée.

Afin de fournir la réponse la plus précise possible, il est nécessaire de déterminer des fonctions d'instrument pour chaque run. Dans le cadre des données publiques du futur observatoire CTA, à chaque fichier d'évènements seront également attachées les fonctions d'instrument du run : la surface efficace, la dispersion en énergie, la PSF et un modèle du fond résiduel de hadrons. Des simulations Monte Carlo de photons  $\gamma$  seront réalisées pour des conditions d'observation précises

3. <http://gamma-astro-data-formats.readthedocs.io/en/latest/events/events.html>

(angle zénithal, efficacité optique, angle azimutal, nombre de télescopes...), liées à chaque run. De plus, lors de la détermination de ces IRFs, la calibration pourra être prise en compte dans les simulations Monte Carlo (par exemple les pixels cassés) ainsi que le nombre de télescopes actifs au cours de l'observation. Ces IRFs par *run* contribueront à l'amélioration de la sensibilité de l'instrument et à la réduction des systématiques lors de l'analyse de haut niveau car elles permettront d'obtenir une réponse instrumentale la plus proche possible de la réalité. Elles permettront d'éviter de recourir à des interpolations sur l'angle zénithal et l'efficacité optique du run. Ces dernières peuvent parfois mener à des valeurs assez approximatives.

Les IRFs, que nous présentons dans cette partie, associées à chaque run, dépendent uniquement du décalage angulaire dans le champ de vue et de l'énergie vraie pour la surface efficace ainsi que la résolution en énergie et la PSF ou de l'énergie reconstruite pour le modèle de fond. Elles seront également stockées sous forme de table dans le format FITS, dont les colonnes requises sont décrites dans les sections suivantes<sup>4</sup>. Au regard du format très flexible choisi pour le stockage, des dépendances supplémentaires pourront facilement être ajoutées (e.g. une dépendance azimutale dans le champ de vue de chaque run) et exploitées dans les outils de haut niveau. Au moment de l'analyse d'une source, ces IRFs sont déterminées par des interpolations multilinéaires implémentées au sein des outils de haut niveau, sur le décalage angulaire ou sur l'énergie vraie par exemple.

**La surface efficace** La surface efficace (section 6.1.1) est une fonction de l'énergie vraie. Pour chaque *run* (caractérisé par un angle zénithal, un angle azimutal, une efficacité optique, un nombre de télescopes donné), la surface est donc stockée sous forme d'une matrice 2D pour chaque intervalle en décalage angulaire (*THETA*) et en énergie vraie (*ENERG*). Les colonnes correspondantes de la table, présentée dans l'annexe B, sont obligatoires<sup>5</sup>.

Certaines méthodes utilisent une surface en énergie reconstruite prenant déjà en compte la résolution en énergie. Le format de stockage est équivalent. Les colonnes d'énergie vraie deviennent alors des colonnes en énergie reconstruite.

**La résolution en énergie** La résolution en énergie (section 6.1.2) est stockée sous la forme d'une densité de probabilité d'obtenir une énergie reconstruite  $E_{reco}$  connaissant l'énergie vraie  $E_{vraie}$  pour chaque décalage angulaire dans le champ de vue. L'intervalle de migration,  $migra = E_{reco}/E_{vraie}$ , doit couvrir un intervalle assez large (il est suggéré :  $1/3 < migra < 3$ ). Étant une probabilité, elle doit être normalisée à l'unité. La résolution est donc stockée sous forme d'une matrice 3D correspondant à chaque intervalle en décalage angulaire (*THETA*), énergie vraie (*ENERG*) et migration (*MIGRA*). Les colonnes nécessaires pour la table contenue dans les fichiers FITS de résolution en énergie<sup>6</sup> sont détaillées dans l'annexe C.

**La PSF** La PSF (section 6.1.3) représente la probabilité associée à la distribution spatiale des événements reconstruits pour une source ponctuelle. Une symétrie radiale a toujours été considérée pour la PSF, même si nous savons que ce n'est pas vraiment le cas pour les grands décalages angulaires.

Différents formats peuvent être utilisés pour son stockage : soit nous utilisons directement les valeurs de la probabilité soit nous stockons les paramètres d'une fonction analytique préalablement ajustée sur la distribution<sup>7</sup>.

4. <http://gamma-astro-data-formats.readthedocs.io/en/latest/irfs/index.html>

5. [http://gamma-astro-data-formats.readthedocs.io/en/latest/irfs/effective\\_area/index.html](http://gamma-astro-data-formats.readthedocs.io/en/latest/irfs/effective_area/index.html)

6. [http://gamma-astro-data-formats.readthedocs.io/en/latest/irfs/energy\\_dispersion/index.html](http://gamma-astro-data-formats.readthedocs.io/en/latest/irfs/energy_dispersion/index.html)

7. [http://gamma-astro-data-formats.readthedocs.io/en/latest/irfs/psf/psf\\_table/index.html](http://gamma-astro-data-formats.readthedocs.io/en/latest/irfs/psf/psf_table/index.html)

Lors de l'utilisation de la table, les valeurs stockées correspondent à la probabilité  $dP/d\Omega$  où  $dP$  est la probabilité de reconstruire un évènement dans l'angle solide  $d\Omega$  à une distance angulaire  $rad$  de la source ponctuelle. Cette PSF est stockée sous la forme d'une table 3D pour les différents intervalles en énergie vraie, *ENERG*, décalage angulaire dans le champ de vue du run, *THETA*, et distance angulaire à la source ponctuelle, *RAD*. Les colonnes requises pour la table de PSF stockée dans un fichier FITS sont décrites dans l'annexe D.

Pour l'utilisation d'une fonction analytique, deux lois ont été utilisées : la somme d'une à trois gaussiennes (equation 6.1) ou bien le profil de King (equation 6.2). Les paramètres de ces lois sont stockés sous la forme de tableau 2D pour chaque intervalle en énergie vraie et en décalage angulaire dans le champ de vue.

$$\frac{dP}{d\Omega}(rad, S, \sigma_1, A_2, \sigma_2, A_3, \sigma_3) = \frac{S}{\pi} \left[ \exp\left(\frac{rad^2}{2\sigma_1^2}\right) + A_2 \exp\left(\frac{rad^2}{2\sigma_2^2}\right) + A_3 \exp\left(\frac{rad^2}{2\sigma_3^2}\right) \right] \quad (6.1)$$

$$\frac{dP}{d\Omega}(rad, \sigma, \gamma) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \left(1 + \frac{r^2}{2\gamma\sigma^2}\right)^{-\gamma} \quad (6.2)$$

**Le modèle de fond** Il est possible de construire un modèle du fond résiduel hadronique à partir de régions supposées sans émission  $\gamma$ . Ces modèles peuvent ensuite être utilisés dans l'analyse de haut niveau. Ils sont nécessaires en particulier pour le développement de l'analyse 3D (spectromorphologique), comme nous le verrons au chapitre 8.

La collaboration CTA fournira un modèle de fond pour chaque *run* mais ce modèle de fond pourra aussi être construit à posteriori par l'utilisateur à partir de régions sans source dans les observations. Une de ces méthodes que nous avons implémentées pour produire le modèle est détaillée dans la section 6.3.4 suivante.

Le modèle de fond est estimé en intervalle d'énergie reconstruite. La valeur stockée correspond au taux d'évènements de fond, donc au nombre de coups prédits par le modèle par unité de temps, d'angle solide et d'énergie ( $s^{-1} MeV^{-1} sr^{-1}$ ). Les formats définis actuellement sont soit 2D (énergie reconstruite et décalage angulaire dans le champ de vue) si une symétrie azimutale est supposée, soit 3D (énergie reconstruite, position (x,y) dans le champ de vue). Les colonnes requises pour ces modèles 2D et 3D sont décrites dans l'annexe E.

Il est à noter que pour toutes ces tables d'instrument, des tables spécifiques contiendront les erreurs statistiques et les erreurs systématiques.

### 6.3 Extraction et construction des IRFs de H.E.S.S. au format DL3

Nous avons testé les outils développés pour l'analyse de haut niveau sur les évènements et les IRFs de H.E.S.S. Il a donc fallu convertir ces données dans le format CTA, présenté à la section précédente. Nous avons effectué cette conversion pour l'analyse HAP-FR, développée à l'APC (section 5.4.4). Elle s'est déroulée en deux étapes : conversion des évènements au niveau DL3 dans le format décrit dans la section 6.2.1 pour chaque *run* puis conversion des IRFs associées dans le format décrit dans la section 6.2.2. Comme dit précédemment, les autres analyses de H.E.S.S. utilisant déjà le format CTA, nous pourrions donc lors de l'étude de haut niveau travailler de manière consistante avec des données de H.E.S.S. produites par des chaînes d'analyse différentes.



Actuellement dans H.E.S.S., des travaux sont en cours pour la création d'IRFs par *run* et des études sont menées pour évaluer l'amélioration de la précision qui en résulte. Cependant, ces IRFs ne sont pas encore disponibles ni suffisamment étudiées. Nous avons donc dû convertir les IRFs usuelles de H.E.S.S., à paramètres fixés (section 6.1), en ces IRFs par *run*. Cette conversion a été effectuée pour un lot de coupures optimisées pour l'analyse du GC (configuration *CSG*, section 5.4.4).

Lors de l'analyse de haut niveau, des interpolations sont effectuées entre ces tables pour reproduire les conditions de la prise de données d'une observation. Cependant, la surface dépend aussi de la taille de région utilisée autour de la source pour extraire le spectre par exemple. Il existe deux types de tables dans la collaboration H.E.S.S. : celles pour les analyses de sources ponctuelles et celles pour les analyses dites de contenance totale pour les sources étendues. Dans l'analyse de source ponctuelle, la taille angulaire de la région utilisée pour extraire le spectre est autour de  $0.1^\circ$ . Elle permet d'augmenter le rapport signal/bruit. Les simulations MC permettant d'obtenir les tables d'instrument dans cette configuration tiennent compte de cette coupure angulaire puisque la source n'est pas entièrement contenue dans la région d'intégration. Pour l'hypothèse de contenance totale où la région d'intégration est suffisamment large pour supposer que toute la source est contenue à l'intérieur, il n'y a pas de correction à appliquer.

Lors de l'analyse spectrale d'une source ponctuelle, il est possible de prendre en compte la coupure angulaire en appliquant à posteriori des corrections sur les surfaces efficaces déterminées en contenance totale. En effet ce facteur correspond à la fraction de la PSF contenue dans la région d'intégration. Nous avons vérifié que la surface estimée en contenance totale, en appliquant ce facteur de correction pour chaque énergie vraie, était égale à la surface estimée en configuration source ponctuelle. Pour la résolution en énergie, les queues non gaussiennes sont de plus en plus prononcées dans le cas de la configuration de contenance totale. En effet, puisque dans ce cas aucune coupure angulaire n'est appliquée, les événements dont la direction est mal caractérisée contribuent alors à dégrader la résolution en énergie. Cette résolution en énergie et la résolution angulaire n'étant pas totalement décorréelées, il est très difficile d'appliquer à posteriori un facteur de correction sur la résolution en énergie.

Pour la chaîne d'analyse HAP-FR, nous avons converti les deux types de configurations pour la surface efficace et la résolution en énergie dans le format CTA. En effet, pour la validation de l'analyse 3D, nous aurons besoin de ces IRFs dans la configuration source ponctuelle pour pouvoir comparer systématiquement avec l'analyse spectrale 1D qui est bien connue et validée dans cette configuration. Dans les sections suivantes, nous détaillons la conversion de chaque IRF de H.E.S.S. dans le format décrit dans la section 6.1.

### 6.3.1 Les tables de surface efficace

Les valeurs de la surface efficace (section 6.1.1) estimées pour les conditions d'observation MC fixées sont stockées dans un tableau à 4 dimensions correspondant aux différentes conditions d'observation des MC générées : énergie vraie (20 valeurs), décalage angulaire (6 valeurs), efficacité (6 valeurs), angle zénithal (14 valeurs). Deux tableaux sont créés en fonction de l'angle azimutal des MC : nord ou sud. Pour chaque *run*, nous interpolons donc à deux dimensions sur les valeurs de l'angle zénithal et de l'efficacité optique correspondant aux conditions de l'observation, en prenant en compte l'angle azimutal de l'observation. Après cette interpolation, les surfaces efficaces sont délivrées aux énergies vraies et aux décalages angulaires des simulations MC : 6 bandes en décalage angulaire entre  $0^\circ$  et  $3^\circ$  et 20 bandes en énergie entre 20 GeV et 125 TeV.

Comme décrit dans la section 6.2.2, la colonne de la table contenant la surface finale est un tableau 2D (énergie vraie, décalage angulaire) de dimension (20, 6) pour HAP-FR. La figure 6.4

représente l'évolution de la surface efficace en fonction de l'énergie vraie contenue dans la table associée à un *run* type pour les différents décalages angulaires pour lesquels la surface est stockée.

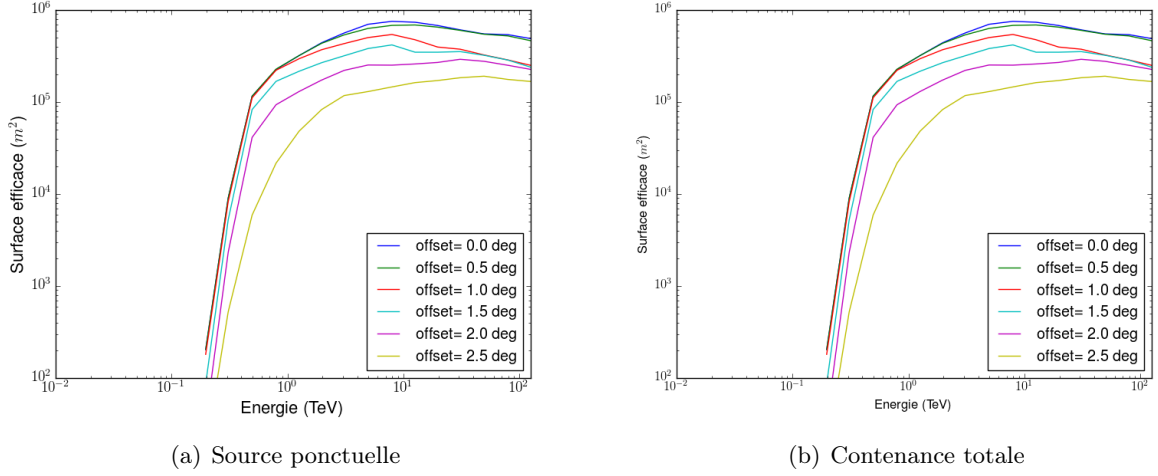


FIGURE 6.4 – Surface efficace en fonction de l'énergie vraie pour les 6 décalages angulaires dans le champ de vue (a) en configuration source ponctuelle et (b) en configuration de contenance totale pour un *run* type avec un angle zénithal de  $48^\circ$  et une efficacité optique de 73%.

### 6.3.2 Les tables de résolution en énergie

Pour la résolution en énergie (section 6.1.2), de la même manière que pour la valeur de la surface efficace précédente, le biais et la dispersion de la loi log-normale ajustée sur les distributions des simulations MC sont stockés dans des tableaux à 4 dimensions (énergie vraie, décalage angulaire, efficacité, angle zénithal). Deux tableaux sont créés en fonction de l'angle azimutal des MC. Pour chaque *run*, les valeurs du biais et de la dispersion sont interpolées pour l'efficacité optique et l'angle zénithal de l'observation. Pour chaque décalage angulaire et chaque énergie vraie MC, nous générons une loi log-normale normalisée à 1 à partir de la valeur du biais et de la dispersion interpolées sur 100 intervalles en migration allant de 0.01 à 100. Le tableau final est donc une matrice 3D (énergie vraie, décalage angulaire, migration) de dimension (20, 6, 100) qui est stockée pour chaque *run* dans le format décrit dans la section 6.2.2.

Nous avons vu que les distributions présentaient des queues non gaussiennes, en particulier dans le cas de l'hypothèse de contenance totale. L'ajustement d'une loi log-normale sur ces distributions introduit une incertitude. Plutôt que d'interpoler les paramètres de la loi log-normale ajustée sur ces distributions MC en énergie, il faudrait interpoler directement ces histogrammes MC sur le zénith et l'efficacité de l'observation et les stocker ensuite au format FITS. Ceci n'est pas encore implémenté mais il sera important de l'envisager pour le futur.

Sur la figure 6.5 est illustrée la résolution en énergie en fonction de la migration choisie pour générer la loi log normale, associée à un *run* type pour les différents décalages angulaires pour lesquels la résolution est stockée et pour une énergie vraie de 1 TeV.

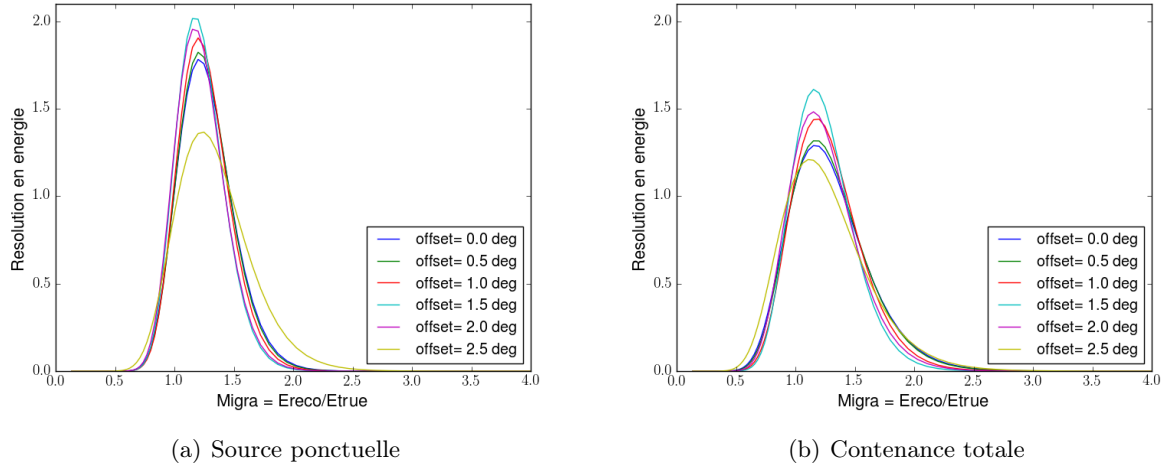


FIGURE 6.5 – Résolution en énergie en fonction de la migration ( $E_{reco}/E_{vraie}$ ) pour les 6 décalages angulaires dans le champ de vue et une énergie vraie de 1 TeV (a) en configuration source ponctuelle et (b) en configuration de contenance totale pour un *run* type avec un angle zénithal de  $48^\circ$  et une efficacité optique de 73%.

### 6.3.3 Les tables de PSF

Pour déterminer la PSF pour chaque run, nous avons utilisé directement les fichiers d'évènements MC des simulations de H.E.S.S. à énergie fixe passant les coupures de la configuration *CSG* (section 5.4.4), convertis au format FITS. Pour chacune des conditions d'observation des MC en énergie vraie (20 valeurs), en décalage angulaire (6 valeurs), en efficacité (6 valeurs), en angle zénithal (14 valeurs) et pour une observation nord ou sud, nous avons ajusté une somme de trois gaussiennes de l'équation suivante sur l'histogramme d'évènements reconstruits pour déterminer la forme de la PSF :

$$\frac{dP}{d\Omega}(\theta, S, \sigma_1, A_2, \sigma_2, A_3, \sigma_3) = \frac{S}{\pi} \left[ \exp\left(\frac{\theta^2}{2\sigma_1^2}\right) + A_2 \exp\left(\frac{\theta^2}{2\sigma_2^2}\right) + A_3 \exp\left(\frac{\theta^2}{2\sigma_3^2}\right) \right] \quad (6.3)$$

où  $d\Omega = 2\pi d\theta$  représente l'unité d'angle solide.

L'ajustement des paramètres obtenus avec une minimisation de la fonction de vraisemblance non binnée est représentée sur la figure 6.6 pour une condition d'observation spécifique des Monte Carlo. L'ajustement sur les simulations MC de cette fonction analytique est pour la plupart des conditions d'observation très satisfaisant.

Pour chaque condition d'observation considérée, nous créons, à partir des paramètres ajustés de cette fonction analytique, une table 1D en fonction de la distance à la source sur 300 intervalles entre 0 et 1.5 degrés.

Pour chaque run, nous interpolons directement ces tables. La PSF est donc délivrée pour chaque *run* sous la forme d'une table 3D (énergie vraie, décalage angulaire dans le champ de vue, distance depuis la position de la source) dans le format décrit dans la section 6.2.2. Sur la figure 6.7, nous pouvons voir la PSF associée à un *run* type pour les différents décalages angulaires pour lesquels la PSF est stockée et pour deux énergies vraies de 1 TeV et 20 TeV.

Dans le futur, nous utiliserons directement ces fichiers MC pour déterminer également la surface efficace et la résolution en énergie pour chacune des conditions MC afin de s'affranchir des ajustements réalisés au sein des logiciels de la collaboration H.E.S.S. Cette étape sera nécessaire pour améliorer la précision des tables construites pour l'analyse HAP-FR au format CTA.

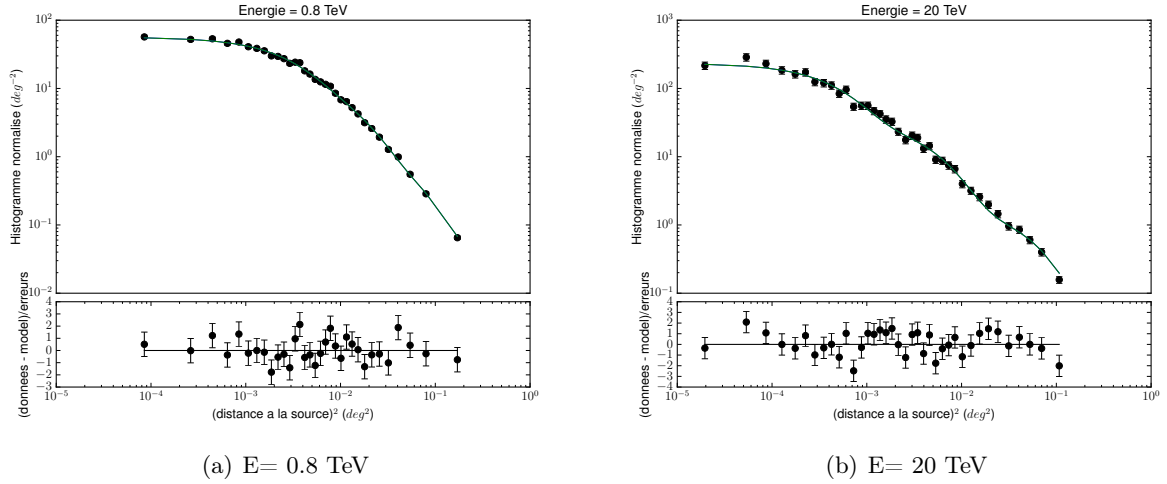


FIGURE 6.6 – PSF représentée sous la forme d’un histogramme normalisé des évènements par intervalle de distance à la source pour une simulation Monte Carlo correspondant à un angle zénithal de  $37^\circ$ , une efficacité optique de 80%, un décalage angulaire dans le champ de vue de  $0.5^\circ$ , pointant vers le sud et pour une énergie de (a) 0.8 TeV et (b) 20 TeV. La courbe continue correspond au nombre d’évènements prédits par la somme des trois gaussiennes, ajustée par un maximum de la fonction de vraisemblance non binnée sur ces évènements.

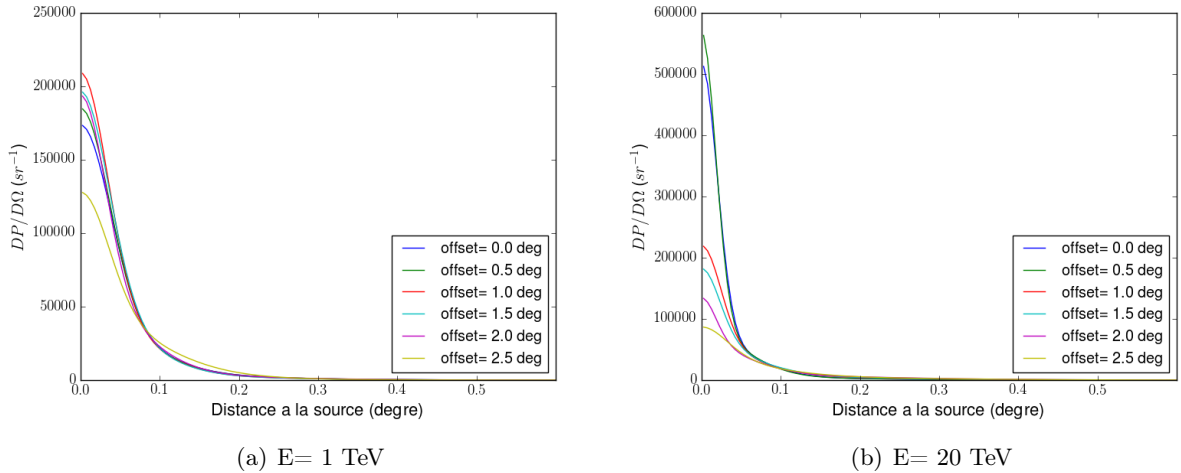


FIGURE 6.7 – PSF : densité de probabilité des évènements reconstruits en fonction de la distance à la source pour les six décalages angulaires dans le champ de vue et une énergie vraie (a) de 1 TeV (b) de 20 TeV, pour un *run* type avec un angle zénithal de  $48^\circ$  et une efficacité optique de 73%.

### 6.3.4 Des courbes d’acceptance par bande en énergie pour le modèle de fond

Une des difficultés majeures dans le développement d’une analyse 3D est la construction d’un modèle de fond cohérent pour chaque run. Dans le domaine de l’astronomie  $\gamma$  des hautes énergies utilisant des techniques d’imagerie Tcherenkov, la très forte dépendance du fond hadronique résiduel aux conditions d’observation rend très difficile la construction de ce modèle, quelle que soit la bande en énergie.

Pour les trois types d’IRFs précédentes, nous utilisons des simulations Monte Carlo de gerbes

initiées par des photons  $\gamma$ . L'acceptance aux hadrons représente la réponse de l'instrument au bruit de fond résiduel. Pour des raisons liées essentiellement au temps de calcul et à la capacité de stockage, nous ne pouvons pas utiliser des simulations Monte Carlo de hadrons. En effet les gerbes initiées par les hadrons sont moins régulières en terme de forme (sous-gerbe, impulsions transverses) et nécessitent donc de simuler les gerbes sur une surface supérieure au kilomètre carré. De plus, les protons et noyaux lourds des CRs peuvent créer une variété de particules plus importante conduisant à des distributions de photons Tcherenkov au sol très variées. Une connaissance très fine de la composition des CRs ainsi que de la section efficace d'interaction est donc nécessaire alors que ce sont des énergies qui ont seulement pu commencer à être atteinte avec le LHC (Large Hadronic Collider). Afin de reproduire le taux de déclenchement des télescopes de H.E.S.S. avec ces simulations, une description très précise et en temps réel de l'électronique est nécessaire. Les corrections d'atmosphère et de transmission optiques des télescopes est ainsi compliquées à prendre en compte. De plus, même avec une très bonne connaissance de la physique des gerbes, très peu d'évènements vont passer les coupures de discrimination  $\gamma$ /fond ( $\sim 1\%$ ). Afin de disposer d'un nombre d'évènements après coupures suffisant, le nombre d'évènements simulés doit être très élevé. Actuellement, il est donc impossible de produire des simulations pour chaque condition d'observation afin de fournir un modèle de fond par run.

Pour l'observatoire CTA, les données délivrées au niveau DL3 (section 6.2) auront un modèle de fond associé. Il est donc nécessaire de développer des méthodes permettant de le créer et de pouvoir déterminer les erreurs systématiques associées à ce modèle sur de vraies données. Dans cette partie, nous détaillons la méthode que nous avons développée au sein du logiciel *Gammapy* (section 6.4), afin de construire un modèle de fond pour chaque *run* de H.E.S.S. avec la chaîne d'analyse HAP-FR.

#### 6.3.4.1 Méthode du "Pacman" : un modèle radial dépendant de l'énergie à partir des runs extragalactiques

L'acceptance radiale donne la dépendance radiale des évènements  $\gamma$ -like qui sont les rayons cosmiques qui survivent aux coupures de forme lors de la discrimination  $\gamma$ /fond (section 6.1.4). Elle est très dépendante de l'angle zénithal du run, de la position dans le champ de vue ainsi que de l'énergie mesurée. En supposant que la réponse est symétrique par rapport au centre de la caméra, les courbes d'acceptance sont estimées pour différentes bandes en angle zénithal et différentes distances au centre du champ de vue ainsi que différentes bandes en énergie mesurée. Elles sont déterminées dans des régions du champ de vue dépourvues de source puisque dans ces régions, tous les évènements sont à priori des hadrons qui ont réussi à passer les coupures des discrimination  $\gamma$ /fond.

Pour ce faire nous allons utiliser près de 7000 observations extragalactiques d'AGN correspondant à des observations à 4 télescopes. La résolution de H.E.S.S. n'étant pas assez bonne pour résoudre les AGNs, leurs taille angulaire typique sur le champ de vue d'un *run* de  $5^\circ \times 5^\circ$  dépend uniquement de la PSF et se situe autour de  $0.1^\circ$ . Pour chaque observation d'AGN, la majeure partie du champ de vue peut donc être utilisée pour déterminer les tables d'acceptance, en enlevant les évènements  $\gamma$  liés à la source en utilisant la méthode du "Pacman" (Marandon, 2010), illustrée sur la figure 6.8.

Nous voulons déterminer un taux de fond par unité d'énergie, d'angle solide et de temps. Avec cette méthode du PacMan, il nous suffit seulement d'appliquer un facteur de correction sur le temps total de chaque *run* lors du calcul de ce taux de fond. En effet, puisque nous sélectionnons uniquement les évènements dans la région verte de la figure 6.8 et que nous supprimons tous ceux dans la portion du disque dans laquelle se trouve l'AGN, le facteur de correction  $f$  à appliquer sur le temps d'observation est la fraction de surface restante du champ de vue.

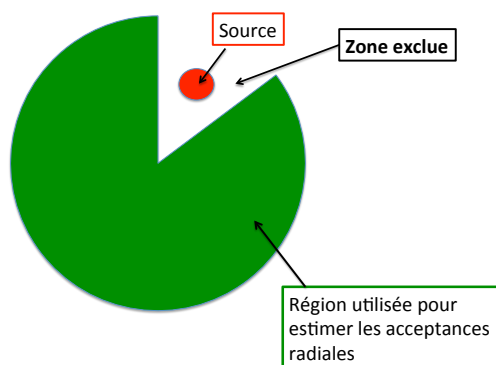


FIGURE 6.8 – Schématisation de la technique du "Pacman" ou de la "part de tarte" consistant à définir des zones sans signal (en vert) autour des sources extragalactiques observées par H.E.S.S. et qui seront utilisées pour compter le nombre de hadrons et électrons détectés. Le quartier défini autour de la source  $\gamma$  est exclu du comptage des événements  $\gamma$ -like.

### 6.3.4.2 Résultats

Ces tables d'acceptance sont créées en cumulant les runs aux conditions d'observation similaires. Pour des raisons de statistique discutées ci-après, nous utilisons quatre groupes en angle zénithal :  $0 - 34^\circ$ ,  $34 - 49^\circ$ ,  $49 - 61^\circ$  et  $61 - 72^\circ$ . Pour chacun de ces groupes, les événements sont répartis dans 25 intervalles en énergie espacés de manière logarithmique entre 0.1 et 100 TeV. En effet un échantillonnage en énergie est imposé pour créer le modèle de fond puisque le temps de calcul pour produire les tables d'acceptance à partir des 7000 runs est trop long pour pouvoir créer une table pour chaque intervalle en énergie requis par l'utilisateur au moment de l'analyse d'une source, en particulier avec l'analyse 3D. Lors de la production d'images dans une bande en énergie donnée, les courbes seront interpolées et intégrées sur la bande en question. Pour chaque groupe en zénith et énergie, les événements sont échantillonnés dans 100 intervalles en fonction de leur distance au centre du champ de vue, entre 0 et  $2.5^\circ$ . Pour le décalage angulaire  $\theta$  au centre du champ de vue, nous choisissons une échelle qui permet, pour chaque intervalle, d'avoir un angle solide similaire ce qui signifie qu'au centre du champ de vue, où la statistique est plus grande, les intervalles en  $\theta$  sont plus petits.

Nous obtenons donc un taux de fond en fonction du décalage angulaire  $\theta$  par unité de temps, d'angle solide et d'énergie, comme requis par le format de stockage décrit dans la section 6.2.2. En raison de la faible statistique mise en jeu à haute énergie ou pour les hauts angles zénithaux, les tables créées peuvent présenter de très grandes variations de statistique. J'ai donc également développé un algorithme dans le logiciel *Gammapy* (section 6.4) pour lisser ces tables. Ce lissage est fondé sur la convolution des courbes d'acceptance avec un noyau gaussien. La taille du noyau gaussien est variable et déterminée en fonction de la statistique par *bin* disponible pour déterminer le taux de fond. Ce sont ces courbes lissées qui sont stockées et utilisées par la suite.

Sur la figure 6.9 sont représentées ces acceptances intégrées sur différentes bandes en énergie. Les points représentent les profils obtenus quand nous cumulons directement les événements dans les bandes en énergie considérées. Les lignes représentent le modèle obtenu à partir des courbes lissées produites dans les 25 intervalles en énergie précédents, interpolées et intégrées sur la bande en énergie de l'image en question. Pour les bandes de basse énergie, l'adéquation entre les courbes

intégrées et le modèle directement produit dans la bande est très satisfaisante. Sur la figure 6.9.c, entre 12 et 35 TeV, les fluctuations commencent à être assez élevées. Il est clairement visible que l'algorithme de lissage permet de reconstituer la forme de l'acceptance sur cette bande en énergie quelque que soit le groupe en angle zénithal. Pour des bandes en énergie plus élevée (figure 6.9.d) la statistique est si faible et les fluctuations si grandes que le lissage permet de déterminer une forme approximative, même à ces hautes énergies.

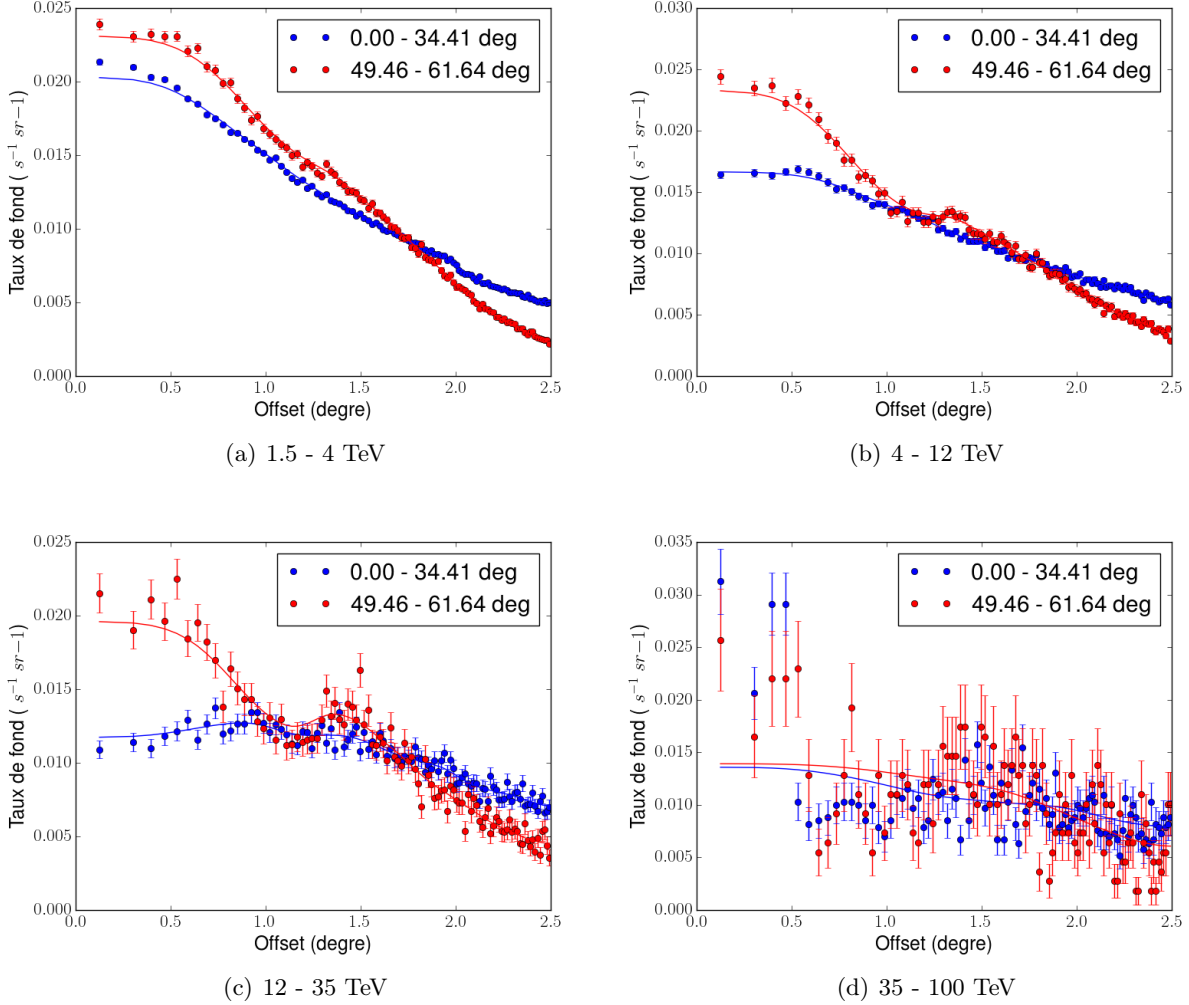


FIGURE 6.9 – Les points représentent le taux de fond normalisé directement mesuré pour 4 bandes en énergie (a) 1.5-4 TeV, (b) 4-12 TeV, (c) 12-35 TeV et (d) 35-100 TeV et deux groupes en angle zénithal 0-34 degrés (bleu) et 49-61 degrés (rouge). Les lignes représentent le taux de fond normalisé prédit par interpolation et intégration sur les 4 bandes en énergie considérée des tables d'acceptance radiale dépendant de l'énergie en fonction du décalage angulaire au centre du champ de vue.

Les groupes en angle zénithal et en énergie ont été choisis pour pouvoir construire un modèle de fond réaliste en fonction des conditions d'observation de chaque *run* à analyser. Il n'est pas possible de prendre des intervalles trop fins car dans ce cas, même avec l'algorithme de lissage, la statistique est trop faible pour reproduire une forme correcte de l'acceptance. Nous avons testé un échantillonnage en angle zénithal un peu plus fin mais la précision apportée ne compensait pas la perte de statistique, notamment à haute énergie. Nous avons également varié le nombre d'intervalles en énergie sur lesquels étaient produits les acceptances. En dessous de 25 bandes en énergie, pour

un intervalle donné  $[E_1, E_2]$ , la différence entre le modèle de fond directement produit dans cette bande et les courbes lissées, interpolées et intégrées devenait plus importante. Un échantillonnage en énergie supérieur à 25 bandes n'apportait aucune précision supplémentaire.

Il est à noter que des différences notables sont aussi attendues en fonction de l'efficacité optique de chaque *run* et de leur angle azimutal. Nous avons remarqué que la forme des acceptances changeait pour différentes bandes en efficacité optique. Cependant ce travail étant une première approche pour la construction d'un modèle de fond réaliste et par soucis de statistique, nous utiliserons uniquement des modèles d'acceptances construits sur les quatre groupes en angles zénithal et les 25 intervalles en énergie.

Pour chaque *run* à un angle zénithal donné, un modèle de fond est construit qui correspond à l'acceptance pour le groupe correspondant à l'angle zénithal. La matrice finale est un tableau 2D de dimensions (25, 100) correspondant aux intervalles en énergie reconstruite et en distance au centre du champ de vue. Le modèle est stocké dans le format décrit dans la section 6.2.2 pour un modèle 2D qui suppose une symétrie radiale. Dans la partie suivante, nous expliquons la méthode utilisée pour construire une carte ou un cube de données de fond à partir de ces acceptances.

## 6.4 *Gammapy* : Un outil pour l'analyse de haut niveau

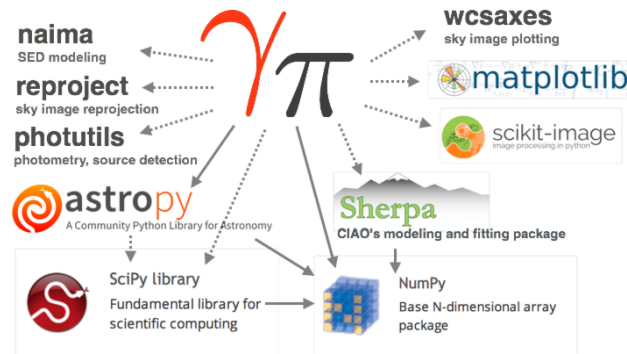
L'analyse de haut niveau qui correspond au passage du niveau DL3 au niveau DL4 (figure 5.9) a pour but la détection de sources par la création de carte spatiale 2D de régions du ciel en excès et en significativité, pour mener une étude morphologique détaillée ainsi que la reconstruction du spectre des sources étudiées, la détermination de courbe de lumière et de phasogrammes. Afin de réaliser ces analyses, nous avons besoin :

- d'une liste d'événements reconstruits ayant passé les coupures de discrimination dont la production a été détaillée dans le chapitre 5 précédent,
- des fonctions de réponse de l'instrument présentées dans les sections précédentes.

*Gammapy* est une librairie python "open source" dont l'objectif est de fournir tous les outils nécessaire à l'analyse de haut niveau en astronomie  $\gamma$  Tcherenkov (Donath et al., 2015). Il permet à la fois d'utiliser des outils d'analyses similaires à ceux existants au sein des outils standards de H.E.S.S., comme l'ajustement spectral, les méthodes d'extraction du fond, la construction de courbes de lumières, de cartes 2D du ciel quelle que soit la bande en énergie, mais aussi de permettre l'implémentation de nouvelles méthodes d'analyse. Sa structure et ses méthodes ont été développées pour analyser les données dans le format CTA au niveau DL3 présenté précédemment. *Gammapy* repose sur des librairies Python déjà existantes (figure 6.10), puissantes et testées par la communauté astrophysique, comme *astropy*.

Afin de développer l'analyse 3D permettant d'ajuster une forme spectrale et morphologique simultanément et qui sera nécessaire pour l'analyse des données CTA, je me suis impliquée dans le développement de *Gammapy*. Le projet réunissait quelques personnes à son commencement il y a quelques années. Il en réunit plus de 40 aujourd'hui. Mon investissement dans le développement de ce logiciel s'est porté sur différents concepts de l'analyse de haut niveau décrits en autre dans les sections suivantes.



FIGURE 6.10 – Schéma des différents paquets Python auxquels est affilié *Gammapy*

### 6.4.1 Estimation du fond

**Régions d'exclusion** Pour déterminer le bruit de fond résiduel dans les observations, il est nécessaire de définir des régions sans sources nommées régions OFF. Nous définissons des régions d'exclusion comme contenant des sources  $\gamma$  et interdisant la création de régions OFF dans le cas où l'une d'elle aurait une intersection non nulle avec des régions d'exclusion. C'est un processus itératif présumant la connaissance des sources. Pour chaque observation, nous cherchons à déterminer un grand nombre de régions OFF, les plus grandes possibles afin d'être moins tributaire des fluctuations locales du fond.

En raison de la forte variation du fond résiduel aux conditions d'observation, il est difficile d'estimer si les acceptances radiales dans les outils standards de H.E.S.S. (section 6.1.4) sont vraiment représentatives du fond dans chaque observation. Les sources auxquelles nous avons accès jusqu'à présent étaient moins diffuses et étendues. La construction d'un modèle de fond n'était pas nécessaire. Il était possible de trouver des régions sans émission  $\gamma$  dans les observations. Les méthodes actuelles estiment donc le bruit de fond résiduel directement dans les données. Pour minimiser les effets systématiques dû à la variation des conditions de prise de données, il est évalué pour chaque observation dans des régions OFF dans le même champ de vue que la région ON. Dans le cas d'émissions diffuses pour lesquelles la taille angulaire de la région ON très étendue ne permet pas de trouver de régions OFF dans le même champ de vue, le fond est estimé à partir d'autres observations obtenues dans des conditions d'observation similaires. C'est pourquoi, pour l'étude de source précise, les observations sont prises en mode décalé (section 5.3.6).

Les deux techniques principales d'extraction du fond implémentées dans les outils standards et également dans *Gammapy* sont présentées ci-après (pour une discussion générale voir Berge et al. (2007)) :

- la méthode en anneau, utilisée pour produire les cartes du ciel,
- la méthode des fonds réfléchis ou fonds multiples, utilisée pour extraire les spectres en énergie.

La nouvelle méthode d'analyse de haut niveau que nous avons développée permettant de réaliser une étude spectrale et morphologique simultanément (chapitre 8) requiert la connaissance d'un modèle de fond. De plus, les émissions de plus en plus étendues que nous détectons, comme l'émission diffuse au GC, rendent de plus en plus compliquée la détermination de régions OFF. Nous utilisons la méthode du "Field of View Background" (Berge et al., 2007), que nous avons implémenté dans *Gammapy*, pour construire ce modèle. Elle nécessite également la connaissance des régions d'exclusion afin de normaliser correctement le modèle.

**Méthode en anneaux** Cette méthode, illustrée sur la figure 6.11.a, permet d'évaluer le fond dans un anneau centré sur la région ON lors de la production de carte du ciel. Le fond dans chacun des pixels de la carte est estimé dans un anneau centré sur celui-ci. Il est donc nécessaire de prendre en compte la différence d'acceptance radiale entre la région centrale et l'anneau. Le facteur de normalisation entre les régions ON et OFF est donc :

$$\alpha = \frac{S_{ON}}{S_{OFF}} = \frac{\int_{ON} A(\psi) dS}{\int_{OFF} A(\psi) dS} \quad (6.4)$$

où  $A(\psi)$  est la valeur de l'acceptance radiale de la caméra à une distance angulaire  $\psi$  du centre du champ de vue,  $S_{ON}$  et  $S_{OFF}$  les surfaces angulaires des régions ON et OFF corrigées de l'acceptance.

Si une région d'exclusion se superpose à une partie de l'anneau alors cette partie n'est pas prise en compte dans l'estimation du niveau de fond et le facteur de normalisation précédent en est corrigé en conséquence. En fonction de la taille des sources étudiées, le rayon de l'anneau varie. Il peut aller de  $0.7^\circ$  pour les sources ponctuelles à  $1.2^\circ$  pour les sources étendues.

Cette méthode est uniquement utilisée lors de la production de cartes du ciel car la variation de l'acceptance radiale en fonction du décalage angulaire de la région ON par rapport au centre de la caméra possède une dépendance en énergie qui n'est pas suffisamment maîtrisée. Elle n'est donc pas adaptée pour l'extraction spectrale. Il faut avoir recours à une autre technique : la méthode des fonds multiples.

**Méthode des fonds multiples** Cette méthode, illustrée sur le figure 6.11.b, consiste à définir de multiples régions ayant chacune une taille angulaire équivalente à la région d'intégration et ayant le même décalage angulaire à la caméra. En effet, la variation de l'acceptance radiale avec le décalage angulaire au centre de la caméra pour un échantillonnage fin en énergie est mal connue. L'acceptance radiale est par définition à symétrie cylindrique. Cette technique pour laquelle les régions OFF et ON sont situées à un même décalage angulaire permet de s'affranchir des corrections des effets d'acceptances radiales entre les régions.

Le facteur de normalisation  $\alpha$  (equation 6.4) entre les régions ON et OFF est donné simplement par le rapport du nombre de région OFF puisque  $A(\psi)$ ,  $S_{ON}$  et  $S_{OFF}$  sont identiques pour toutes les régions ON et OFF.

$$\alpha = \frac{1}{N_{\text{Region OFF}}}$$

**"Field of View Background"** Les régions auxquelles nous avons accès sont de plus en plus complexes et diffuses. La détermination de régions OFF où est extrait le fond dans le champ de vue de chaque observation avec les méthodes précédentes est donc de plus en plus difficile, voir impossible, pour certaines observations. Ce problème sera encore plus accentué pour les émissions auxquelles nous aurons accès avec l'observatoire CTA.

Lors de la création de carte du ciel sur une certaine bande en énergie avec *Gammapy*, nous déterminons le fond associé à chaque observation pour un certain lot de données. Pour chaque run, nous utilisons une méthode fondée sur la connaissance des courbes d'acceptance radiales permettant de modéliser le fond dans le champ de vue de l'observation. Comme présenté précédemment, ces tables d'acceptance sont construites à partir d'observations extragalactiques d'AGN pour différentes conditions d'observation. Ce modèle de fond est donc également rendu possible par le nombre d'observations extragalactiques dont nous disposons actuellement avec les observations de H.E.S.S. permettant d'avoir assez de statistique pour construire précisément ces courbes.

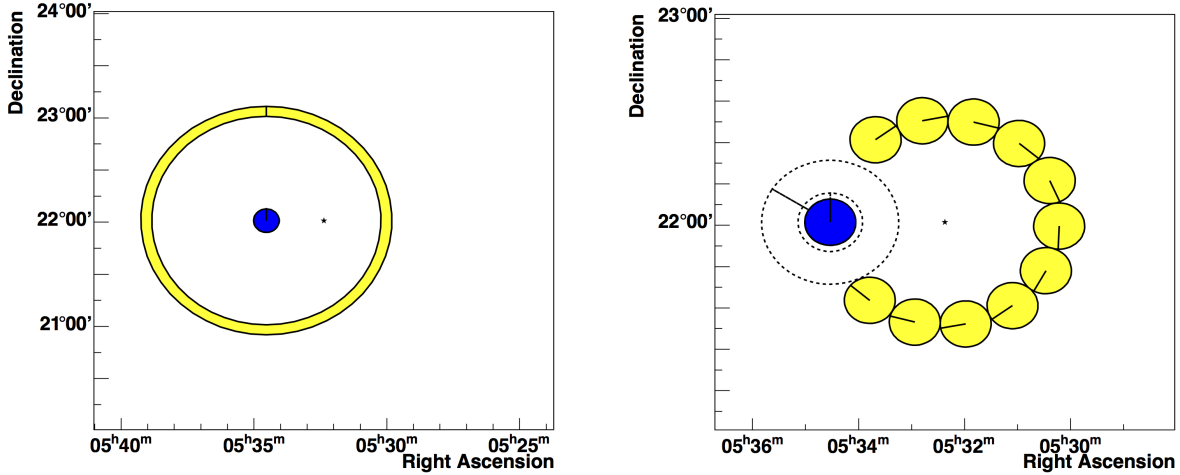


FIGURE 6.11 – (a) Graphique illustrant l'évaluation du fond par la méthode de l'anneau pour un rayon de  $1.0^\circ$  : la zone bleue représente la région d'intégration et la régions utile pour l'évaluation du fond est montrée en jaune. L'étoile représente le centre du champs de vue. (b) Graphique illustrant l'évaluation du fond par la méthode des fonds réfléchis pour un décalage angulaire de  $0.5^\circ$ . La zone bleue est la région d'intégration, tandis que les régions en jaune sont les régions utiles pour calculer le fond. L'étoile représente le centre du champ de vue. Les cercles noirs pointillés représentent les régions d'exclusion, qui servent à empêcher une éventuelle contamination de la région d'intérêt dans les régions du fond. Crédits : Marandon (2010).

En suivant l'approche du "Field of View Background" (Berge et al., 2007) pour obtenir le nombre de coups prédit par les tables d'acceptance dans tout le champ de vue d'une observation, nous supposons une symétrie cylindrique par rapport au centre du champ de vue de chaque run. Une carte 2D du fond est obtenue par une rotation de la courbe d'acceptance associée à l'observation par rapport à la direction de pointé du run. La normalisation de ce modèle de fond n'est pas indépendante des observations. Au regard des fluctuations qui lui sont associées, nous ne pouvons pas remonter au nombre de coups prédit par ce modèle en multipliant uniquement par le temps d'observation de chaque run. Pour un lot de données, la normalisation du modèle s'effectue en imposant que la somme des coups dans les données en dehors des régions d'exclusion soit égale au nombre d'évènements prédit par la carte de fond en dehors de ces régions d'exclusion. Pour un nombre  $N$  de runs regroupés ensemble pour former l'image des données ON, les  $N$  cartes de modèle de fond individuelles sont sommées.

Sur la figure 6.12, est représentée, pour une bande en énergie entre 1 et 10 TeV, les cartes en coups et le modèle de fond pour quatre runs de la Nébuleuse du Crabe. Le centre de la carte étant généralement différent du centre de pointé de chaque run, le modèle de fond final n'est pas centré sur le centre de la carte.

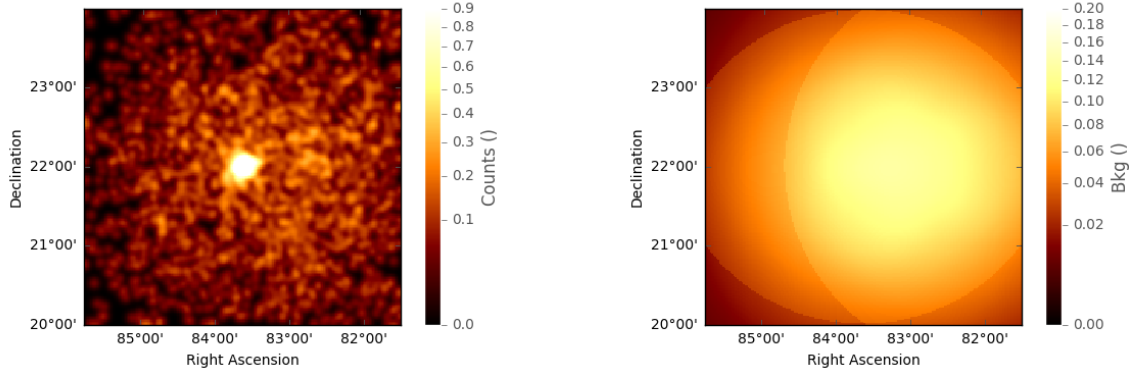


FIGURE 6.12 – Carte en coups observés (a) et modèle de fond associé (b), centrée sur la position de la Nébuleuse du Crabe, entre 1 et 10 TeV pour quatre runs de la Nébuleuse du Crabe. Leur décalage angulaire par rapport aux directions de pointés varie de  $0.5^\circ$  à  $1.5^\circ$ .

### 6.4.2 Estimation de l'excès et de sa significativité

Lors de l'étude d'une région où se situe la source qui nous intéresse, nous voulons estimer si la région présente un excès de photons  $\gamma$  par rapport au fond résiduel. Après avoir estimé le fond dans la région ON, nous pouvons évaluer le signal sous forme d'un excès et de sa significativité. En l'absence de modèle de fond, le nombre d'excès pour une observation donnée se définit comme :

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

où  $N_{ON}$  et  $N_{OFF}$  représentent le nombre d'évènements dans les régions ON et OFF respectivement et  $\alpha$  est le coefficient de normalisation entre les régions ON et OFF (section 6.4.1).

Avec un modèle de fond, l'excès se définit par :

$$N_s = N_{ON} - N_{fond}$$

avec  $N_{fond}$  le nombre d'évènements de fond prédit dans la région ON par notre modèle de fond décrit dans la section précédente.

La significativité de l'excès est la probabilité que ce dernier soit lié à une fluctuation du fond et fournit un critère de décision sur sa nature. Elle est déterminée par l'utilisation d'un estimateur  $\lambda$  comparant deux hypothèses : le signal est une fluctuation du fond ou la région ON contient un signal (Li & Ma, 1983). Dans le cas où le nombre d'évènements  $N_{OFF}$  et  $N_{ON}$  est suffisamment grand,  $-2 \ln(\lambda)$  se comporte asymptotiquement comme un  $\chi^2$  à un degré de liberté. Exprimée en "nombre de sigma", elle est d'autant plus élevée que la probabilité est faible :

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

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

### 6.4.3 Extraction spectrale 1D

En astronomie Tcherenkov, l'extraction spectrale est fondée sur la méthode dite du "forward folding" décrite dans la thèse de Piron (2000). Elle consiste à supposer a priori une certaine forme spectrale pour la source. Les paramètres spectraux sont déterminés en comparant le nombre d'évènements prédit par cette loi, qui est convoluée avec les fonctions de réponse de l'instrument, avec

les observations dans chaque *bin* en énergie. Le nombre d'évènements associés au signal et au fond dans les régions ON et OFF suivent des lois de Poisson. Nous avons recours à une méthode de maximisation de la fonction de vraisemblance établie pour chaque observation afin d'effectuer cette comparaison. Lors de l'analyse spectrale, aucun modèle de fond n'est utilisé à l'heure actuelle et nous avons recours à la méthode des fonds réfléchis pour estimer le taux de fond résiduel qui sera donc considéré comme un paramètre de nuisance. Afin de s'affranchir de ce paramètre nous avons recouru à une méthode de maximum de vraisemblance un peu modifiée appelée vraisemblance profilée (Neyman & Scott, 1948). Le chapitre suivant est consacré aux détails du principe de cette extraction spectrale et en particulier aux biais associés à cette technique utilisée avec une statistique ON-OFF induisant une mesure du fond pour chaque observation. Nous expliciterons la méthode que nous avons développée pour pallier à ces biais, fondée sur le regroupement des observations qui a notamment permis la détermination du spectre de source diffuse comme celle du GC que nous avons récemment publié (Abramowski et al., 2017).

L'extraction spectrale classique 1D disponible dans *Gammapy* repose essentiellement sur le paquet Python Sherpa (CIAO v4.5 Refsdal et al., 2009), utilisé depuis quelques années par les communautés astrophysiques des X et des  $\gamma$  de plus basse énergie pour l'ajustement spectral. Elle utilise également une vraisemblance profilée. Ce paquet python nécessite un stockage des évènements et des IRFs utilisés au moment de l'ajustement spectral (après les interpolations en décalage angulaire et énergie vraie) dans le format de données OGIP<sup>8</sup>. Ce format est également utilisé par d'autres outils d'ajustement spectral, comme *Xspec* en rayons X. Nous avons testé l'implémentation de cette méthode en la comparant aux procédures d'extraction spectrale standards de H.E.S.S. Ayant beaucoup travaillé sur les problèmes de biais induits par cette méthode pour les sources faibles, j'ai aussi contribué dans *Gammapy* à l'implémentation du regroupement des observations au moment de l'analyse.

De plus, la définition d'une énergie seuil nécessaire lors de l'ajustement spectral pour chaque *run* n'est pas unifiée entre les différentes chaînes d'analyses de H.E.S.S. Cette énergie seuil varie en fonction de la position dans le centre du champ de vue de la caméra. Aucune méthode n'étant disponible actuellement pour la définir en fonction du décalage angulaire dans le champ de vue au niveau DL3, nous avons implémenté une méthode dans *Gammapy*, permettant de définir cette énergie seuil au moment de l'extraction spectrale. Elle est donc définie comme l'énergie à laquelle la surface efficace à la position de la source dans le champ de vue, devient inférieure à un certain pourcentage (par exemple 10%) de la surface efficace maximale. D'autres techniques imposant, par exemple, également une condition sur la valeur du biais de la résolution en énergie pourront être implémentées.

#### 6.4.4 Analyse morphologique

**Production de carte du ciel** L'amélioration des techniques instrumentales en astronomie  $\gamma$  des très hautes énergies a permis la détection de sources étendues présentant une morphologie souvent complexe. La production de carte 2D en excès et en significativité est donc devenue nécessaire.

Actuellement dans les outils standard de H.E.S.S., le fond pour construire les cartes en excès est évalué en chaque point de la carte obtenu avec la méthode de l'anneau. Pour le calcul de la carte de fond (OFF), la carte des évènements ON contenant l'ensemble des évènements enregistrés est convoluée par une carte représentant l'anneau (Anneau), en prenant en compte les régions d'exclusion (*Exclusion*, section 6.4.1). Elle contient 0 si le pixel de la carte est dans une région d'exclusion, 1 sinon. Un pixel (i,j) de la carte de fond contient un nombre d'évènements OFF (i,j)

8. [https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/heasarc/ofwg/docs/spectra/ogip\\_92\\_007/ogip\\_92\\_007.html](https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/heasarc/ofwg/docs/spectra/ogip_92_007/ogip_92_007.html)

donné par :

$$OFF(i, j) = (Anneau * (ON \times Exclusion))(i, j) \quad (6.5)$$

\* étant le produit de convolution

Avec les outils standards de H.E.S.S., ces cartes sont définies sur des bandes en énergie larges et précises pour lesquelles la dépendance de l'acceptance radiale dans le champ de vue est connue.

J'ai développé dans le logiciel *Gammapy* les méthodes pour construire les cartes du ciel à partir d'un lot de données. Le modèle de fond que nous avons développé pour construire les cartes de modèle de fond pour chaque observation permet de produire des cartes à n'importe quelle énergie. L'analyse à 2D de la morphologie d'une source ou d'une émission diffuse est ensuite réalisée sur ces cartes.

**Vraisemblance à 2D** Actuellement les outils standards sont assez rudimentaires. Ils permettent d'évaluer la position et la taille d'une source unique ainsi que de réaliser certains profils d'émission. L'extension de la source est déterminée via l'ajustement d'un modèle spatial 2D convolué par la PSF de l'instrument sur les cartes 2D construites précédemment. Le modèle spatial est le plus souvent une simple gaussienne à deux dimensions. Dans ces outils, les cartes de fond ne pouvant pas être réalisées pour n'importe quelle bande en énergie, une étude de l'évolution de la morphologie avec l'énergie des sources est délicate.

Nous avons développé des outils d'analyse, à partir des cartes produites avec *Gammapy*, qui permettent l'utilisation de modèles spatiaux plus précis, notamment par des modèles non analytiques sous forme de cartes 2D pour la morphologie de l'émission. Des morphologies complexes de sources superposées vont pouvoir être étudiées ainsi que leur dépendance en énergie. En particulier, nous pourrions étudier l'évolution de l'émission diffuse au GC avec l'énergie (chapitre 9). Le principe de l'ajustement des paramètres de la morphologie supposée se fait également via une méthode de forward folding en comparant le nombre d'événements mesurés dans chaque pixel de la carte au nombre d'événements prédit par le modèle spatial convolué par les fonctions d'instrument. L'ajustement sur les cartes de données sera fondé sur un maximum de la fonction de vraisemblance 2D beaucoup plus robuste que dans les outils standards qui permettra, de comparer le nombre de coups observé dans la carte et le nombre de coups prédit par un modèle spatial 2D en prenant en compte le fait que les événements suivent une statistique Poissonienne. Le modèle sera composé d'un fond et d'un signal. Le fond de CRs résiduel est déduit pour chaque pixel de la carte en utilisant la méthode du "Field of View Background" ou la méthode de l'anneau et le signal est composé des différentes composantes spatiales modélisant l'émission  $\gamma$  de l'observation. Ce modèle est ensuite convolué par une carte moyenne de la PSF de l'instrument pour le lot de données. Le flux de la source est extrait en multipliant le modèle spatial par une carte d'exposition (produit de la surface efficace et du temps total) :

$$ON_{carte} = Fond_{carte} + \sum_{i_{modeles}} (Modele\ spatial\ 2D_{i_{modeles}} \times EXPOSITION) * PSF \quad (6.6)$$

Nous revenons en détail dans le chapitre 8 sur les méthodes que j'ai implémenté dans *Gammapy* pour l'obtention des fonctions d'instrument nécessaires à cette analyse.

#### 6.4.5 Vers une analyse spectrale et morphologique simultanée

L'analyse 3D est une nouvelle méthode d'analyse permettant d'ajuster simultanément une forme spectrale et une morphologie. Cette nouvelle technique sera en particulier nécessaire pour l'analyse

des régions complexes qui seront observées par le nouvel observatoire CTA, afin d'être en mesure d'en séparer les différentes composantes.

Afin de réaliser cet ajustement, la création de cubes de données et d'IRFs3D (énergie, longitude, latitude) est nécessaire. De plus pour cette nouvelle analyse, la création d'un modèle de fond est absolument nécessaire quelles que soient les bandes en énergie du cube. La construction de ces différents cubes est expliquée en détail dans le chapitre 8.





## Quatrième partie

# De l'analyse spectrale 1D à une analyse spectro-morphologique



## Chapitre 7

# Analyse spectrale 1D : méthode avec la statistique ON/OFF et ses limitations

### Sommaire

---

<b>7.1</b>	<b>Analyse spectrale 1D : la technique du forward folding . . . . .</b>	<b>172</b>
7.1.1	Principe . . . . .	172
7.1.2	Le test d'hypothèse . . . . .	174
<b>7.2</b>	<b>La statistique ON/OFF et ses limitations . . . . .</b>	<b>174</b>
7.2.1	Méthode de la vraisemblance profilée . . . . .	174
7.2.2	Représentation des spectres . . . . .	175
7.2.3	Un estimateur potentiellement inconsistant . . . . .	176
<b>7.3</b>	<b>Évolution des biais des estimateurs avec un outil Monte Carlo . . . . .</b>	<b>176</b>
7.3.1	Simulation d'un lot d'observations d'une source $\gamma$ . . . . .	177
7.3.2	Biais sur les paramètres spectraux . . . . .	178
7.3.3	Sensibilité à une coupure . . . . .	186
7.3.4	Application de la reprojexion à deux sources ponctuelles au GC . . . . .	188
<b>7.4</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>190</b>

---

En astronomie  $\gamma$  de très haute énergie, afin de déterminer les paramètres spectraux associés à une loi spectrale, nous utilisons la méthode dite du "forward folding" que nous décrivons dans la section 7.1. Ces paramètres sont obtenus en comparant les nombres d'évènements prédits par une forme spectrale supposée a priori et convoluée avec les fonctions de réponse de l'instrument avec les observations. Cette comparaison est effectuée à l'aide de la maximisation de la fonction de vraisemblance associée au lot d'observations de la source prenant en compte les statistiques Poissoniennes dans les régions ON et OFF. En l'absence de modèle de fond, nous avons recours à la méthode de maximisation de la fonction de vraisemblance un peu modifiée, nommée vraisemblance profilée (Neyman & Scott, 1948), dont nous allons étudier le principe dans la section 7.2.1. Pour les sources faibles pour lesquelles nous disposons d'un grand nombre d'observations, cette méthode mène à des biais importants sur les paramètres spectraux reconstruits en raison d'un trop grand nombre de degré de liberté du système. Nous menons une étude détaillée de ces biais statistiques à l'aide d'un outil Monte Carlo dans la section 7.3. Nous présentons la méthode que nous avons développée pour pallier ce problème qui consiste à regrouper les observations de la source dans des bandes aux conditions d'observation similaires afin de diminuer le nombre de degrés de liberté.

## 7.1 Analyse spectrale 1D : la technique du forward folding

### 7.1.1 Principe

L'analyse spectrale 1D a pour but de reconstruire le spectre différentiel de photon en provenance d'une source astrophysique c'est-à-dire le nombre de photons  $\gamma$  par unité de temps, de surface et d'énergie :

$$\phi(E) = \frac{dn_\gamma}{dt dA dE}$$

Nous utilisons la méthode dite du "forward folding" décrite dans la thèse de Piron (2000) qui permet d'estimer des paramètres d'une forme spectrale supposée a priori, en comparant le nombre d'événements prédit par cette loi convoluée par les fonctions de réponse de l'instrument avec les observations dans chaque *bin* en énergie. Les principales lois spectrales utilisées pour modéliser les sources sont :

- la loi de puissance :

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

où  $\phi_0$  est le facteur de normalisation ( $\text{TeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ) donnant le flux différentiel à l'énergie de référence  $E_0$  (en TeV) et  $\Gamma$  l'indice spectral.

- la loi de puissance avec une coupure exponentielle :

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

avec  $\beta = \frac{1}{E_{\text{coupure}}}$ , où  $E_{\text{coupure}}$  est l'énergie de coupure.

- la loi de puissance parabolique :

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

- la loi de puissance brisée :

$$\begin{cases} \frac{dN}{dE} = \phi_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma_0} & \text{for } E < E_{\text{cut}} \\ \frac{dN}{dE} = \phi_0 \left( \frac{E_{\text{cut}}}{E_0} \right)^{\Gamma_0 - \Gamma_1} \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma_1} & \text{for } E > E_{\text{cut}} \end{cases}$$

Les paramètres spectraux de la loi supposée a priori sont ensuite évalués par une méthode de maximum de vraisemblance. Cash (1979) a décrit en détail l'utilisation de cette méthode en astrophysique des hautes énergies pour les événements suivant la statistique de Poisson.

Le spectre observé par H.E.S.S. est le résultat de la convolution du spectre de la source et des fonctions de réponse de l'instrument. Pour une énergie reconstruite  $E_i$ , le spectre mesuré est donné par :

$$\frac{dN_i(E_i)}{dE_i} = \int_{E=0}^{\infty} \phi(E) \times A(E, Z, \theta, \epsilon) \times ED(E_i, E, Z, \theta, \epsilon) dE \quad (7.1)$$

avec :

- $\phi(E)$  : une forme spectrale supposée pour le spectre différentiel de la source.
- $A(E, Z, \theta, \epsilon)$  : la surface efficace pour une énergie vraie  $E$ , un zénith  $Z$ , une efficacité optique  $\epsilon$  de l'instrument et un décalage angulaire de la source dans le champ de vue  $\theta$  (section 6.1.1).

- $ED(E_i, E, Z, \theta, \epsilon)$  : la résolution en énergie donnant la probabilité de reconstruire un événement d'énergie vraie  $E$  à une énergie reconstruite  $E_i$  pour un zénith  $Z$ , une efficacité optique  $\epsilon$  de l'instrument et un décalage angulaire de la source dans le champ de vue  $\theta$  (section 6.1.2).

Dans la suite nous utiliserons les notations suivantes :

- $N_{i,j}$  et  $B_{i,j}$  : le nombre d'évènements mesurés dans les régions ON et OFF respectivement, pour le *bin* en énergie reconstruite  $i$  et le *run*  $j$ .
- $\alpha_j$  : le rapport de normalisation entre les régions ON et OFF pour le *run*  $j$
- $\overline{B_{i,j}}$  : le nombre d'évènements attendus dans les données OFF pour le *bin* en énergie reconstruite  $i$  et le *run*  $j$ .
- $\overline{N_{i,j}}$  : le nombre d'évènements attendus dans la région d'intérêt avec :

$$\overline{N_{i,j}} = \overline{S_{i,j}} + \alpha_j \overline{B_{i,j}} \quad (7.2)$$

où  $\overline{S_{i,j}} = \Delta T \int_{bin\ i} \frac{dN_i(E_i)}{dE_i} dE_i$  est le nombre moyen de  $\gamma$  attendus sur un temps  $\Delta T$  provenant de la source dans les données ON pour le *bin* en énergie reconstruite  $i$  et le *run*  $j$  en supposant la loi spectrale  $\phi(E)$  pour la forme spectrale de la source.

Le nombre total d'évènements dans un intervalle en énergie reconstruite est donc la somme de la contribution attendue de chaque observation.

Au regard de la faible statistique, la distribution du nombre d'évènements dans les régions ON et OFF suit une loi de Poisson. Les probabilités d'observer  $N_{i,j}$  évènements ON,  $P(N_{i,j}|\overline{N_{i,j}})$ , et  $B_{i,j}$  évènements OFF,  $P(B_{i,j}|\overline{B_{i,j}})$ , pour un *bin* en énergie reconstruite  $i$  et un *run*  $j$  s'écrivent :

$$P(N_{i,j}|\overline{N_{i,j}}) = \frac{\overline{N_{i,j}}^{N_{i,j}} \exp(-\overline{N_{i,j}})}{N_{i,j}!} \quad (7.3)$$

$$P(B_{i,j}|\overline{B_{i,j}}) = \frac{\overline{B_{i,j}}^{B_{i,j}} \exp(-\overline{B_{i,j}})}{B_{i,j}!} \quad (7.4)$$

Les deux variables  $N_{i,j}$  et  $B_{i,j}$  étant indépendantes, nous pouvons déduire la probabilité d'observer  $N_{i,j}$  évènements ON et  $B_{i,j}$  évènements OFF :

$$P(N_{i,j}, B_{i,j}|\overline{N_{i,j}}, \overline{B_{i,j}}) = P(N_{i,j}|\overline{N_{i,j}})P(B_{i,j}|\overline{B_{i,j}})$$

Nous construisons donc la fonction de vraisemblance de cette observation :

$$L = \prod_{i,j} P(N_{i,j}, B_{i,j}|\overline{N_{i,j}}, \overline{B_{i,j}}) \quad (7.5)$$

Le maximisation de cette fonction permet de déterminer les paramètres spectraux de la loi spectrale supposée pour la source. Aucun modèle de fond n'existant pour l'instant lors de l'analyse spectrale 1D, nous avons recours à une méthode de maximum de vraisemblance un peu modifiée appelée vraisemblance profilée (Neyman & Scott, 1948) dont le principe et les biais associés avec une statistique ON-OFF sont décrits dans les sections suivantes.

### 7.1.2 Le test d'hypothèse

Nous utilisons un test d'hypothèse dans le but de comparer deux formes spectrales théoriques pour la source et de déterminer celle qui reproduit le mieux les données. Ce test définit la variable aléatoire suivante :

$$\lambda = -2 \log\left(\frac{L_0}{L_1}\right) \quad (7.6)$$

où  $L_0$  et  $L_1$  sont les vraisemblances maximisées des hypothèses  $H_0$  et  $H_1$  correspondant à deux lois spectrales. Asymptotiquement,  $\lambda$  est distribuée comme un  $\chi^2$  avec  $n$  degrés de liberté ( $n$  est la différence du nombre de degrés de liberté entre l'hypothèse  $H_1$  et  $H_0$ ).

Dans la suite,  $H_0$  correspondra à une hypothèse de loi de puissance pour la forme spectrale de la source et  $H_1$  à une loi de puissance avec coupure exponentielle. Le test  $\lambda$  se comportera donc comme un  $\chi^2$  avec 1 degré de liberté puisque la différence du nombre de degrés de liberté entre la loi de puissance et la loi de puissance avec une coupure exponentielle est égale à 1.

## 7.2 La statistique ON/OFF et ses limitations

### 7.2.1 Méthode de la vraisemblance profilée

Le signal attendu  $\overline{S_{i,j}}$  dans les données ON est modélisé par une des lois spectrales présentées dans la section précédente 7.1 mais pour le fond il n'existe jusqu'à présent aucun modèle. En raison de la variation des conditions d'observation entre chaque run, il est très difficile de construire un modèle de fond cohérent pour chaque observation à utiliser lors de la maximisation de la fonction de vraisemblance précédente (équation 7.1.1). Nous utilisons donc une méthode de maximum de vraisemblance un peu modifiée. Notre modèle statistique dépend de paramètres d'intérêt (le signal dans les données ON) et de paramètres de nuisance (le taux de fond présent dans les données ON et OFF). La méthode de la vraisemblance profilée permet de s'affranchir des paramètres de nuisance (Rolke et al., 2005). En effet, en maximisant la vraisemblance par rapport au fond, nous obtenons un estimateur du taux de fond ( $\hat{\beta}_{i,j}$ ) dépendant uniquement du taux de signal attendu ( $\overline{N_{i,j}}$ ), des données ON ( $N_{i,j}$ ) et des données OFF ( $B_{i,j}$ ) mesurées pour chaque *bin* en énergie  $i$  et chaque *run*  $j$ .

Pour garder les informations relatives à chaque condition d'observation, l'outil d'analyse spectrale *START* (LeFaucheur, 2015) développé à l'APC et sur lequel j'ai travaillé, prend en compte chaque *run* individuellement au moment de la maximisation de la fonction de vraisemblance. Pour l'analyse d'une source constituée de  $N_{run}$  et  $N_{bins}$ , nous maximisons la fonction  $-2 \ln(L)$  où  $L$  est la fonction de vraisemblance associée à l'ensemble des runs utilisés lors de l'analyse (equation 7.1.1) :

$$-2 \ln(L) = \sum_{i,j} -2 N_{i,j} \ln(\overline{S_{i,j}} + \alpha_j \overline{B_{i,j}}) + 2 \overline{S_{i,j}} + 2 \alpha_j \overline{B_{i,j}} - 2 B_{i,j} \ln(\overline{B_{i,j}}) + 2 \overline{B_{i,j}}$$

Pour tous les  $i,j \in [N_{run}, N_{bins}]$ , en maximisant la fonction précédente par rapport au fond attendu  $\overline{B_{i,j}}$ , nous obtenons une forme analytique pour l'estimateur du fond,  $\hat{\beta}_{i,j}$ , en résolvant la forme quadratique suivante :

$$\begin{aligned} \frac{d(-2 \ln(L))}{dB_{i,j}} &= 0 \\ \rightarrow -\alpha_j(\alpha_j + 1)\overline{B_{i,j}}^2 + (\alpha_j N_{i,j} + \alpha_j B_{i,j} - (\alpha_j + 1)\overline{S_{i,j}})\overline{B_{i,j}} + \overline{S_{i,j}}B_{i,j} &= 0 \end{aligned}$$

On en déduit donc :

$$\hat{\beta}_{i,j}(\overline{S_{i,j}}, N_{i,j}, B_{i,j}) = \frac{A_{i,j} + B_{i,j}}{2\alpha_j(\alpha_j + 1)}$$

avec

$$\begin{aligned} A_{i,j} &= \alpha_j(N_{i,j} + B_{i,j}) - (\alpha_j + 1)\overline{S_{i,j}} \\ B_{i,j} &= A^2 + 4\alpha_j(\alpha_j + 1)\overline{S_{i,j}}B_{i,j} \end{aligned}$$

La fonction de vraisemblance  $L$  (equation 7.1.1) ne dépend donc plus du paramètre de fond attendu  $\overline{B_{i,j}}$ , uniquement du signal  $\overline{S_{i,j}}$  et des données ON et OFF mesurées dans chaque *bin* en énergie reconstruite  $i$  et chaque *run*  $j$ .

La vraisemblance précédente est ensuite maximisée sur les paramètres libres du modèle spectral décrivant le signal afin de déterminer les paramètres spectraux de la loi spectrale supposée pour la source reproduisant le mieux les données. En maximisant la vraisemblance *run* par *run* et *bin* en énergie par *bin* en énergie, nous avons accès aux estimateurs du nombre d'évènements dans les régions ON et OFF pour chaque *bin* en énergie reconstruite.

## 7.2.2 Représentation des spectres

La maximisation de la fonction de vraisemblance décrite dans la section précédente permet d'avoir accès aux paramètres spectraux de la loi supposée pour la source ainsi qu'à la matrice de covariance associée à ces paramètres. La figure 7.1 représente deux spectres de la Nébuleuse du Crabe obtenus avec 33.6 heures d'observation à quatre télescopes entre 0.5 et 45 TeV. Sur la figure 7.1.a nous supposons une loi de puissance simple et sur la figure 7.1.b une loi de puissance avec une coupure exponentielle (section 7.1). La zone verte correspond au contour à 68% de confiance autour des paramètres spectraux ajustés obtenu avec la méthode de la vraisemblance profilée. Les points de flux et les résidus représentés ne sont pas issus de la procédure de maximisation de la fonction de vraisemblance. Il ne faut donc pas leur attacher une importance trop grande car seule la méthode de vraisemblance conduit aux résultats physiques désirés. Ils sont évalués a posteriori en énergie reconstruite et permettent d'indiquer la statistique globale dans chaque intervalle ainsi que la différence entre le signal mesuré et le signal attendu par l'ajustement spectral.

Les résidus à haute énergie pour la loi de puissance simple permettent de soupçonner la présence d'une coupure exponentielle dans le spectre de la Nébuleuse du Crabe comme déjà publié par (Aharonian et al., 2006b). Le rapport du test d'hypothèse précédent entre les deux lois spectrales donne une coupure exponentielle significative à  $7 \sigma$  (figure 7.1.b).

Il est à noter que les erreurs systématiques qui sont évaluées sur les paramètres spectraux peuvent être assez conséquentes selon le flux et les indices des sources. En plus de l'effet de la transparence de l'atmosphère, de la calibration ainsi que de la méthode de reconstruction et de discrimination utilisée entre les différentes chaînes d'analyses de H.E.S.S., les méthodes de reconstruction spectrale peuvent elle même engendrer des incertitudes. Tous ces effets pris en compte, l'erreur est par exemple évaluée autour de 30% pour le flux et 0.2 pour l'indice spectral (collaboration HESS, 2017).

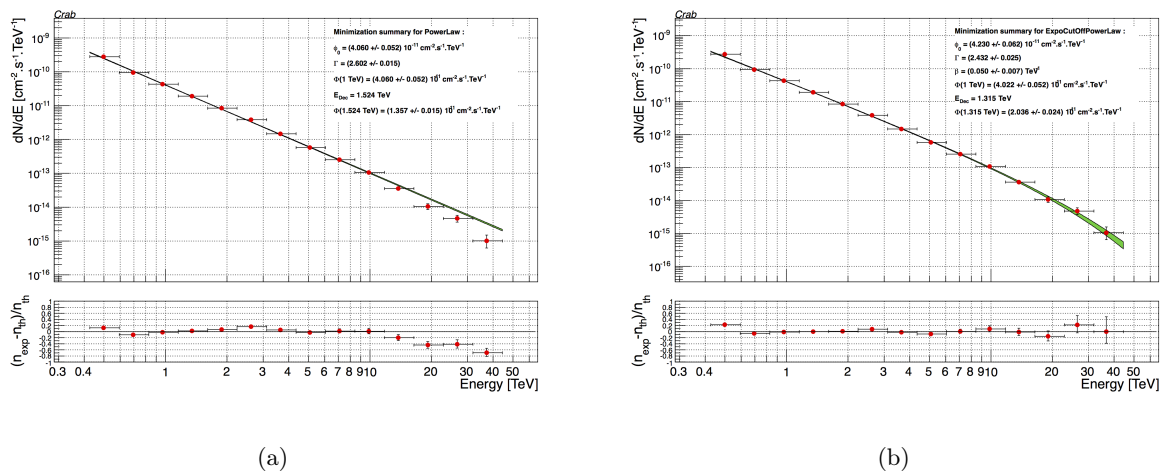


FIGURE 7.1 – Spectre de la Nébuleuse du Crabe avec une hypothèse de loi de puissance simple (a) et avec une coupure exponentielle (b) pour un temps d’observation effectif de 33.6 h. Les données proviennent de l’analyse HAP-FR pour la configuration CSG décrit dans la section 5.4.4. L’ajustement est effectué entre 0.45 et 45 TeV.

### 7.2.3 Un estimateur potentiellement inconsistant

Comme Spanos (2013) le montre pour deux variables aléatoires indépendantes suivant deux lois normales différentes, les estimateurs obtenus avec la méthode de la vraisemblance profilée peuvent être biaisés voir inconsistants (c’est-à-dire ne pas converger vers la bonne valeur pour un nombre infini d’observations) dans le cas où le nombre de paramètres inconnus augmente avec la taille de l’échantillon. Comme nous n’utilisons aucun modèle pour le fond, nous devons mesurer une région OFF pour chaque *run* de la source étudiée. Il y a donc autant de paramètres de nuisance (pour nous le fond) que d’observations et le nombre de degré de liberté augmente avec le nombre de runs et de bins en énergie reconstruite utilisés dans la maximisation de la vraisemblance.

Dans le cadre des analyses menées au centre Galactique, le nombre de runs à prendre en compte avoisine les 300. C’est typiquement un cas où le problème va se poser. Plus généralement, au moment où l’astronomie au TeV explore des sources plus faibles nécessitant beaucoup d’observations, cette problématique devient incontournable. Il est donc nécessaire d’étudier la fiabilité de cette méthode d’ajustement spectral.

## 7.3 Évolution des biais des estimateurs avec un outil Monte Carlo

À cause de la méthode intrinsèque de l’estimation du fond, le nombre de paramètres de nuisance augmente avec le nombre d’observations. Afin de garantir le meilleur traitement des fonctions de réponses très dépendantes des conditions d’observation, une des méthodes d’ajustement spectral de la collaboration H.E.S.S. est réalisée en utilisant la totalité des spectres de chaque *run* du lot de données pris indépendamment (LeFauqueur, 2015). Cette procédure conduit mécaniquement à des estimateurs biaisés et inconsistants, comme décrit par Spanos (2013), dont la prédiction n’est pas triviale. Nous mettons en évidence ce problème avec un outil MC que nous avons développé permettant de produire une étude systématique sur des spectres simulés. Dans certains cas, notamment de source faible, les paramètres d’une simple loi de puissance peuvent être difficiles à reconstruire.



Notre expérience nous montre que le spectre sera plus mou que le spectre attendu compromettant ainsi la détection d'une possible coupure spectrale alors même que cette détection peut avoir des enjeux physique considérables.

Une solution consiste alors à regrouper ensemble les spectres dont les paramètres observationnels sont proches, à l'instar de de Naurois (2012). Nous montrons qu'en utilisant cette méthode de regroupement, l'estimateur est alors consistant mais il peut toujours présenter certains biais aux faibles statistiques notamment sur la coupure spectrale. L'outil MC nous permet d'évaluer l'impact du regroupement des observations sur ces biais (section 7.3.2.3). Certains de ces résultats ont été publiés dans Jouvin et al. (2015) et utilisés pour les résultats publiés dans Abramowski et al. (2017).

### 7.3.1 Simulation d'un lot d'observations d'une source $\gamma$

L'étude d'une source  $\gamma$  avec un détecteur à imagerie Tcherenkov est composée d'un lot d'observations correspondant à un ensemble de paramètres d'observation précis : un angle zénithal, un offset dans le champ de vue et une efficacité optique. Comme les fonctions d'instrument ont une forte dépendance avec les conditions d'observation, elles sont évaluées pour chaque run.

Lors de l'analyse spectrale, chaque *run*  $j$  est décomposé en plusieurs bins en énergie  $i$ . Le nombre d'évènements attendu dans la région ON est constitué du signal venant de la source et du nombre d'évènements de fond estimé à partir des régions OFF (equation 7.2).

**Simulation du signal** Comme indiqué par l'équation 7.1, le nombre attendu d'évènements provenant de la source est obtenu en convoluant le spectre intrinsèque de la source  $\phi(E)$  avec les fonctions de réponses de l'instrument. Dans la suite nous testerons deux lois spectrales : la loi de puissance simple et la loi de puissance avec une coupure exponentielle. Pour chaque *run*  $j$  et chaque *bin* en énergie reconstruite, le signal dans les données ON est simulé par une distribution de Poisson  $P(\mu_1)$  avec la valeur moyenne  $\mu_1 = \overline{S_{i,j}}$  (section 7.1).

**Simulation du fond** Nous utilisons les données OFF pour générer le fond dans les données ON. Le nombre d'évènements de fond dans les données ON est distribué selon une loi de Poisson  $P(\alpha_j \overline{B_{i,j}})$ . Le nombre d'évènements de fond dans les données OFF est aussi généré selon une distribution de Poisson de paramètre  $\overline{B_{i,j}}$ .

Pour chaque *run*  $j$  et *bin* en énergie reconstruite  $i$ , les données OFF représentent une certaine réalisation du nombre d'évènements de fond attendus. Pour les énergies supérieures à 1 TeV, la statistique dans un *bin* en énergie peut être très faible. Nous avons donc choisi l'approche de modéliser le fond par une loi de puissance d'indice spectral 2.7 pour ces énergies<sup>1</sup>. Pour un *run*  $j$ , le nombre d'évènements pour les énergies supérieures à 1 TeV simulé avec la loi de puissance doit être égal au nombre d'évènements mesuré dans les données OFF :

$$\begin{cases} \overline{B_{i,j}}_{E < 1 \text{ TeV}} = N_{OFF i,j} \\ \overline{B_{i,j}}_{E > 1 \text{ TeV}} = \int_{E_i}^{E_{i+1}} \phi_j \times \left( \frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-2.7} dE \end{cases}$$

avec :  $\int_{1 \text{ TeV}}^{E_{max}} \phi_j \times \left( \frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-2.7} dE = \sum_{1 \text{ TeV}}^{E_{max}} N_{OFF i,j}$

1. On a également utilisé 2.6 et 2.5 avec différents seuil en énergie mais aucune influence sur la valeur des paramètres spectraux reconstruits n'a été remarqué.

**Lot de données utilisé** Afin de tester la consistance des paramètres spectraux reconstruits, nous simulons 150 réalisations d’une observation comportant 443 runs pris par H.E.S.S. entre 2004 et 2012 représentatif des données GC et utilisés dans des analyses publiées (Lemiere et al., 2015; Abramowski et al., 2016). Le lot de données correspond à 250 heures d’observations prises régulièrement depuis 2004 avec :

- un angle zénithal moyen de  $22^\circ$  :  $Z \in [6^\circ; 60^\circ]$ ,
- un offset moyen de  $0.8^\circ$  :  $\theta \in [0.2^\circ; 2.2^\circ]$ ,
- une efficacité optique moyenne de 60% :  $\epsilon \in [50\%; 80\%]$ .

Ce jeu de données est privilégié pour l’étude systématique que nous souhaitons réaliser car il présente une large variation des conditions d’observation.

### 7.3.2 Biais sur les paramètres spectraux

Dans cette partie, nous allons étudier la reconstruction des paramètres spectraux lorsque la source  $\gamma$  est simulée par une loi de puissance simple ou lorsqu’une coupure est ajoutée dans le spectre.

#### 7.3.2.1 Évolution du biais avec le flux de la source

Afin d’étudier les biais pouvant apparaître lors de la reconstruction spectrale, nous simulons la source avec une loi de puissance simple pour un indice spectral  $\Gamma = 2.3$  et différents niveaux de flux dans le lot de données présenté dans la section précédente.

La figure 7.2 représente la distribution de la normalisation du flux différentiel  $\phi_0$  à 1 TeV et de l’indice spectral  $\Gamma$  ajusté sur les données simulées. Nous définissons l’unité  $\phi_{0_{Crabe}}$  correspondant au flux différentiel de la Nébuleuse du Crabe à 1 TeV ( $\phi_0 = 4.44 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ ). Pour une source brillante,  $\phi_0 = \phi_{0_{Crabe}}$ , (figure 7.2.a et 7.2.b), la distribution des paramètres ajustés sur les 150 spectres générés est bien centrée sur les valeurs utilisées pour la simulation. Pour une source faible,  $\phi_0 = 0.5\% \phi_{0_{Crabe}}$ , (figure 7.2 (c) et (d)), l’écart entre la valeur moyenne reconstruite et la valeur d’entrée utilisée pour générer les données peut atteindre des dizaines de pourcent ce qui met en évidence que les estimateurs du spectre sont biaisés. Ce biais augmentant quand la valeur du flux de la source diminue est clairement visible sur la figure 7.4.a. Les spectres ajustés deviennent plus mous quand la normalisation du flux différentiel diminue. Pour les sources brillantes, la valeur de  $\Gamma$  et  $\phi_0$  reconstruite n’est pas biaisée. Pour des sources plus faibles, à partir d’un flux différentiel à 1 TeV,  $\phi_0 = 1\% \phi_{0_{Crabe}}$ , les valeurs ajustées pour  $\phi_0$  et  $\Gamma$  ne sont pas en accord avec la valeur injectée pour générer les MC. Le biais est plus large que l’erreur statistique de l’ajustement (il peut atteindre pour les flux différentiels les plus faibles autour de 20%). Pour des lois de puissances injectées plus dures comme sur la figure 7.4.c, le biais diminue en particulier sur la reconstruction du  $\Gamma$  (autour de 5% pour le flux différentiel injecté le plus bas) et augmente pour une loi de puissance plus molle comme nous pouvons le voir sur la figure 7.4.e (autour de 30%).

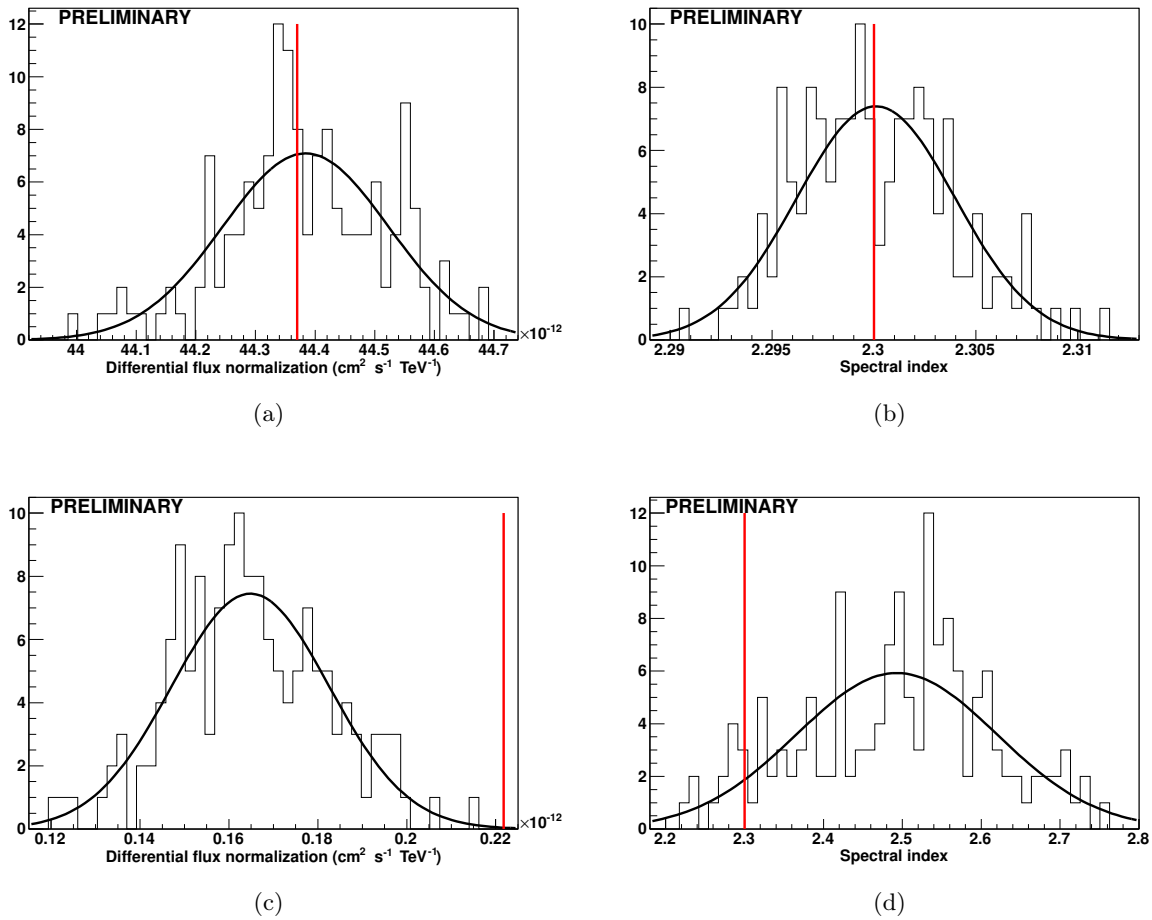


FIGURE 7.2 – Distribution de la normalisation du flux différentiel à 1 TeV  $\phi_0$  et de l'indice spectral  $\Gamma$  pour 150 spectres simulés avec une loi de puissance,  $\phi_0 \times (E/1 \text{ TeV})^{-\Gamma}$ , d'indice spectral  $\Gamma=2.3$  et de flux différentiel à 1 TeV  $\phi_0 = \phi_{0_{Crabe}}$  pour (a) et (b) et  $\phi_0 = 0.5\% \phi_{0_{Crabe}}$  pour (c) et (d). La ligne rouge verticale représente les paramètres d'entrée utilisés dans les simulations MC pour générer le signal. Chaque distribution est modélisée par une gaussienne en utilisant un maximum de vraisemblance.

### 7.3.2.2 Évolution du biais avec le temps d'observation

En simulant la source avec une loi de puissance simple fixée, nous faisons varier le nombre d'heure d'observation de la source (24, 50, 100 et 200 h) pour mettre en évidence le fait que pour une source relativement faible, les estimateurs sont inconsistants c'est-à-dire que même pour un nombre infini d'observation, ils ne convergent pas vers la valeur utilisée en entrée pour les MC. Ce phénomène est mis en évidence sur la figure 7.3. Quelque soit le nombre d'heures d'observation, l'indice spectral et le flux reconstruits sont biaisés. Quand le nombre d'heures d'observation augmente, le biais sur l'indice spectral et le flux est similaire mais les barres d'erreurs se réduisent. Le résultat n'est plus compatible à  $1\sigma$  avec la valeur d'entrée utilisée pour simuler les MC d'où la nécessité de développer une méthode permettant de s'affranchir de ces biais.

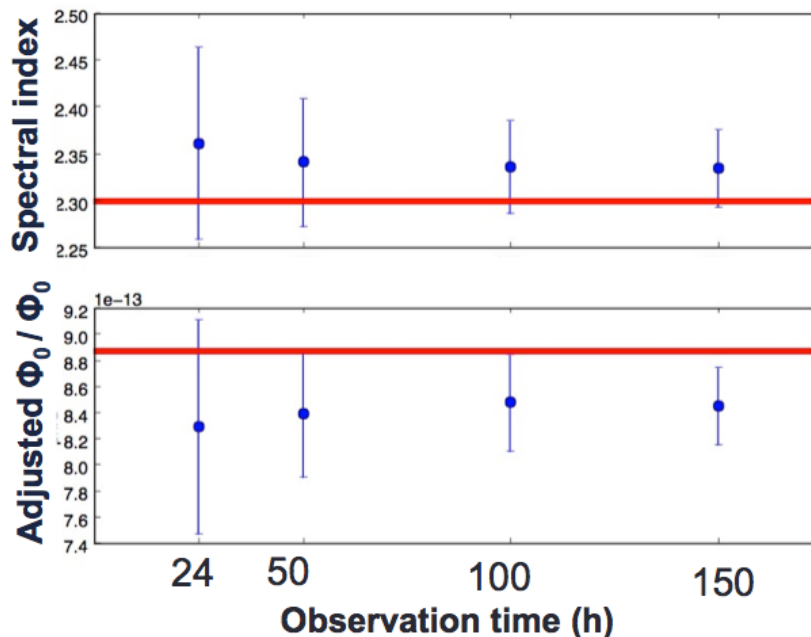


FIGURE 7.3 – Valeur moyenne de la distribution des paramètres spectraux ajustés sur 150 spectres simulés (point bleus) par une loi de puissance d’indice spectral  $\Gamma=2.3$  et de flux différentiel à 1 TeV  $\phi_0 = 2\% \phi_{0Crabe}$  en fonction du nombre d’observations de la source simulée. Les barres d’erreurs représentent la déviation standard des distributions. La ligne rouge représente les paramètres spectraux utilisés pour générer le signal d’entrée dans les données ON.

### 7.3.2.3 Effet de la reprojection

Dans le cas où les spectres MC sont simulés avec une simple loi de puissance, pour un flux  $\sim 1\% \phi_{0Crabe}$ , le biais et l’inconsistance des estimateurs introduits par la méthode de la vraisemblance profilée peut atteindre des dizaines de pourcent. Pour les sources de faible rapport signal sur bruit avec de nombreuses données, il est donc nécessaire de développer une technique pour s’affranchir de ce biais. Une solution consiste à regrouper les runs qui possèdent des conditions d’observation similaires ensemble pour augmenter la statistique et diminuer le nombre de degré de liberté du système. Une légère perte de précision sera engendrée puisque nous moyennons les conditions d’observation en les regroupant mais comme nous l’observerons par la suite, l’impact sera raisonnable en comparaison des biais à corriger.

**Reprojection par bande** Pour différentes conditions d’observation, les IRFs et le nombre d’évènements dans les données OFF peuvent présenter de large variations. Les runs avec des conditions d’observation similaires sont reprojétés dans différentes bandes en angle zénithal, en offset et efficacité optique. Les évènements ON et OFF des runs appartenant à chaque bande sont sommés ainsi que leur temps d’observation. L’angle zénithal moyen  $\langle Z \rangle$ , l’offset moyen  $\langle \theta \rangle$  et l’efficacité moyenne  $\langle \epsilon \rangle$  de chacune des bandes sont calculés comme la moyenne des paramètres de chaque *run* de la bande pondérés par la durée de chacun des runs. Les fonctions d’instrument de chaque bande résultent de la moyenne des IRFs de chaque *run* de la bande en pondérant également par la durée de chacun des runs. Nous définissons trois niveaux de reprojection correspondant à différentes largeurs des bandes en zénith, offset et efficacité. Nous donnons les caractéristiques du niveau que nous utilisons dans la suite dans la table 7.1. Nous ne regroupons pas tous les runs ensemble dans une seule observation car les IRFs présentent de fortes variations en fonction des conditions d’observation. La moyenne

que nous effectuons ne peut pas être satisfaisante si les conditions d'observation des runs que nous regroupons sont trop différentes.

Paramètre	Bande
angle zénithal $Z$	$[0^\circ - 70^\circ]$ , $N_{bins}=10$ , $\Delta_{cos}(Z) = 0.066$
offset $\theta$	$[0^\circ - 2.5^\circ]$ , $N_{bins}=5$ , $\Delta\theta = 0.5$
efficacité $\epsilon$	$[0 - 100]$ , $N_{bins}=10$ , $\Delta\epsilon = 10$

TABLE 7.1 – Caractéristiques des bandes en angle zénithal  $Z$ , offset  $\theta$  et efficacité  $\epsilon$  pour le niveau de reprojection que nous utilisons.

**Reprojection par *bin* en énergie** Un autre type de regroupement utilisé pour la détection de coupures dans le spectre des sources, consiste à appliquer une procédure de regroupement des bins au-delà d'une certaine énergie afin de maintenir un niveau de significativité minimal par bin. La nouvelle largeur des bins à partir de ce seuil dépend de la significativité requise par bin.

Quand la reprojection n'est pas utilisée, chaque *run* est traité individuellement quand nous maximisons la fonction de vraisemblance. Avec la reprojection, la fonction de vraisemblance est maximisée bande par bande et *bin* en énergie par *bin* en énergie. Dans la suite, nous testons l'impact de cette reprojection sur la performance des estimateurs. La simulation des spectres MC est effectuée *run* par *run*, ensuite nous appliquons la reprojection puis la procédure d'ajustement spectrale est appliquée sur les données simulées.

**Application de la reprojection pour une loi de puissance** Nous testons l'impact de cette reprojection quand les MC sont générés avec une loi de puissance simple pour différents indices spectraux et flux de la source. La figure 7.4 représente la valeur moyenne des paramètres ajustés en fonction du flux vrai pour différents indices de la loi de puissance. Pour les sources brillantes, avec ou sans reprojection les estimateurs ne sont jamais biaisés. Pour les flux différentiels plus faibles, la reprojection améliore l'ajustement de  $\phi_0$  et  $\Gamma$  en augmentant la statistique en particulier à haute énergie (plus que quelques pour cents de biais pour le flux le plus bas quelque soit l'indice spectral considéré).

**Application de la reprojection pour une loi de puissance avec une coupure exponentielle** Dans un deuxième temps, le signal est généré selon une loi de puissance avec une coupure exponentielle à différentes énergies de 10, 20, 30, et 40 TeV . La figure 7.5 représente la valeur moyenne des paramètres ajustés en fonction de  $\beta = \frac{1}{E_{cut}}$ .

Quand un indice spectral  $\Gamma=2.3$  est utilisé pour générer les MC en considérant une source relativement faible  $\phi_0 = 5\% \phi_{0_{Crabe}}$  (figure 7.5.a), en raison de la faible statistique, le paramètre spectral reconstruit  $\beta$  est toujours supérieur (donc l'énergie de coupure toujours plus faible) à celui injecté pour générer le signal dans les données ON (environ deux fois plus petite pour l'énergie de coupure la plus haute autour de 40 TeV). A cause de la corrélation entre les paramètres, l'indice spectral est toujours plus bas et suit le comportement inverse de  $\beta$ . Comme attendu, les énergies de coupures les plus basses sont mieux reconstruites.

En particulier pour la reconstruction de la coupure à haute énergie, les biais diminuent si nous considérons une loi de puissance plus dure (figure 7.5.c) puisque la statistique augmente. Pour un

indice spectral fixé à  $\Gamma=2.3$ , le biais diminue lorsque le flux de la source augmente (figure 7.6.a, c, e). Sans reprojection pour les sources brillantes,  $\phi_0 = \phi_{0_{Crabe}}$ , les 3 paramètres spectraux  $\beta$ ,  $\Gamma$  et  $\phi_0$  sont bien reconstruits. Pour les sources faibles, nous vérifions de nouveau que la reprojection résout la plupart des biais (figure 7.6.b et 7.6.d). Cependant, aux bas flux ( $<5\% \phi_{0_{Crabe}}$ ), le biais sur  $\beta$  reste prononcé (compatible avec les valeurs injectées pour simuler les données si nous prenons en compte les erreurs statistiques mais biaisé autour de 10%).

L'outil MC permet de tester la reconstruction spectrale mais il permet également d'évaluer la sensibilité d'une observation à une coupure dans le spectre. Cette coupure peut avoir des enjeux majeurs notamment dans la recherche d'accélérateurs au PeV qui ont été définis comme des sources prioritaires pour le nouvel observatoire CTA (section 5.5). Même pour des sources observées longtemps et en utilisant la reprojection, la détection d'une coupure peut être très difficile à haute énergie pour les sources faibles.

Une des hypothèses concernant l'augmentation du biais pour les sources faibles est la faible statistique à haute énergie. Certains événements sont interprétés à tort comme des événements de fond conduisant à un spectre plus mou ou une énergie de coupure plus basse.

Il est évident que comme pour la simple loi de puissance, en diminuant le nombre de degrés de liberté et en augmentant la statistique à haute énergie avec la reprojection, l'énergie de coupure ainsi que l'indice spectral et le flux différentiel sont mieux reconstruits. Dans la suite nous allons étudier si la possibilité de détecter une coupure en énergie dans le spectre alors qu'elle n'est pas présente dans les données simulées ou à l'inverse de rater une coupure peut être significative.

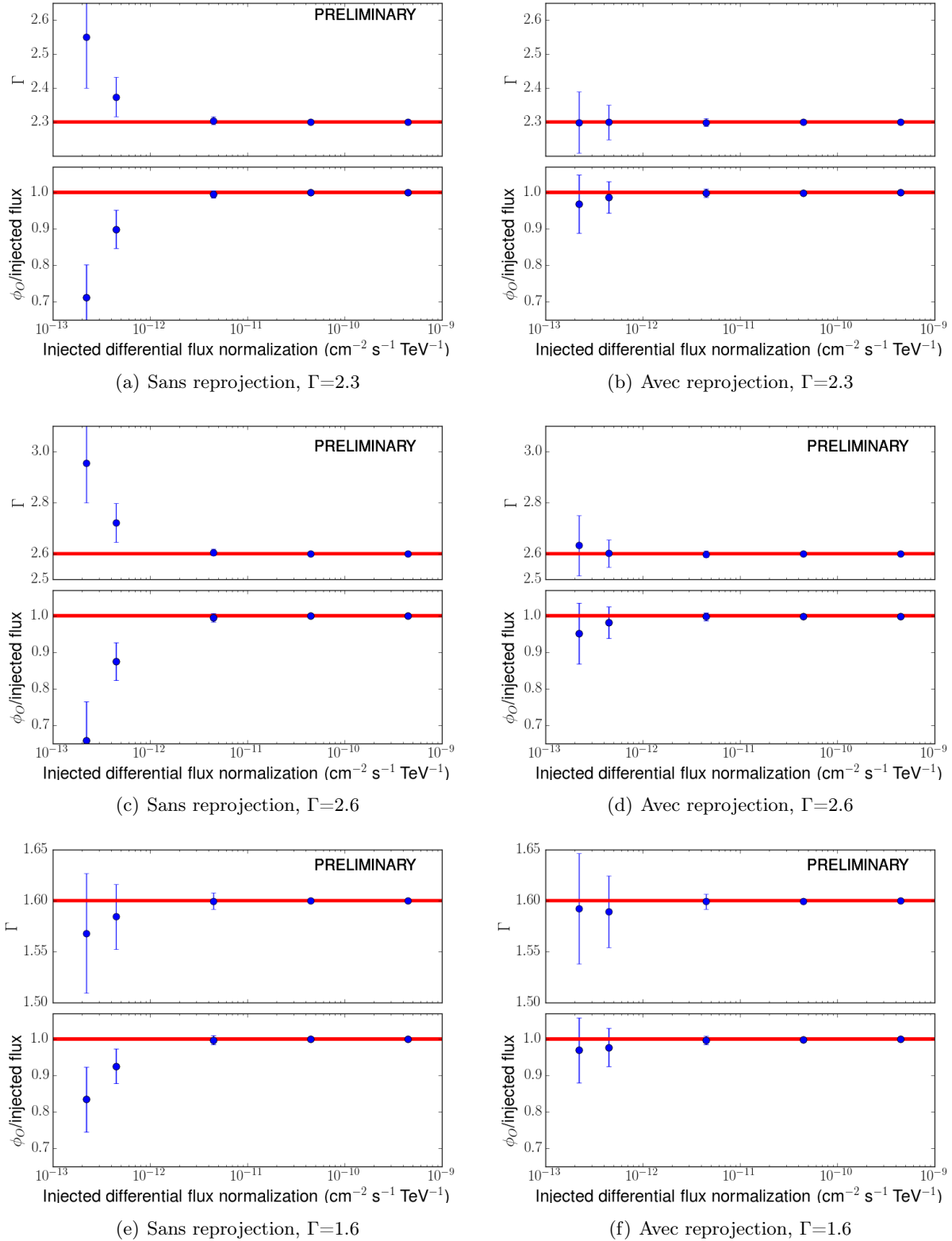


FIGURE 7.4 – Valeur moyenne de la distribution des paramètres spectraux ajustés sur 150 spectres simulés (point bleus) par une loi de puissance d'indice spectral  $\Gamma=2.3$  (figures du haut),  $\Gamma=2.6$  (figures du milieu) et  $\Gamma=1.6$  (figures du bas) et pour différents flux différentiels à 1 TeV : 0.005, 0.01, 0.1, 1 et 10  $\phi_{0Crabe}$  (abscisse sur les figures) sans reprojection pour les figures de la colonne de gauche (a, c et e) et avec reprojection pour les figures de la colonne de droite (b, d et f). Les barres d'erreurs représentent la déviation standard des distributions. La ligne rouge représente les paramètres spectraux utilisés pour générer le signal d'entrée dans les données ON.

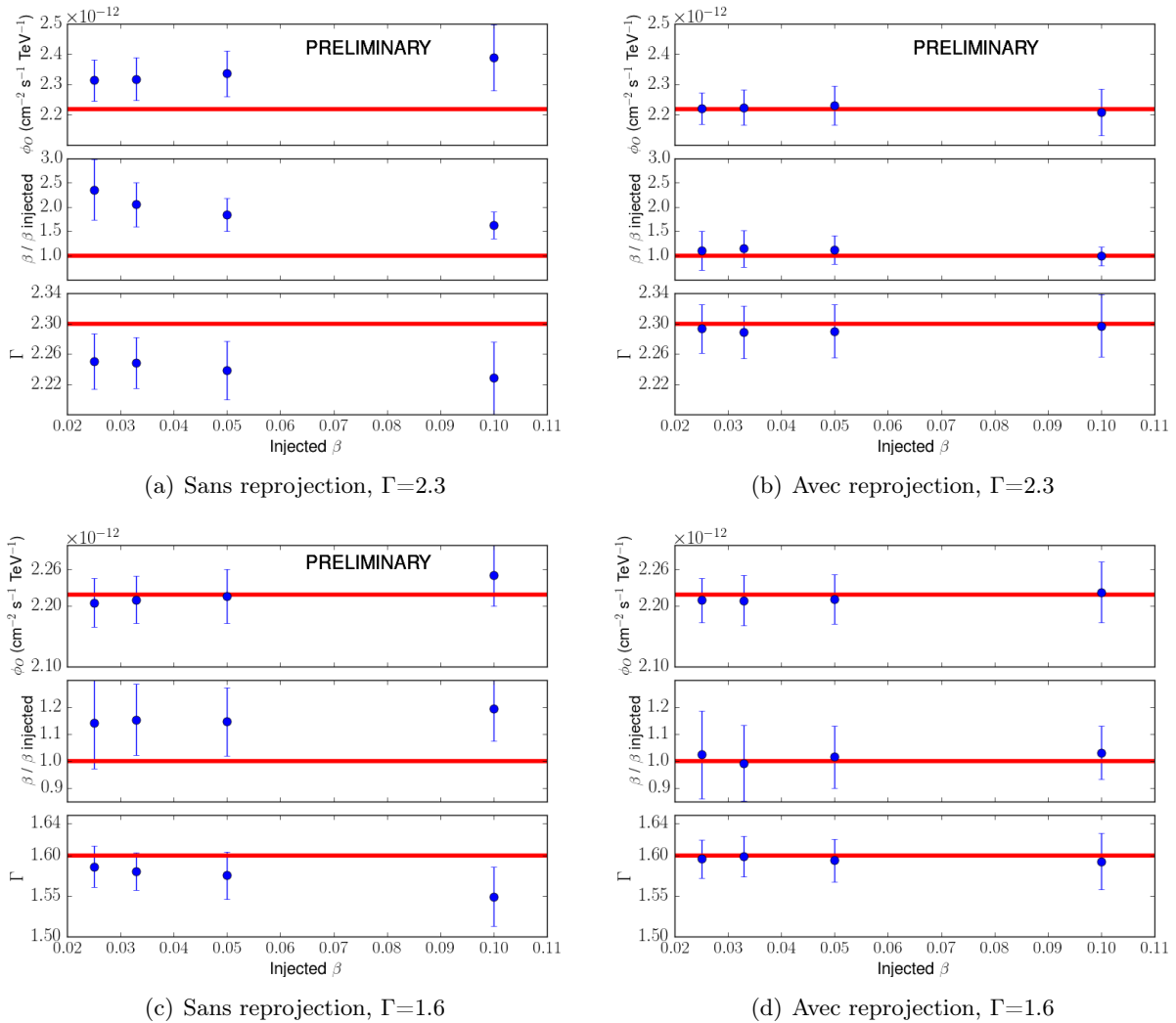


FIGURE 7.5 – Valeur moyenne de la distribution des paramètres spectraux ajustés sur 150 spectres simulés (points bleus) générés avec une loi de puissance avec une coupure exponentielle ( $\phi_0 (E/1 \text{ TeV})^{-\Gamma} \exp(-E/E_{\text{coupure}})$ ) de flux différentiel à 1 TeV=5%  $\phi_{0Crabe}$  et d'indice spectral  $\Gamma=2.3$  (figures du haut) et  $\Gamma=1.6$  (figures du bas) en fonction de  $\beta = \frac{1}{E_{\text{coupure}}}$  (abscisse sur les figures en unité de  $\text{TeV}^{-1}$ ) :  $E_{\text{cut}}=10, 20, 30,$  et  $40 \text{ TeV}$  correspondant à  $\beta = 0.10, 0.05, 0.036$  et  $0.025$ . Sans utiliser la reprojection pour les figures de la colonne de gauche (a et c) et en utilisant la reprojection pour les figures de la colonne de droite (b et d). Les barres d'erreurs représentent la déviation standard des distributions. La ligne rouge représente les paramètres spectraux utilisés pour générer le signal d'entrée dans les données ON.



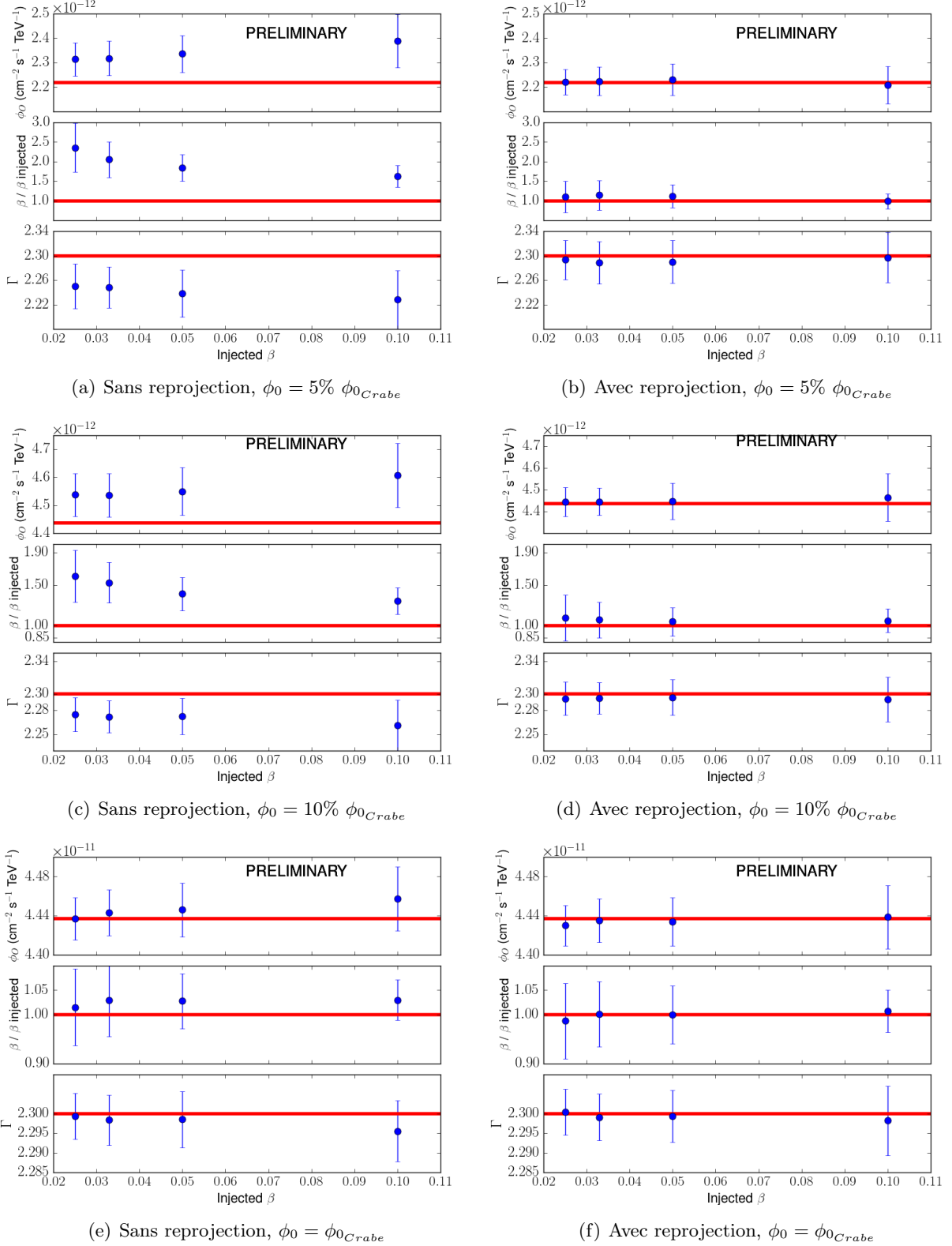


FIGURE 7.6 – Valeur moyenne de la distribution des paramètres spectraux ajustés sur 150 spectres simulés (points bleus) générés avec une loi de puissance avec une coupure exponentielle ( $\phi_0 (E/1 \text{ TeV})^{-\Gamma} \exp(-E/E_{coupure})$ ) d'indice spectral  $\Gamma=2.3$  et de flux différentiel à 1 TeV =  $5\% \phi_{0_{Crabe}}$  (figures du haut),  $10\% \phi_{0_{Crabe}}$  (figures du milieu) et  $\phi_{0_{Crabe}}$  (figures du bas) en fonction de  $\beta = \frac{1}{E_{coupure}}$  (abscisse sur les figures en unité de  $\text{TeV}^{-1}$ ) :  $E_{cut}=10, 20, 30,$  et  $40 \text{ TeV}$  correspondant à  $\beta = 0.10, 0.05, 0.036$  et  $0.025$ . Sans utiliser la reprojection pour les figures de la colonne de gauche (a, c et e) et en utilisant la reprojection pour les figures de la colonne de droite (b, d, f). Les barres d'erreurs représentent la déviation standard des distributions. La ligne rouge représente les paramètres spectraux utilisés pour générer le signal d'entrée dans les données ON.

### 7.3.3 Sensibilité à une coupure

À ce stade, la question se pose de savoir si non seulement il existe un biais dans l'estimation de la coupure mais si la méthode est sensible à l'existence ou à la non-existence d'une coupure dans le spectre. Pour ce faire nous allons étudier les distributions du test d'hypothèse (équation 7.1.2) appliqué aux spectres. Ce test nous permet par la comparaison de deux lois spectrales, d'estimer celle qui reproduit le mieux les données. En particulier, nous pouvons évaluer si l'ajout d'une coupure spectrale améliore l'ajustement.

#### 7.3.3.1 Détection d'une coupure : faux positifs ?

Dans certains cas, si nous supposons une loi de puissance avec une coupure exponentielle pour la source au moment de la reconstruction spectrale alors que les MC ont été générés par une loi de puissance simple c'est-à-dire  $\beta=0$ , il est possible d'obtenir des faux positifs c'est à dire un paramètre  $\beta$  différent de 0. Pour savoir si ces faux positifs peuvent être significatifs par rapport à l'hypothèse d'une loi de puissance simple, nous étudions la distribution du test d'hypothèse  $\lambda$  où  $H_0$  est une loi de puissance et  $H_1$  une loi de puissance avec une coupure exponentielle.

Nous simulons donc les données avec une loi de puissance simple et nous appliquons le test d'hypothèse précédent sur les 150 spectres simulés. La distribution de la valeur de ce test est représentée sur la figure 7.7 pour différents flux différentiels à 1 TeV (1%  $\phi_{0_{Crabe}}$ , 10%  $\phi_{0_{Crabe}}$  et  $\phi_{0_{Crabe}}$ ) et un indice spectral  $\Gamma$  de 2.3. Pour des flux faibles, nous observons que la distribution de ce test ne suit plus un  $\chi^2$  à un degré de liberté (figures 7.7.a et 7.7 .c). En utilisant la reprojction pour ces mêmes flux, la distribution suit bien un  $\chi^2$  à un degré de liberté. Pour une valeur seuil définie de ce test, nous pouvons estimer la proportion des tests qui ont donnés une valeur inférieure à ce seuil.

On requiert  $\lambda > 9$  (c'est-à-dire une significativité de  $3\sigma$ ) comme limite en significativité d'une hypothèse sur une autre. Même sans utiliser aucune reprojction, nous pouvons voir que quelque soit le flux différentiel à 1 TeV, la détection d'une énergie de coupure alors que les données suivent une loi de puissance pure n'est quasiment jamais significative. A 1% de la Nébuleuse du Crabe, le flux est beaucoup trop faible pour détecter une coupure exponentielle c'est pourquoi il n'y a jamais de "fausse" détection. A 10% nous observons qu'avec une limite à  $3\sigma$ , dans 10% des cas nous pouvons détecter une fausse coupure significative (figure 7.7.c). Il y a donc bien un risque de faux positifs. Pour un flux autour de celui de la Nébuleuse du Crabe, une fausse détection de coupure exponentielle n'est pratiquement jamais significative et la distribution de  $\lambda$  est bien représentée par un  $\chi^2$  à un degré de liberté (figure 7.7.e). En augmentant la statistique notamment à haute énergie avec la reprojction (colonne de droite sur la figure 7.7), quelque soit le flux la détection d'une fausse énergie de coupure n'est plus jamais significative.

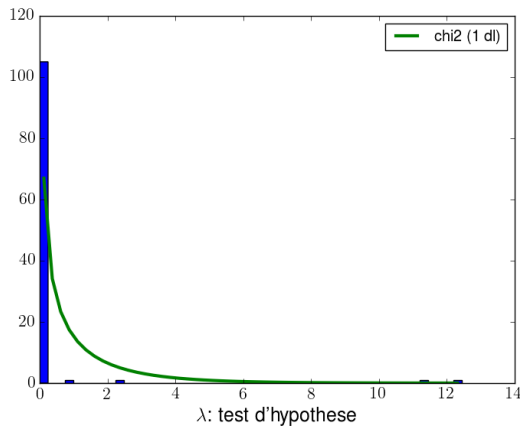
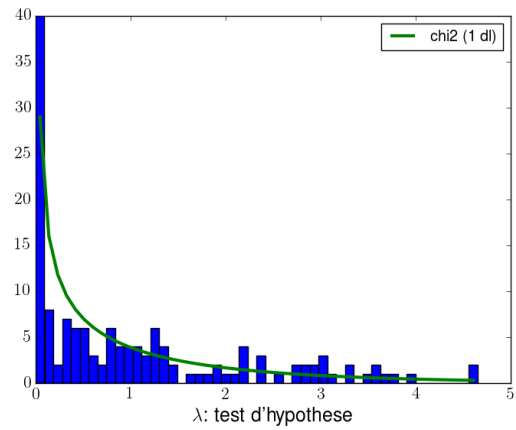
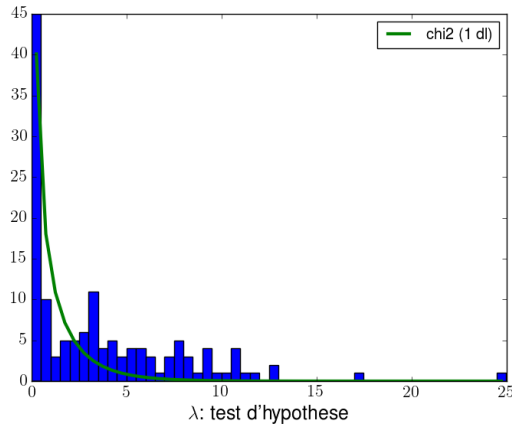
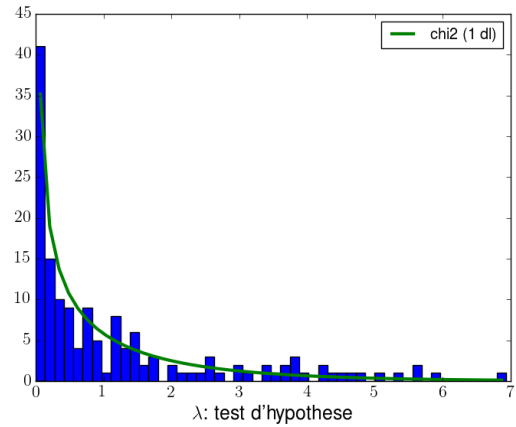
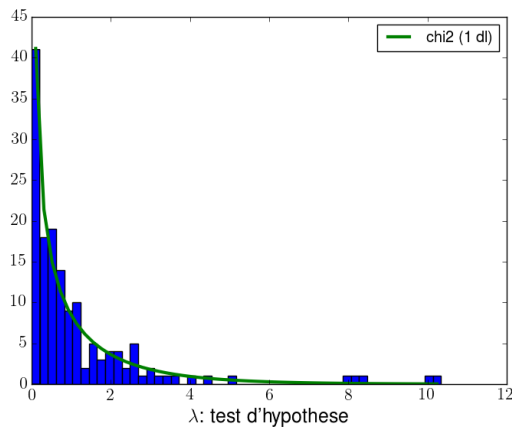
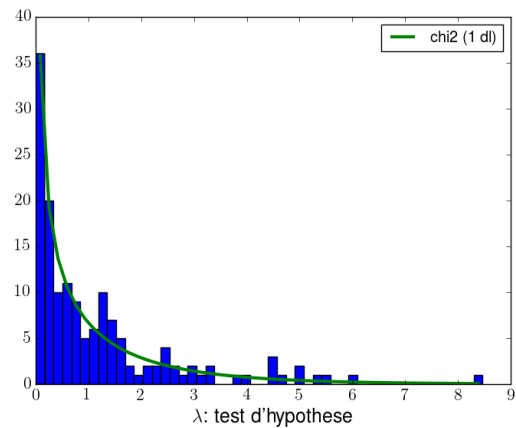

 (a) Sans reprojection,  $\phi_0 = 1\% \phi_{Crabe}$ 

 (b) Avec reprojection,  $\phi_0 = 1\% \phi_{Crabe}$ 

 (c) Sans reprojection,  $\phi_0 = 10\% \phi_{Crabe}$ 

 (d) Avec reprojection,  $\phi_0 = 10\% \phi_{Crabe}$ 

 (e) Sans reprojection,  $\phi_0 = \phi_{Crabe}$ 

 (f) Avec reprojection,  $\phi_0 = \phi_{Crabe}$ 

FIGURE 7.7 – Distribution du test d’hypothèse  $\lambda$  où  $H_0$  est une loi de puissance et  $H_1$  une loi de puissance avec une coupure exponentielle appliqué sur 150 spectres simulés avec une loi de puissance simple d’indice spectral  $\Gamma=2.3$  et de flux différentiel à 1 TeV= $1\% \phi_{Crabe}$  (figures du haut),  $10\% \phi_{Crabe}$  (figures du milieu) et  $\phi_{Crabe}$  (figures du bas). Sans utiliser la reprojection pour les figures de la colonne de gauche (a, c et e) et en utilisant la reprojection pour les figures de la colonne de droite (b, d, f). La courbe verte représente l’ajustement d’un  $\chi^2$  à un degré de liberté sur ces distributions.

### 7.3.3.2 Détection d'une coupure : faux négatifs

Dans cette section nous générons les MC avec une loi de puissance avec une énergie de coupure exponentielle et nous appliquons de la même manière que dans la section précédente le test du rapport d'hypothèse. La distribution du  $\lambda$  est effectuée pour des spectres simulés avec deux énergies de coupures (20 et 30 TeV) et différents flux (1%  $\phi_{0Crabe}$ , 5%  $\phi_{0Crabe}$  et 10%  $\phi_{0Crabe}$ ). L'indice spectral est ici de  $\Gamma=1.6$ .

On requiert de nouveau une limite à  $3\sigma$  pour la significativité d'une hypothèse par rapport à l'autre. Dans la table 7.2, on peut lire le pourcentage du nombre de simulations MC sur les 150 spectres simulés pour lequel le test est supérieur à  $3\sigma$  c'est-à-dire les cas pour lesquelles nous reconstruisons plus significativement la coupure exponentielle. Sans reprojection, pour un flux autour de 1% de la Nébuleuse du Crabe, dans plus de 80% des cas nous ne détectons pas la coupure de manière significative car à ces flux là, la méthode n'est sensible à aucune coupure. Quand le flux augmente, comme attendu cette probabilité diminue (toujours autour de 30% pour un flux autour de 5% de la Nébuleuse du Crabe et une énergie de coupure autour de 30 TeV. Pour une source au-delà de 10% de la Nébuleuse du Crabe, la coupure est toujours détectée significativement même sans reprojection.

En utilisant la reprojection, quelque soit le flux, la coupure est mieux reconstruite. Elle est toujours ratée dans environ 20% des cas pour un flux vraiment faible autour de 1% de la Nébuleuse du Crabe mais pour des flux plus élevés, la coupure est toujours plus significative qu'une loi de puissance pure. Comme déjà observé dans la section 7.3.2.3, en plus de détecter significativement une coupure, la valeur même de la coupure est bien reconstruite pour des flux assez faibles autour de 10% de la Nébuleuse du Crabe quand nous utilisons la reprojection.

TABLE 7.2 – Pourcentage du nombre de simulation MC sur 150 spectres simulés dont le test d'hypothèse  $\lambda$  entre une loi de puissance et une loi de puissance avec une coupure exponentielle est supérieur à  $3\sigma$ . Les spectres sont générés avec une loi de puissance avec une énergie de coupure exponentielle d'indice spectral  $\Gamma=1.6$  et pour 3 flux différentiels à 1 TeV : 1%  $\phi_{0Crabe}$ , 5%  $\phi_{0Crabe}$  et 10%  $\phi_{0Crabe}$ . Nous utilisons deux valeurs d'énergie de coupure pour générer les MC : 20 TeV et 30 TeV.

Flux à 1 TeV \ Énergie de coupure	1% $\phi_{0Crabe}$	5% $\phi_{0Crabe}$	10% $\phi_{0Crabe}$
Sans reprojection			
20 TeV	10 %	100 %	100 %
30 TeV	15 %	70 %	100 %
Avec reprojection			
20 TeV	60 %	100 %	100 %
30 TeV	90 %	100 %	100 %

### 7.3.4 Application de la reprojection à deux sources ponctuelles au GC

L'étude plus détaillée de la morphologie de l'émission diffuse au GC a permis la découverte d'une nouvelle source ponctuelle au GC avec H.E.S.S. proche de l'arc radio vraisemblablement produit par le candidat Nébuleuse de pulsar G0.13-0.11 (Abramowski et al., 2017). Cette source très peu brillante, avec un flux autour de 1% de celui de la Nébuleuse du Crabe, pour laquelle nous disposons de beaucoup d'observations est un cas parfait où les biais induits sur les paramètres spectraux avec

la méthode de la vraisemblance profilée utilisée dans H.E.S.S. ont un impact considérable. En effet sur la figure 7.8.a, les résidus, par rapport au spectre ajusté avec l'analyse 1D sans reprojexion entre 0.3 et 30 TeV, nous indiquent que la solution obtenue présente un indice trop élevé. C'est le comportement attendu en raison des faibles statistiques mis en évidence ci-dessus. Sur la figure 7.8.b, nous appliquons le troisième niveau de reprojexion défini dans la table 7.1 validé avec l'outil MC précédent. Un regroupement des bins en énergie est également utilisé à partir de 8 TeV en imposant une significativité supérieure à  $5\sigma$  par bin. Le biais sur les résidus est clairement résorbé et nous obtenons un spectre bien plus dur que précédemment avec  $\Gamma \sim 2.2$  au lieu de  $\Gamma \sim 2.7$ . Cette méthode de reprojexion a donc permis d'extraire le spectre de cette source très faible que nous avons récemment publié dans (Abramowski et al., 2017).

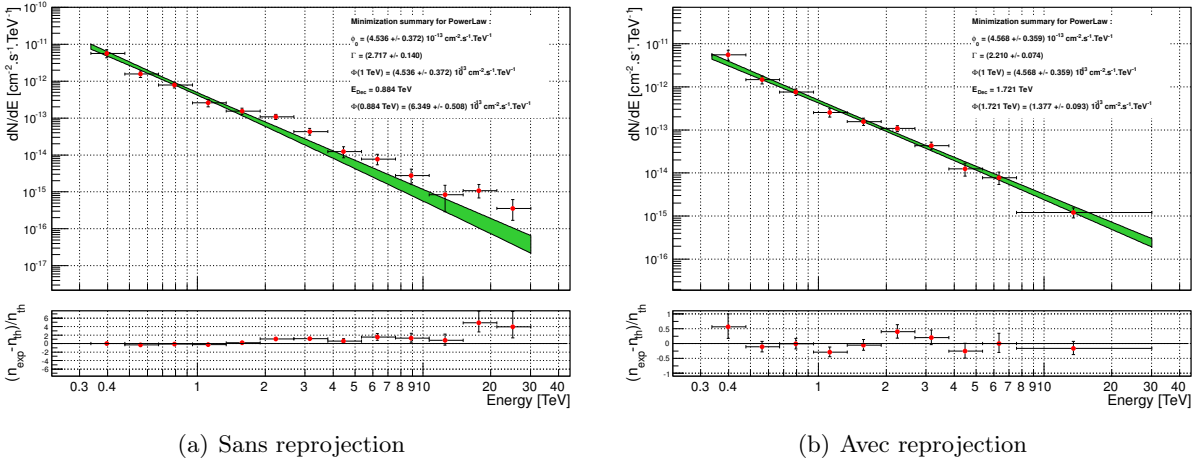


FIGURE 7.8 – Spectres de la source de l'Arc au Centre Galactique, HESS J1746-285 au GC, récemment détectée par Abramowski et al. (2017), (a) sans reprojexion des observations (b) en utilisant la reprojexion. Les données proviennent de l'analyse HAP-FR pour la configuration CSG décrit dans la section 5.4.4. Les spectres sont extraits entre 0.3 et 30 TeV.

La Nébuleuse de pulsar G0.9+0.1 qui est une des deux sources les plus brillantes au TeV au centre Galactique, à quelques pour cent de la Nébuleuse du Crabe, permet de mettre en évidence l'importance de la reprojexion et du regroupement des bins en énergie lors de la reconstruction spectrale pour déterminer une coupure. Sur la figure 7.9 est représenté le spectre de cette source quand nous supposons une loi de puissance simple (spectres du haut, figure 7.9.a, b) et une loi de puissance avec une coupure exponentielle (spectres du bas, figure 7.9.c, d). Cette source présente une coupure significative dans son spectre, détectée à plus de  $4\sigma$  lorsqu'on réalise le test du rapport des vraisemblances entre l'hypothèse loi de puissance simple et l'hypothèse coupure exponentielle (section 7.1.2). Les spectres de la figure 7.9 mettent un évidence que le regroupement des bins à haute énergie est nécessaire afin de trouver une coupure cohérente. Pour la loi de puissance simple les paramètres spectraux ajustés avec ou sans regroupement des bins sont similaires. Pour la loi de puissance avec une coupure exponentielle qui nous intéresse pour cette source, le regroupement des bins à haute énergie permet de trouver une coupure cohérente pour le spectre de cette source autour de 5.5 TeV comme le montre les résidus. Sans regroupement, la coupure non contrainte est plus basse et donc l'indice spectral plus petit comme observé avec la simulation MC précédemment.

La simulation MC que nous avons développée a permis de mettre en évidence certains comportements des paramètres ajustés visibles également sur de vraies données. Le cas particulier de ces deux sources ponctuelles au GC pour lesquelles nous possédons de nombreuses observations met

en évidence la nécessité de la reprojexion et/ou du regroupement des bins en énergie lors de la reconstruction spectrale pour des sources faibles.

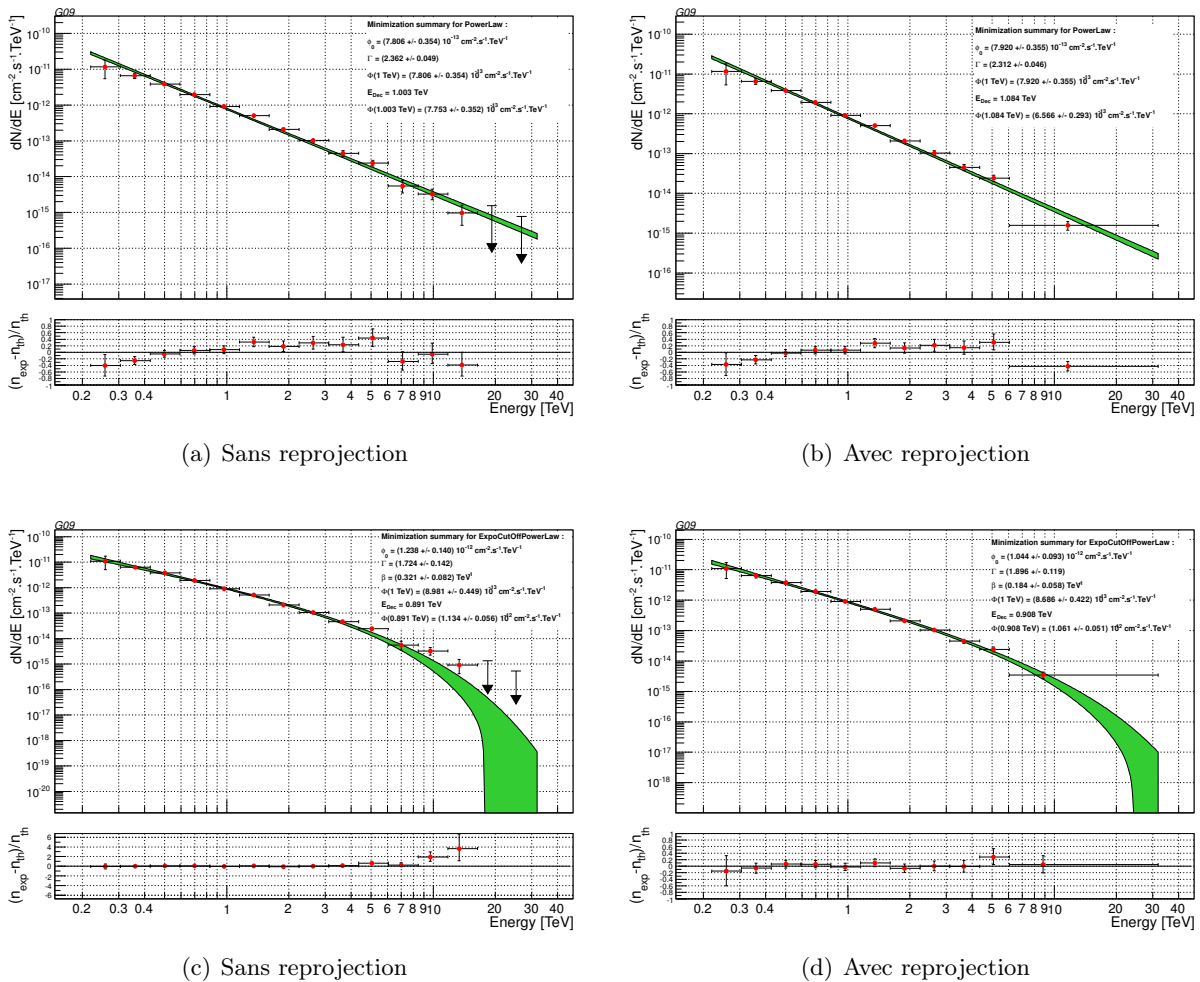


FIGURE 7.9 – Spectre de la nébuleuse de pulsar au Centre Galactique G0.9+0.1. Les spectres sont extraits entre 0.250 et 40 TeV. Les figures du haut sont obtenues en supposant une loi de puissance simple et les figures du bas en supposant une loi de puissance avec une coupure exponentielle, à gauche sans reprojexion et à droite avec reprojexion et regroupement des bins en énergie à partir de 5 TeV en requérant 6  $\sigma$  par bin. Les spectres sont extraits entre 0.25 et 30 TeV.

## 7.4 Conclusion

L'utilisation de la statistique "ON/OFF" avec la méthode de la vraisemblance profilée peut conduire à des biais très importants sur les paramètres spectraux reconstruits dans le cas de sources faibles avec beaucoup d'observations. L'outil MC développé ici pour simuler des spectres avant d'appliquer la procédure standard utilisée pour la reconstruction spectrale permet de valider la méthode pour des sources brillantes et montre la nécessité de développer une technique de regroupement d'observations, pour les sources faibles afin d'augmenter la statistique et de diminuer le nombre de degrés de liberté du système. La reprojexion permet, que ce soit pour la simple loi de puissance ou la loi de puissance avec une coupure exponentielle, de mieux reconstruire les paramètres spectraux ajustés pour les sources de flux faibles jusqu'à 1% de la Nébuleuse du Crabe. Un léger biais, d'en-

viron quelques pour cent, persiste cependant sur la reconstruction de l'énergie de coupure pour les sources autour de 10% de la Nébuleuse du Crabe.

Cet outil MC permet aussi d'étudier la sensibilité de la méthode pour un lot de données à certaines formes spectrales comme la probabilité de détecter une fausse énergie de coupure ou de la rater. Pour des sources autour de 10% de la Nébuleuse du Crabe quand nous n'utilisons aucune reprojction, il est possible de détecter une énergie de coupure dans 10% des cas alors que les données étaient simulées avec une loi de puissance simple. De même lorsque nous simulons les données avec une loi de puissance en ajoutant une coupure exponentielle, la détection d'une coupure n'est pas toujours significative pour les sources faibles. Dans les deux scénarios, utiliser la reprojction permet d'améliorer la sensibilité à la loi spectrale présente dans les données.

Cette analyse permet de mettre en évidence l'importance d'utiliser ce type d'outil MC pour tester la reconstruction spectrale utilisée en astrophysique des hautes énergies et évaluer les biais produits par cette méthode. Dans le chapitre suivant, nous présentons la nouvelle analyse 3D permettant d'ajuster simultanément une morphologie et un spectre, développée dans le logiciel *GammaPy* en cours de développement pour CTA, que nous avons également commencé à tester avec un outil MC.





## Chapitre 8

# Implémentation et premiers résultat de l'analyse 3D

### Sommaire

---

<b>8.1 Principe et méthode de l'analyse en cube . . . . .</b>	<b>194</b>
8.1.1 Principe général . . . . .	194
8.1.2 Modèle pour le cube de données de fond . . . . .	195
8.1.3 Construction des fonctions d'instrument nécessaire à l'analyse 3D . . . . .	195
<b>8.2 Première validation de l'analyse 3D dans <i>Gammapy</i> avec un outil Monte Carlo . . . . .</b>	<b>197</b>
8.2.1 Simulation d'un fichier d'évènements . . . . .	197
8.2.2 Distribution des paramètres spatiaux et spectraux reconstruits . . . . .	199
8.2.3 Validation pour une loi de puissance simple . . . . .	201
8.2.4 Validation pour une loi de puissance avec une coupure exponentielle . . . . .	204
8.2.5 Perspectives . . . . .	206
<b>8.3 Analyse avec de vraies données sur des sources ponctuelles . . . . .</b>	<b>207</b>
8.3.1 Analyse de la Nébuleuse du Crabe . . . . .	208
8.3.2 Analyse de l'AGN PKS 2155-304 . . . . .	209
<b>8.4 Conclusion et Perspectives . . . . .</b>	<b>211</b>

---

Avec l'amélioration de la sensibilité et de la résolution angulaire de l'astronomie Tcherenkov des très hautes énergies, nous avons à analyser des images du ciel révélant une ou plusieurs sources, dont les morphologies sont de plus en plus précises et complexes. En particulier l'émission diffuse au GC que nous étudions résulte de différentes composantes structurées et de diverses sources non résolues. De plus l'émission diffuse du plan Galactique mise en évidence à très haute énergie (Abramowski et al., 2014) contribue à une fraction importante de l'émission. Le développement d'une analyse 3D (dites aussi analyse en cube) permettant d'ajuster simultanément la morphologie et le spectre des sources est donc un enjeu considérable pour pouvoir séparer les différentes composantes présentes dans une région du ciel. Les analyses 3D existantes comme celles utilisées pour le Fermi/LAT (Abdo et al., 2009a) reposent sur la connaissance a priori du fond. Or, en astronomie Tcherenkov la forte variabilité du fond avec les conditions d'observation rend très difficile la construction d'un modèle de fond. Il s'agit donc d'un point très sensible de l'analyse sur lequel nous avons particulièrement travaillé.

Dans ce chapitre, nous détaillons le principe général de l'analyse en cube que nous avons implémenté dans le logiciel *Gammapy* (section 8.1) et notamment la méthode mise en place pour créer

un cube de données de fond quelle que soit la bande en énergie choisie (8.1.2). Dans un deuxième temps, à l'aide de simulations Monte Carlo (MC) de gerbes électromagnétiques et du détecteur, par une comparaison systématique avec l'analyse 1D classique, nous validerons l'approche choisie (section 8.2). Une partie de ces résultats ont été publiés dans (Jouvin et al., 2017b). Enfin, nous présenterons les premiers résultats sur quelques sources ponctuelles (section 8.3).

## 8.1 Principe et méthode de l'analyse en cube

### 8.1.1 Principe général

L'analyse 3D permet d'ajuster simultanément un modèle spatial et spectral sur les données. Le principe général est similaire à l'analyse morphologique présentée brièvement dans le chapitre précédent et est fondé sur la comparaison entre un cube d'événements mesurés et un cube d'événements prédits par le modèle. Le format de données sous forme de cube est établi pour un nombre donné d'observations, en utilisant un échantillonnage spatial (2D) et en énergie (1D) donné.

Le cube d'événements mesurés (cube ON) est par définition composé du fond résiduel et du signal lié aux sources que nous voulons étudier. Pour pouvoir être comparé aux données, le cube d'événements prédits doit être également composé d'un fond (prédit par un modèle de fond) et d'un signal (prédit par le modèle de la source). Ce dernier est convolué par les fonctions d'instrument (IRFs) correspondants aux observations utilisées.

Le modèle de la source est composé :

- *d'un modèle spectral* qui est une loi spectrale comme par exemple une loi de puissance simple ( $\propto \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\Gamma}$ ) ou une loi de puissance avec une coupure exponentielle ( $\propto \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\Gamma} \exp^{-\beta E}$ ),
- *d'un modèle spatial* qui représente la morphologie  $M$  de la source. Pour une source de morphologie assez simple et symétrique, nous pourrions par exemple utiliser une gaussienne symétrique 2D dont nous ajusterons la largeur, pour estimer l'extension de la source, et l'amplitude pour obtenir son flux. Nous supposons des morphologies indépendantes de l'énergie.

Les fonctions d'instrument nécessaires pour l'analyse 3D correspondant aux observations utilisées incluent le cube d'exposition moyenne de tous les runs constituant le lot d'observations de la source (EXPOSITION), le cube de PSF moyenne (PSF) ainsi que la résolution en énergie moyenne. Elles sont présentées dans la section 8.1.3. Le modèle spatial est multiplié par le cube d'exposition et convolué avec le cube de PSF. Le modèle de fond est construit à partir des données de fond et sera décrit dans la partie suivante. La figure 8.1 présente le schéma de principe de cette analyse en cube pour une bande en énergie donnée du cube.

L'ajustement de la forme spectrale et de la morphologie supposées pour la source est obtenue en comparant le nombre de coups prédit par le modèle et le nombre de coups observé, dans chaque intervalle en énergie et pixel spatial du cube. Cette comparaison s'effectue par une minimisation de la fonction de vraisemblance prenant en compte la distribution Poissonnienne du nombre d'événements dans chaque intervalle. Nous disposons d'un modèle de fond pour cet ajustement et nous utilisons donc une statistique de *Cash* (Cash, 1979). Cette minimisation est réalisée avec le paquet Python Sherpa (CIAO v4.5, Refsdal et al. (2009)) adapté pour un ajustement à trois dimensions combinant une partie spatiale et une partie spectrale. Nous avons créé les méthodes afin de pouvoir prendre en compte la convolution par la PSF de la partie spatiale et de tenir compte de la résolution en énergie.

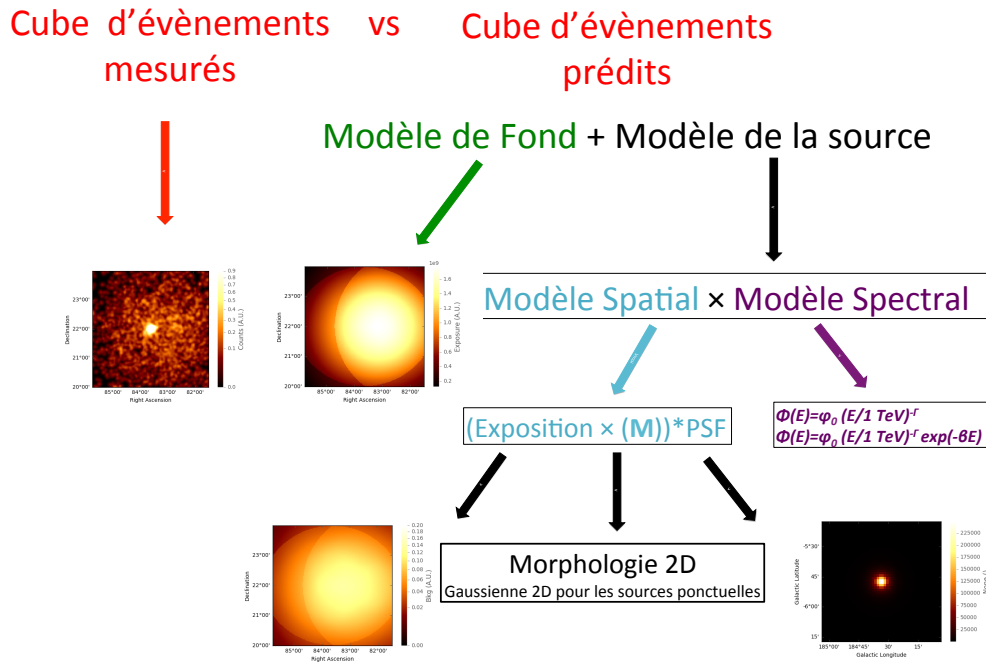


FIGURE 8.1 – Illustration de la construction du cube d'événements prédits pour une bande en énergie du cube à partir d'un cube de fond, d'une PSF et d'un cube d'exposition. Les paramètres du modèle spatial et spectral supposé pour la source sont ensuite ajustés en comparant au nombre de coups mesurés.

### 8.1.2 Modèle pour le cube de données de fond

Le modèle de fond utilisé pour produire le cube de fond prédit est fondé sur la méthode du "Field of View Background" décrite dans la section 6.4.1 pour construire des images 2D sur une bande en énergie définie. En additionnant les cartes de fond de chaque run, une carte d'événements de fond prédits est créée pour un ensemble d'observations. En répétant l'opération pour chaque intervalle en énergie du cube, nous obtenons un cube du modèle de fond. La normalisation du modèle s'effectue ensuite en imposant que la somme des événements du cube d'événements mesurés en dehors des régions d'exclusion, soit égale à la somme des événements prédits en dehors des régions d'exclusion par le modèle de fond pour chaque intervalle en énergie du cube.

### 8.1.3 Construction des fonctions d'instrument nécessaire à l'analyse 3D

Le nombre de coups prédit dans un intervalle en énergie vraie  $n_{vraie}$  de centre  $E_{vraie}$  est obtenu en combinant le modèle spatial et spectral  $\phi(E)$ . Le modèle spatial de source est multiplié par un cube d'exposition puis ensuite convolué par la PSF :

$$n(E_{vraie}) = (\text{Modele spatial 2D} \times \text{Exposition}(E_{vraie})) * \text{PSF}(E_{vraie}) \times \phi(E_{vraie}) \quad (8.1)$$

Ces cubes d'exposition et de PSF moyens (section 8.1.3.1 et 8.1.3.2) doivent donc être calculés en amont de l'analyse. De plus, la résolution en énergie doit être prise en compte dans la construction du cube d'événements prédits pour pouvoir comparer au nombre d'événements dans les bins en énergie reconstruite. Nous détaillons dans cette section, les méthodes que nous avons mises en place pour la construction de ces IRFs moyens. Les interpolations multilinéaires implémentées dans *GammaPy* permettent d'évaluer ces fonctions d'instrument pour les différentes énergies vraies, énergies

reconstruites et positions spatiales des cubes de données.

### 8.1.3.1 Cube d'exposition

L'exposition se définit comme le produit de la surface efficace  $A$  (section 6.1.1) et du temps de l'observation. Lors de l'ajustement de la morphologie d'une source, diffuse en particulier, il est nécessaire de prendre en compte les gradients de l'exposition qui pourraient introduire des biais dans les paramètres morphologiques reconstruits. C'est pour cette raison que le modèle spatial est multiplié par l'exposition (figure 8.1).

Comme détaillé dans la section 6.3.1, la surface efficace est déterminée pour chaque *run* pour 6 décalages angulaires dans le champ de vue et 20 intervalles en énergie vraie. Pour produire le cube, la surface est évaluée en chaque pixel de la dimension spatiale du cube et au centre de chaque intervalle en énergie en utilisant une interpolation bilinéaire en énergie vraie et en décalage angulaire. Le cube d'exposition totale est la somme des cubes d'exposition de chaque run. Pour un lot de données composé d'un nombre  $N_{obs}$  d'observations, pour un pixel de la carte à une position  $(x,y)$  du centre de la carte et pour une énergie  $E_{ref}$  :

$$Exposition(x, y, E_{ref}) = \sum_{i=1}^{N_{obs}} A_i(\theta_i(x, y), E_{ref}) \times t_i \quad (8.2)$$

avec  $A_i$  la surface efficace,  $\theta_i(x, y)$  le décalage angulaire du pixel par rapport à la direction de pointé du *run*  $i$  et  $t_i$  le temps d'observation soustrait du temps mort.

### 8.1.3.2 Cube de PSF

Comme pour la surface efficace, pour chaque *run* des tables de PSF sont produites pour 6 décalages angulaires dans le champ de vue et 20 intervalles en énergie vraie. Actuellement, dans l'analyse 3D développée, le cube de PSF n'est pas calculé pour chaque pixel de la dimension spatiale du cube (section 6.3.3). Cette approximation revient à supposer que le cube de PSF est constant dans toute la région d'intérêt sur laquelle est réalisé l'ajustement. En pré-requis de l'analyse, un cube de PSF est évalué à la position  $(x_s, y_s)$  dans le champ de vue de la région que l'on voudra ensuite étudier. Si l'on veut étudier plusieurs sources, il est possible d'évaluer un cube de PSF à différentes positions et de convoluer les modèles spatiaux 2D pour chaque source par chacun de ces cubes de PSF calculés indépendamment.

La PSF est déterminée en fonction de la distance angulaire à la source *rad* (section 6.3.3). Pour un lot de données composé d'un nombre  $N_{obs}$  d'observations, une énergie  $E_{ref}$  et une position de la région d'intérêt  $(x_s, y_s)$  du centre de la carte, la table de PSF moyenne en fonction de la distance à la source se détermine par le calcul suivant :

$$PSF_{moyenne}(rad, (x_s, y_s), E_{ref}) = \frac{\sum_i^{N_{obs}} A_i(\theta_i(x_s, y_s), E_{ref}) \times t_i \times PSF_i(rad, \theta_i(x_s, y_s), E_{ref})}{\sum_i^{N_{obs}} A_i(\theta_i(x_s, y_s), E_{ref}) \times t_i} \quad (8.3)$$

avec  $A_i$  la surface efficace,  $\theta_i(x_s, y_s)$  le décalage angulaire de la région d'intérêt par rapport à la direction de pointé du *run*  $i$  et  $t_i$  le temps d'observation soustrait du temps mort. Elle est pondérée par l'exposition afin de conserver le nombre d'excès prédit pour la somme de ces  $N_{obs}$  observations (Annexe F).

Nous calculons cette table moyenne au centre de chaque intervalle en énergie du cube. Nous la projetons ensuite à 2D sur une carte 2D en supposant une symétrie radiale.

### 8.1.3.3 Prise en compte de la résolution en énergie de l'instrument

Le cube de données et le cube de fond prédit sont construits en énergies reconstruites. Par conséquent, le cube d'évènements prédits par le modèle de source doit également être converti en énergie reconstruite. Pour cela, il faut tenir compte de la résolution en énergie de l'instrument.

En combinant ce nombre de coups prédit dans chaque intervalle en énergie vraie (equation 8.1) avec la résolution en énergie, nous obtenons le nombre de coups prédit dans un intervalle en énergie reconstruite  $[E_r^j, E_r^{j+1}]$  par la relation suivante :

$$N_{pred}(E_r^j, E_r^{j+1}) = \int_{E_{vraie}} n(E_{vraie}) \int_{E_r^j}^{E_r^{j+1}} ED(E_{reco}, E_{vraie}) dE_{reco} dE_{vraie} \quad (8.4)$$

avec  $ED$  la résolution en énergie. Comme pour la surface efficace et la PSF (section 6.3.2), la résolution en énergie est obtenue pour 6 décalages angulaires dans le champ de vue, 20 intervalles en énergie vraie ainsi que pour 100 intervalles en migration  $E_{vraie}/E_{reco}$ .

On définit la matrice de fonction de réponse (RMF pour Response Matrix Function) dans un *bin*  $j$  en énergie reconstruite  $[E_r^j, E_r^{j+1}]$  :

$$RMF^j(E_{vraie}) = \int_{E_r^j}^{E_r^{j+1}} ED(E_{reco}, E_{vraie}) dE_{reco}$$

En amont de l'analyse, une RMF moyenne est évaluée à une position  $(x_s, y_s)$  dans le champ de vue de la région qui nous intéresse. Comme pour la PSF, cette méthode revient à supposer qu'elle est constante dans toute la région sur laquelle s'étend la source ou l'émission modélisées. Les effets systématiques associés à cette approximation devront être étudiés mais elle permet de gagner un temps de calcul considérable.

Pour un lot de données composé d'un nombre  $N_{obs}$  d'observations, une énergie vraie  $E_{vraie}$  et une position  $(x_s, y_s)$  du centre de la carte, la RMF moyenne pour un *bin* en énergie reconstruite  $j$ ,  $RMF_{moyenne}^j$ , est pondérée suivant l'exposition de chaque *run* pour conserver le nombre d'excès prédit pour la somme de ces  $N_{obs}$  observations (Annexe F). Elle est définie par :

$$RMF_{moyenne}^j(\theta_s, E_{vraie}) = \frac{\sum_i A_i(\theta_i(x_s, y_s), E_{vraie}) \times t_i \times RMF_i^j(\theta_i(x_s, y_s), E_{reco}, E_{vraie})}{\sum_i A_i(\theta_i(x_s, y_s), E_{vraie}) \times t_i} \quad (8.5)$$

## 8.2 Première validation de l'analyse 3D dans *Gammapy* avec un outil Monte Carlo

Afin de valider l'approche choisie pour l'analyse 3D dans *Gammapy*, nous avons produit des observations synthétiques à l'aide des simulations Monte Carlo (MC) de photons  $\gamma$  développées dans la collaboration H.E.S.S et du fond tiré d'observations réelles. Nous avons donc généré des faux runs à partir des évènements reconstruits de ces simulations et d'observation de sources extragalactiques. Nous appliquerons la méthode 1D d'extraction spectrale classique (section 7.1) ainsi que l'analyse en cube (section 8.1.1) sur ces faux runs ce qui nous permettra d'établir une comparaison systématique entre ces deux méthodes pour l'ajustement des paramètres spectraux.

### 8.2.1 Simulation d'un fichier d'évènements

Pour simuler un run, nous allons donc générer un fichier d'évènements au format CTA (section 6.2) en générant une fausse source dans le champ de vue. Les simulations MC de photons  $\gamma$  sont

effectuées en utilisant les gerbes via le simulateur de gerbes KASCADE (Kertzman & Sembroski, 1994) et en simulant le détecteur avec un programme nommé SMASH (Guy, 2003). Pour une simulation aux conditions d'observation bien précises, les méthodes d'analyses seront appliquées pour différentes statistiques d'évènements reconstruits et, ayant passé les coupures de discrimination  $\gamma$ /fond. Pour ce faire, nous tirons aléatoirement un nombre d'évènements  $N$  dans la liste d'évènements passant les coupures de cette simulation, de manière uniforme et sans répétition. À partir de la surface totale utilisée pour générer les photons  $\gamma$  et pour un temps d'observation donné, le nombre d'évènements reconstruits  $N$  généré permet de modéliser différents flux de la source.

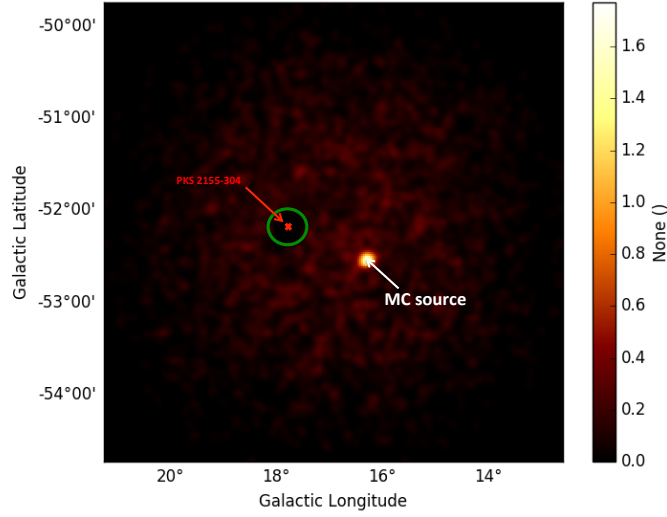
La simulation MC que nous utiliserons par la suite correspond à un angle zénithal de  $0^\circ$ , une efficacité optique de 80%, un angle azimutal de  $180^\circ$  et un décalage angulaire de la source dans le champ de vue de  $0.5^\circ$ . Les photons sont générés par une loi de puissance en  $E^{-\Gamma}$  d'indice spectral  $\Gamma = 2$ . Pour cette simulation, le nombre d'évènements simulés,  $N_{simu}$ , est autour de 760000 sur une surface circulaire  $A$  de rayon 550 m ( $\sim 3500 m^2$ ) et le nombre d'évènements reconstruits,  $N_{reco}$ , autour de 20000. Toutes les données ainsi que les coupures appliquées aux simulations de photons  $\gamma$  proviennent de l'analyse HAP-FR en utilisant la configuration *CSG* (section 5.4.4). En supposant un temps  $t$  et un nombre d'évènements tirés dans la liste d'évènements reconstruits  $N_t$ , nous pouvons simuler une source avec un spectre d'indice spectral  $\Gamma = 2$  et de flux intégré  $\phi$  donné par :

$$\phi = \left( \frac{N_{simu}}{N_{reco}} \times N_t \right) / (A \times t)$$

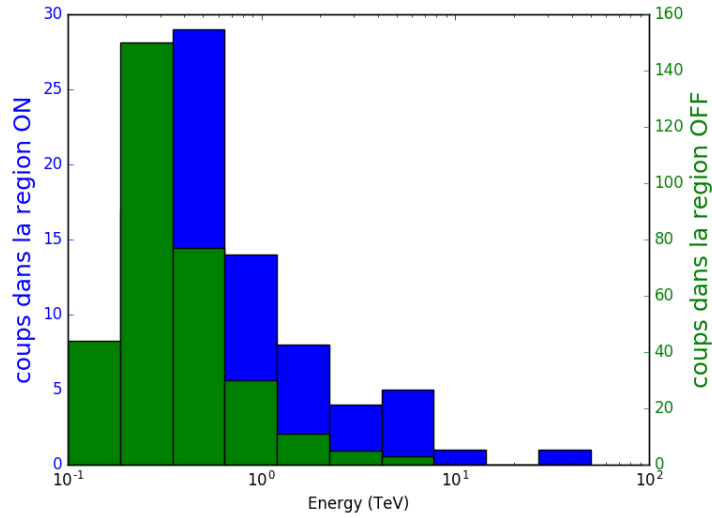
Ces simulations de photons  $\gamma$  nous permettent de simuler une source dans le champ de vue d'un *run* mais afin de valider la méthode d'analyse en cube, il nous faut aussi générer le fond pour le *run* en question. Pour ce faire, nous utilisons un *run* de l'AGN PKS 2155-304 avec des conditions d'observation très similaires à celles de la simulation MC (zénith de  $7^\circ$  et efficacité optique de 79%). Pour ce *run*, la source PKS 2155-304 possède un décalage angulaire de  $0.5^\circ$ . Tous les évènements du *run* associés à cette source sont supprimés en retirant tous les évènements situés à moins de  $0.3^\circ$  de PKS 2155-304. Tous les évènements restants correspondent donc à des évènements de fond et seront utilisés pour simuler le fond dans notre *run* test. Nous ajoutons donc à la table précédente ne comportant que les évènements de fond, les évènements de la fausse source positionnée à  $0.5^\circ$  de la direction de pointé du *run* de PKS 2155-304. Sur la figure 8.2, sont représentées les distributions spatiales et spectrales pour un *run* test où 100 évènements ont été tirés pour générer la source. Sur la figure 8.2.a est visible une zone sans évènement correspondant à la région de  $0.3^\circ$  autour de PKS 2155-304 (cercle vert). Nous pouvons également visualiser la source simulée, possédant un décalage angulaire de  $0.5^\circ$  à l'opposé dans le champ de vue de la caméra de la position de PKS 2155-304, et les évènements de fond du *run* répartis dans tout le reste du champ de vue. Les IRFs associées à ce *run* test dans le format décrit dans la section 6.3 sont évaluées pour les conditions d'observation de la simulation MC.

Nous pourrions également changer l'indice de la loi de puissance utilisée dans la simulation ainsi qu'ajouter une coupure exponentielle dans le spectre de la source par exemple, en ne tirant plus uniformément dans la liste d'évènements reconstruits mais en affectant un poids à chaque évènement lors du tirage. Pour chaque évènement reconstruit, nous avons accès à l'énergie vraie à laquelle il a été simulé. Soit  $\Gamma_{MC}$  l'indice spectral utilisé pour simuler la source (il est égal à 2),  $\Gamma$  le nouvel indice spectral de la loi que l'on veut simuler et  $\beta = 1/E_{coupure}$  où  $E_{coupure}$  est l'énergie de coupure exponentielle que l'on veut ajouter au spectre de la source. Le poids associé à chaque évènement reconstruit lors du tirage pour simuler la nouvelle loi spectrale de la source sera  $\propto E^{-\Gamma} / E^{-\Gamma_{MC}}$  pour une loi de puissance et  $\propto E^{-\Gamma} \exp(-\beta E) / E^{-\Gamma_{MC}}$  pour une loi de puissance avec une énergie de coupure exponentielle. Cette méthode est valide si le nombre d'évènements tirés dans la liste

d'évènements reconstruits n'est pas trop grand devant le nombre d'évènements reconstruits total (ici d'environ 20 000). Dans le cas contraire, nous nous rapprochons irrémédiablement d'une loi de puissance d'indice spectral 2 puisque le tirage est effectué sans répétition. Pour un nombre d'évènements tirés inférieur à 2000, cette pondération associée lors du tirage permet de correctement changer la loi spectrale initiale utilisée dans cette simulation MC.



(a)



(b)

FIGURE 8.2 – (a) Distribution spatiale des évènements simulés pour la source et des évènements de fond du *run* de l'AGN PKS 2155-304. L'image est centrée sur la direction de pointé du run. (b) Distribution spectrale dans la région ON sur une région de  $0.1^\circ$  (bleu) et distribution spectrale dans les régions OFF obtenue avec la méthode des fond multiples (vert).

### 8.2.2 Distribution des paramètres spatiaux et spectraux reconstruits

Pour un nombre d'évènements reconstruits donné, nous répétons le tirage afin de générer 200 runs tests sur lesquels nous appliquons la procédure d'extraction spectrale 1D classique ainsi que

l'analyse en cube.

Pour l'analyse spectrale 1D, nous testons deux lois spectrales : une loi de puissance simple et une loi de puissance avec une coupure exponentielle. Les événements sont extraits entre 0.1 et 100 TeV dans 20 bins en énergie. L'intervalle en énergie sur lequel est ajustée la forme spectrale est déterminé en fonction de la statistique disponible dans chaque *bin* en énergie. L'énergie maximale de l'ajustement correspond au dernier *bin* ayant une significativité supérieure à  $1.5\sigma$ . L'énergie seuil est déterminée comme étant l'énergie pour laquelle la surface efficace atteint 10% de sa valeur maximale (section 6.4.3). Dans cette analyse nous sommes en configuration source ponctuelle, nous utiliserons donc les IRFs déterminées pour cette configuration. Seuls les événements situés dans une région de  $0.11^\circ$  autour de la position de la source sont utilisés pour l'ajustement spectral.

Pour l'analyse 3D, nous testons les deux même lois spectrales que précédemment. La source générée étant une source ponctuelle, nous ajustons une gaussienne symétrique bidimensionnelle pour la partie spatiale. La position de la gaussienne et sa largeur à mi hauteur sont laissées libres pendant l'ajustement. Nous construisons un cube de données constitué de 20 intervalles en énergie espacés de manière logarithmique entre 0.2 et 100 TeV. Les images pour chaque bande en énergie du cube ont une taille de  $2.5^\circ \times 2.5^\circ$  centrées sur la position de la source test et chaque pixel a une taille de  $0.02^\circ \times 0.02^\circ$ . La taille des images est assez grande pour pouvoir normaliser le cube de fond sur le cube de données en dehors des régions d'exclusion sur une partie du champ de vue suffisamment large. Le cube de fond est obtenu avec la méthode présentée dans la section 8.1.2 à partir des courbes d'acceptances déterminées dans la section 6.3.4 pour la bande en angle zénithal  $0-34^\circ$ . Nous appliquons ensuite l'ajustement spectral et morphologique sur notre région d'intérêt (ROI pour Region Of Interest) de  $1^\circ \times 1^\circ$  autour de la source test. Les IRFs utilisées dans le cas de l'analyse 3D sont celles déterminées dans l'hypothèse de contenance totale de la source. Le tableau 8.1 synthétise les différentes caractéristiques des deux analyses.

TABLE 8.1 – Caractéristiques des analyses 1D et 3D

Analyse 1D	Analyse 3D
<ul style="list-style-type: none"> <li>- IRF source ponctuelle (<math>R=0.11^\circ</math>)</li> <li>- <math>E=0.1-100</math> TeV, 20 intervalles</li> <li>- Intervalle de l'ajustement : déterminé sur la statistique disponible dans chaque intervalle en énergie</li> <li>- ROI : disque centré sur la source de rayon <math>R=0.1^\circ</math></li> <li>- Extraction du fond : fonds réfléchis (section 6.4.1)</li> <li>- Ajustement : vraisemblance profilée avec une statistique ON/OFF (Chapitre 6.4.1)</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- IRF contenance totale</li> <li>- Cube : <math>E=0.2-100</math> TeV, 20 intervalles FOV : <math>2.5^\circ \times 2.5^\circ</math></li> <li>- morphologie spatiale : gaussienne symétrique 2D</li> <li>- ROI=<math>(1^\circ, 1^\circ)</math> autour de la source</li> <li>- Extraction du fond : Modèle de fond que nous avons développé fondé sur le "Field of View Background" (section 6.4.1)</li> <li>- Ajustement : fonction de vraisemblance avec une statistique de <i>Cash</i></li> </ul>

A titre d'exemple, sur la figure 8.3 sont représentées les distributions de l'indice spectral reconstruit sur les 200 runs, quand nous supposons une loi de puissance simple pour la loi spectrale. La procédure d'extraction spectrale 1D classique est utilisée pour la distribution 8.3.a et l'analyse 3D pour la distribution 8.3.b. Pour chaque *run* test, la source est simulée en tirant 1000 événements dans la liste d'événements reconstruits de la simulation MC des photons  $\gamma$  générés ici avec une loi de puissance d'indice spectral 2.2 (ligne verticale verte sur les distributions). Au regard de la valeur



médiane des distributions, les deux méthodes permettent de retrouver l'indice spectral utilisé pour simuler la source.

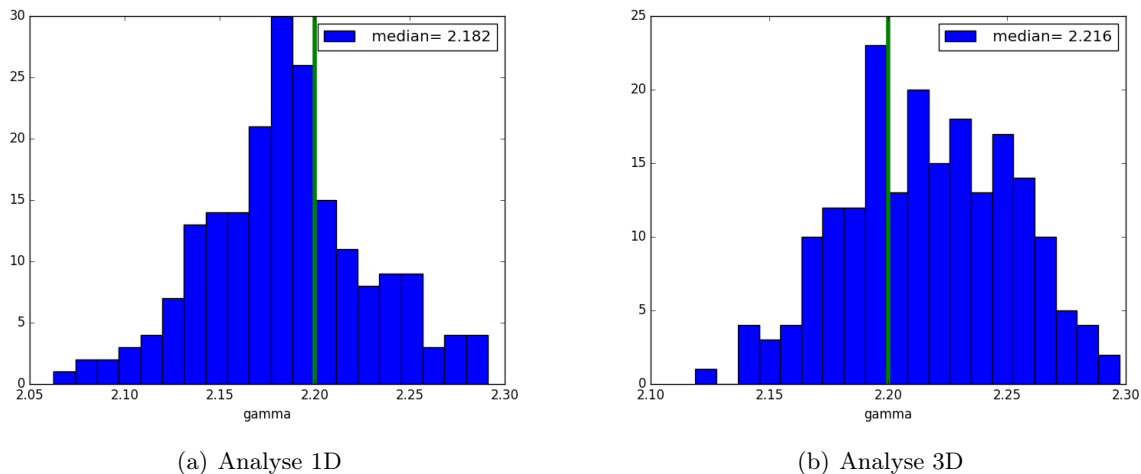


FIGURE 8.3 – Distribution de l'indice spectral reconstruit sur 200 runs tests pour lesquelles la source a été simulée en tirant 1000 événements dans la liste d'événements reconstruits de la simulation MC de photons  $\gamma$ . Les photons  $\gamma$  ont été générés avec une loi de puissance d'indice spectral 2.2 (ligne verticale verte sur les figures). Nous utilisons l'analyse spectrale 1D classique (a), l'analyse 3D (b), en supposant une loi de puissance pour la loi spectrale.

Dans la suite, nous allons étudier la reconstruction spectrale et spatiale de l'analyse 3D (figure 8.4,8.5,8.6,8.7,8.8 et 8.9) pour différentes lois spectrales et pour différentes statistiques de la source test (c'est-à-dire différents nombre d'événements utilisés pour la simuler). Pour toutes les figures représentant la reconstruction des paramètres spectraux, les points bleus représentent la valeur médiane des distributions des paramètres reconstruits sur les 200 runs tests et la barre d'erreur la dispersion de la distribution. La dispersion de la distribution sera représentée par les quartiles à 16% et 84% donnant l'intervalle autour de la médiane contenant 68% de la distribution. Le trait rouge horizontal correspond aux valeurs des paramètres spectraux d'entrée. Nous tirons un nombre d'événements variant de 50 à 1000 dans la liste d'événements reconstruits (axe horizontal du haut sur les figures qui suivent) correspondant donc à un certain flux de la source déterminé à partir de la surface totale utilisée dans la simulation MC de photons  $\gamma$  et du temps d'observation d'environ 26 minutes (axe des abscisses du bas sur les figures qui suivront).

### 8.2.3 Validation pour une loi de puissance simple

Dans cette partie, la source est générée avec une loi de puissance simple. Sur la figure 8.4, est représentée la médiane des distributions de l'indice spectral et du flux différentiel à 1 TeV reconstruits d'une source simulée avec un indice spectral  $\Gamma = 2$  et pour différents flux différentiels à 1 TeV (axe des abscisses). Nous utilisons l'analyse 1D à gauche et l'analyse 3D à droite. Dans ces runs tests il n'y a aucun événement de fond. Seul les événements tirés dans la liste de photons  $\gamma$  reconstruits de la simulation MC pour simuler la source test sont présents dans le champ de vue du run. Quelle que soit la statistique de 50 à 1000 événements, l'indice spectral et le flux différentiel à 1 TeV de la loi de puissance simulant la source sont bien reconstruits. Ils le sont également lorsque nous simulons des lois de puissance d'indice spectral plus grand. Ces premiers runs tests sans aucun fond permettent de valider l'analyse spectrale 1D et l'analyse 3D développées dans *Gammapy*.

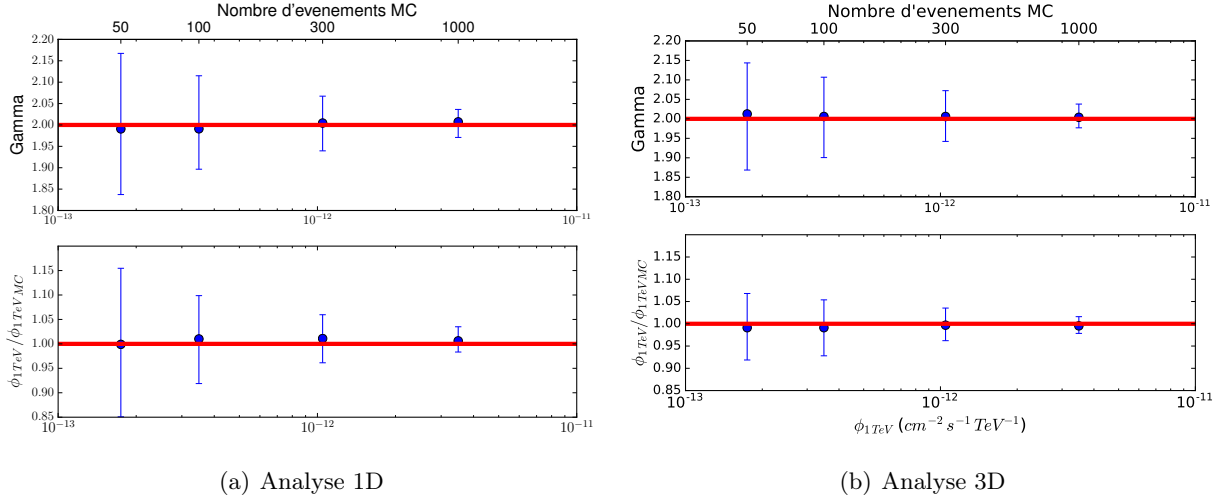


FIGURE 8.4 – Médiante de la distribution des paramètres spectraux ajustés sur 200 runs tests (points bleus) dont la source est générée avec une loi de puissance simple en  $E^{-\Gamma}$  d'indice spectral  $\Gamma = 2$  pour différents flux différentiels à 1 TeV de la source (abscisse sur les figures). Les données ne contiennent pas d'événements de fond. Les barres d'erreurs représentent la dispersion de la distribution autour de la valeur médiane. La ligne horizontale rouge correspond au paramètre spectral d'entrée. (a) Résultats en appliquant l'analyse 1D classique, (b) Résultats en appliquant l'analyse 3D.

Sur la figure 8.5, nous appliquons de nouveau les procédures d'ajustement 1D et 3D sur les runs tests qui contiennent cette fois les événements de fond du *run* de PKS 2155-304 présenté dans la section 8.2.1. Deux lois de puissances sont testées pour la source simulée  $\Gamma=2$  et  $\Gamma=2.6$ . Dans le cas de l'analyse 3D les paramètres spectraux sont très bien reconstruits. Les tests sont pour l'instant réalisés sur un seul *run* donc il n'est pas pertinent de simuler une source avec une statistique inférieure à 100 événements. Pour la procédure d'ajustement 1D standard, un biais important apparaît à faible statistique ( $\sim 100$  événements) avec des erreurs plus larges. Ce biais attendu dans l'analyse spectrale 1D causée par la statistique ON/OFF que nous utilisons pour extraire le fond a déjà été mis en évidence dans le chapitre 7 avec les outils standards de H.E.S.S. Pour l'analyse 3D, l'utilisation dans l'ajustement d'une statistique de *Cash* n'a pas de biais liés à l'estimation du fond puisqu'elle se fonde sur un modèle. Elle doit par contre présenter des incertitudes systématiques plus importantes liées aux erreurs sur l'estimation du fond.

Lors de l'analyse 1D, le spectre de la source est évalué sur une région de  $0.1^\circ$ . Seule environ la moitié des événements tirés est utilisée dans l'analyse spectrale. Dans le cas de l'analyse 3D, comme l'analyse est réalisée sur une région de  $1^\circ \times 1^\circ$  autour de la source simulée, tous les événements de la source sont utilisés dans l'analyse. Les très faibles statistiques que nous testons ici présentent des biais connus avec les outils standards de H.E.S.S., la détection d'une source avec 100 événements n'est pas significative. Pour tester des statistiques plus faibles, il faudra développer cette simulation MC pour un lot d'observations que l'on regroupera ensemble.

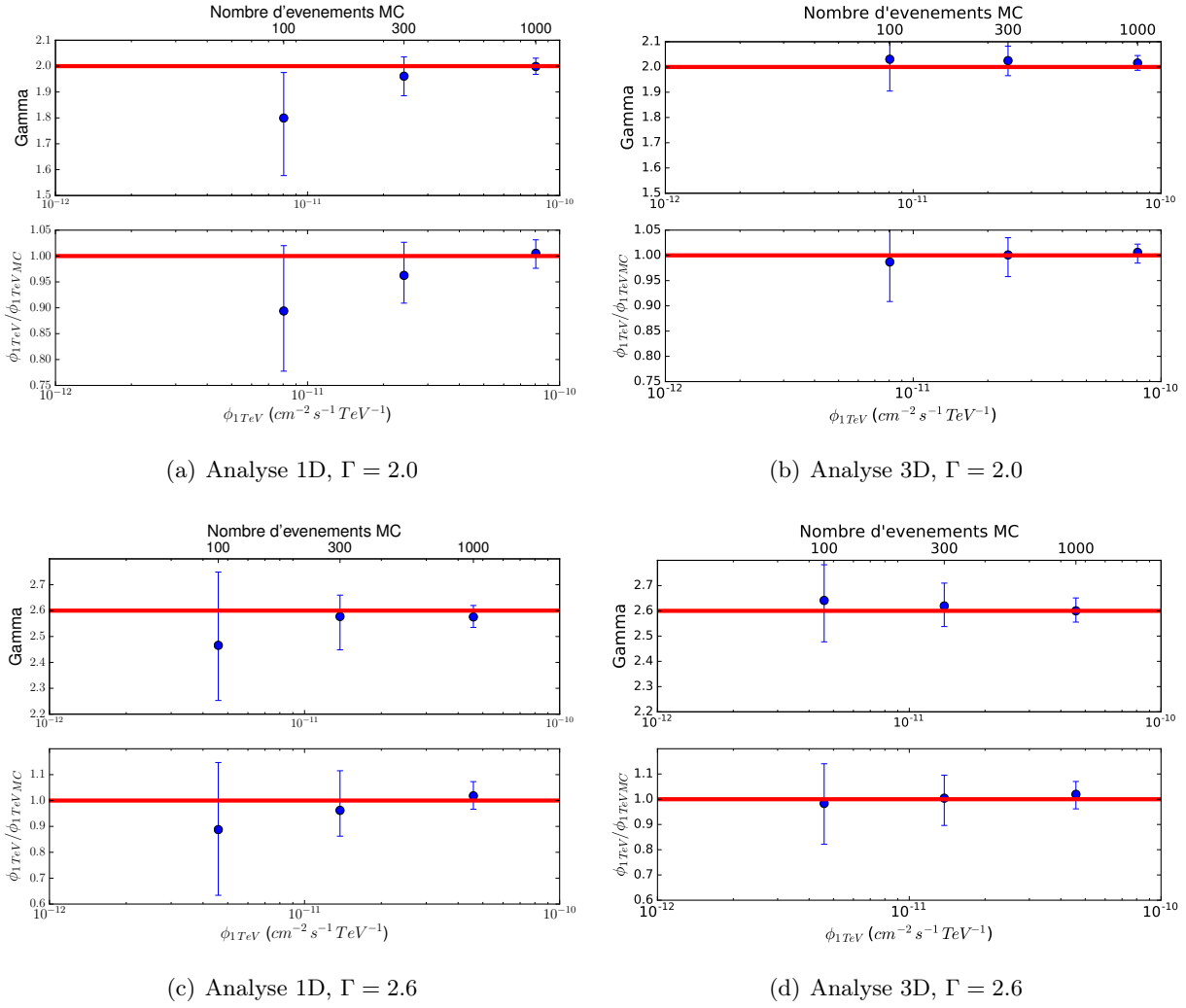


FIGURE 8.5 – Médiane de la distribution des paramètres spectraux ajustés sur 200 runs tests (points bleus) dont la source est générée avec une loi de puissance simple en  $E^{-\Gamma}$  d'indice spectral  $\Gamma = 2$  (figures du haut)  $\Gamma = 2.6$  (figures du bas) pour différents flux différentiels à 1 TeV de la source (abscisse sur les figures). Les données sont simulées avec du fond. Les barres d'erreurs représentent la dispersion de la distribution autour de la valeur médiane. La ligne horizontale rouge correspond au paramètre spectral d'entrée. Sur les figures de gauche les résultats sont obtenus en appliquant l'analyse 1D classique et à droite en appliquant l'analyse 3D.

Dans le cas de l'analyse 3D, pour tous les paramètres spectraux, la largeur de la gaussienne 2D ajustée pour la morphologie de la source est bien compatible avec une source ponctuelle. Lors de l'ajustement, nous imposons que la largeur soit positive. Nous obtenons donc des distributions qui sont piquées vers  $0^\circ$ . Afin de visualiser la contrainte que nous avons sur cette taille de source, nous représentons le quantile à 90% des valeurs du  $\sigma$  de la gaussienne symétrique 2D sur la figure 8.6. Nous obtenons donc une indication de la limite supérieure sur la taille de la source. Cette limite est plus faible que si nous avions directement pris la médiane des limites supérieures obtenues pour chaque ajustement de la largeur. Nous pouvons voir que plus la statistique augmente plus la contrainte est importante. Dans cette analyse, ce sont donc les erreurs systématiques qui seront largement dominantes sur la contrainte que nous possédons sur l'extension des sources.

Enfin la position de la source est bien reconstruite à environ  $0.02^\circ$  près. Ce petit biais sur la

position est intrinsèquement lié à la méthode utilisée pour la convolution par le cube de PSF qui n'est pas analytique mais fondée sur des algorithmes de transformées de Fourier efficaces pour le temps de calcul. Ce cube possède le même échantillonnage spatial que le cube de données. La taille des pixels choisie pour la dimension spatiale du cube de PSF, de  $0.02^\circ \times 0.02^\circ$ , a une incidence importante sur l'erreur de la position reconstruite de la source qui ne peut pas être plus faible que la taille du pixel. En effet les valeurs possibles pour le centre de la gaussienne 2D convoluée par la PSF sont celles de la grille spatiale. Un échantillonnage plus fin en pixel de  $0.01^\circ \times 0.01^\circ$  permet une estimation plus précise autour de  $0.01^\circ$  de la position. Pour les sources ponctuelles une méthode plus précise de convolution doit être développée. Une première étape serait de sur-échantillonner le modèle spatial obtenu en convoluant une morphologie 2D avec la PSF sur cette grille plus fine.

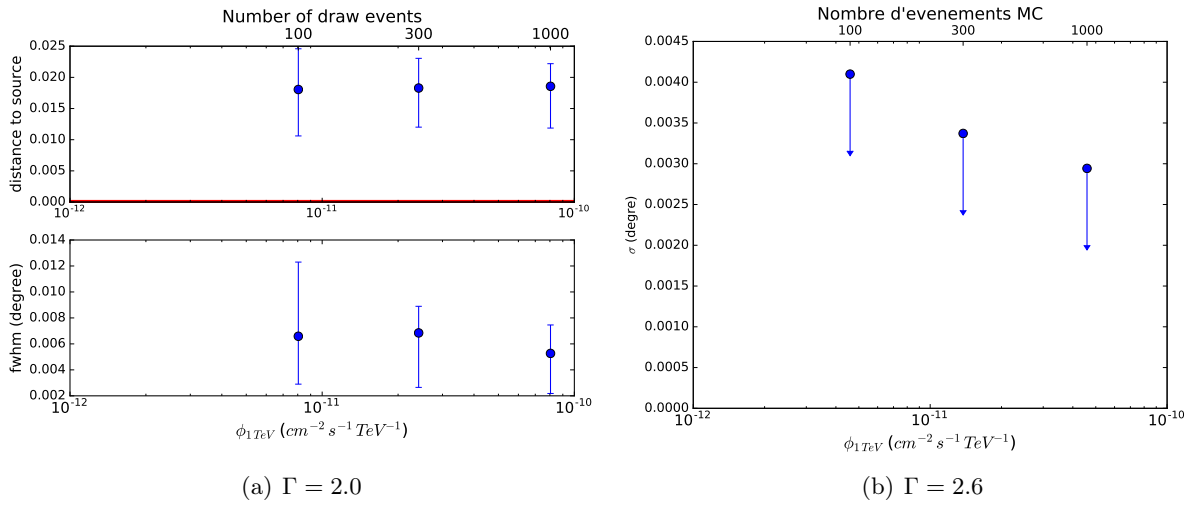


FIGURE 8.6 – Limite supérieure du  $\sigma$  de la gaussienne symétrique 2D ajustée sur 200 runs tests (points bleus) dont la source est générée avec une loi de puissance simple en  $E^{-\Gamma}$  d'indice spectral (a)  $\Gamma = 2$  (b)  $\Gamma = 2.6$  pour différents flux différentiels à 1 TeV de la source (abscisse sur les figures). Les données sont simulées avec du fond. Le point représente la valeur du quantile à 90% des  $\sigma$  ajusté sur chacune des 200 simulations MC.

L'ensemble de ces résultats montre que l'analyse 3D permet de reconstruire les paramètres spectraux mais aussi spatiaux de la source simulée sur ces runs tests générées avec une loi de puissance simple. Les biais sont plus limités pour la reconstruction des paramètres spectraux puisque la statistique disponible lors de l'ajustement est plus importante puisqu'il est effectué sur une région plus large. De plus, l'analyse 3D utilise un modèle de fond donc nous n'avons pas recours à la statistique ON-OFF ce qui limite les biais mis en évidence dans le chapitre 7. Cependant, des systématiques liées à ce modèle de fond seront aussi à étudier plus précisément.

### 8.2.4 Validation pour une loi de puissance avec une coupure exponentielle

Dans cette partie, nous testons la reconstruction d'une coupure exponentielle dans le spectre avec l'analyse 3D. Sur la figure 8.7, nous utilisons l'analyse spectrale 1D (a) et 3D (b) sur un *run* test sans aucun évènement de fond où la source est simulée par une loi de puissance d'indice spectral  $\Gamma = 2$  avec une coupure exponentielle à 10 TeV pour différents flux différentiels à 1 TeV (abscisse des figures). Avec une statistique suffisante, les paramètres spectraux et en particulier la coupure exponentielle sont bien reconstruits. Par rapport à l'ajustement d'une simple loi de puissance dans la section précédente (figure 8.4), une statistique de 100 évènements dans la source, même sans aucun

évènement de fond, rend très difficile la détection de la coupure et donc un biais apparait déjà sur la reconstruction des paramètres spectraux pour l'analyse 1D et 3D. En effet, l'ajustement de la coupure exponentielle est beaucoup plus sensible à la distribution en énergie des 100 évènements tirés dans la liste d'évènements reconstruits de la simulation MC de photons  $\gamma$  et elle n'est pas significative.

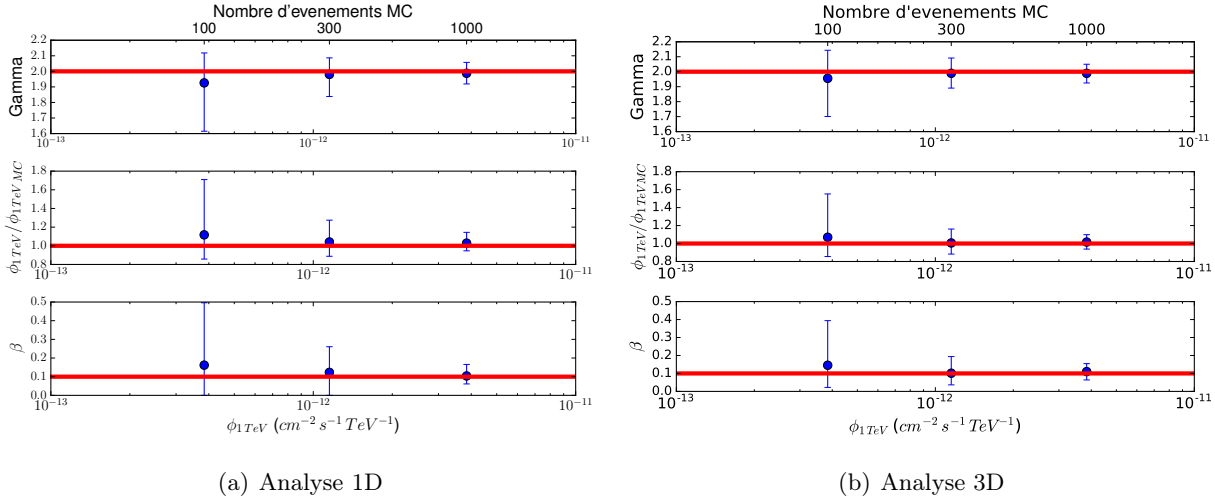


FIGURE 8.7 – Médiante de la distribution des paramètres spectraux ajustés sur 200 runs tests (points bleus) dont la source est générée avec une loi de puissance avec une coupure exponentielle ( $\propto E^{-\Gamma} \exp(-\beta E)$ ) à 10 TeV,  $\beta = 0.1$ , d'indice spectral  $\Gamma = 2$  pour différents flux différentiels à 1 TeV de la source (abscisse sur les figures). Les données ne contiennent pas d'évènements de fond. Les barres d'erreurs représentent la dispersion de la distribution autour de la valeur médiane. La ligne horizontale rouge correspond au paramètre spectral d'entrée. (a) Résultats obtenus en appliquant l'analyse 1D classique et (b) en appliquant l'analyse 3D.

Lorsqu'on ajoute des évènements de fond pour ce *run test* et que la statistique est suffisante (à partir d'environ 300 évènements), la coupure exponentielle est bien reconstruite que ce soit avec l'analyse 1D ou 3D comme observé sur la figure 8.8. Pour les très faibles statistiques ( $\sim 100$  évènements), le biais et notamment la dispersion des distributions apparaissent larges car comme mentionné précédemment pour ces faibles statistiques la distribution des évènements tirés en énergie est très dépendante de chaque tirage. Une statistique de 100 évènements n'est pas suffisante pour reconstruire significativement une coupure exponentielle. De nouveau, pour un même flux et donc un même nombre de photons  $\gamma$  issus de la source, les paramètres spectraux sont mieux reconstruits et les erreurs plus petites avec l'analyse 3D que 1D car dans le cas de l'analyse 1D en configuration source ponctuelle la région d'intérêt est restreinte à  $0.1^\circ$  seulement autour de la source donc seule une fraction des évènements de la source est utilisée dans l'ajustement. De plus, la statistique ON/OFF utilisée dans l'analyse 1D introduit un biais supplémentaire.

La reconstruction des paramètres spatiaux est indépendante du modèle spectral. Nous obtenons la même contrainte sur l'extension de la source (figure 8.9) et la même position de source que dans le cas d'une loi de puissance simple.

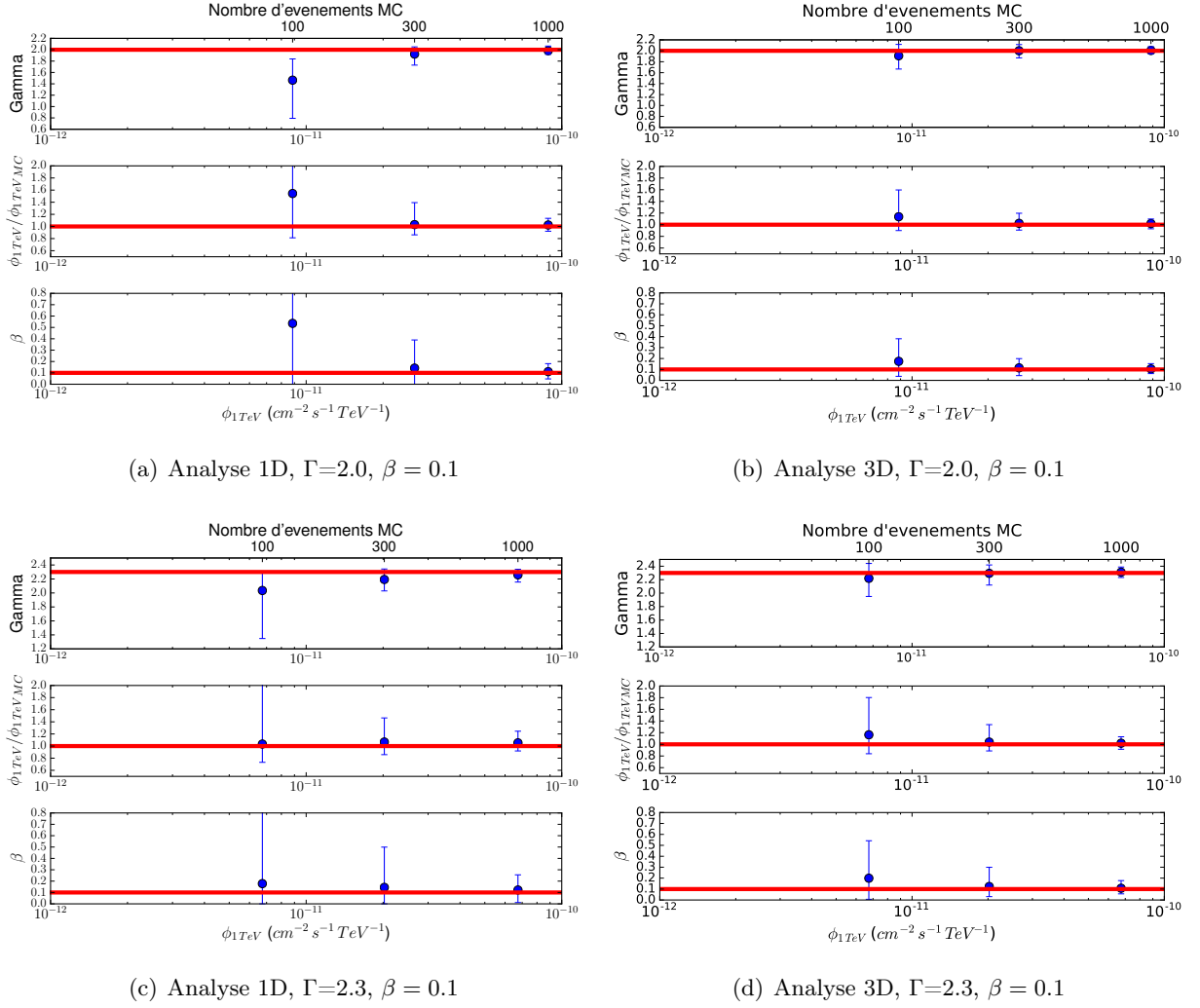


FIGURE 8.8 – Médiane de la distribution des paramètres spectraux ajustés sur 200 runs tests (points bleus) dont la source est générée avec une loi de puissance avec une coupure exponentielle ( $\propto E^{-\Gamma} \exp(-\beta E)$ ) à 10 TeV pour différents flux différentiels à 1 TeV de la source (abscisse sur les figures). Les données sont simulées avec du fond. Les barres d’erreurs représentent la dispersion de la distribution autour de la valeur médiane. La ligne horizontale rouge correspond au paramètre spectral d’entrée. Sur les figures de gauche, les résultats sont obtenus en appliquant l’analyse 1D classique et sur les figures de droite, en appliquant l’analyse 3D.

### 8.2.5 Perspectives

Nous avons développé ce nouvel outil MC permettant de simuler une source dans un *run test* à partir de la liste de photons  $\gamma$  reconstruits à partir d’une simulation MC de gerbes dans H.E.S.S. Il s’agit de la première étape de validation de l’analyse 3D que nous avons développé dans *Gammapy*. Pour un run, nous avons pu valider la reconstruction des paramètres spectraux obtenus avec l’analyse 3D dans le cas d’une loi de puissance simple pour différents flux et indices spectraux de la source simulée. Nous avons également validé la reconstruction d’une coupure exponentielle. Les paramètres spatiaux ajustés simultanément pour la morphologie de la source sont également validés par ce test. Les biais légers obtenus avec l’analyse 3D, inférieurs au pour cent, sont bien en deçà des systématiques requises pour CTA (section 5.5). La connaissance limitée de notre instrument sera la

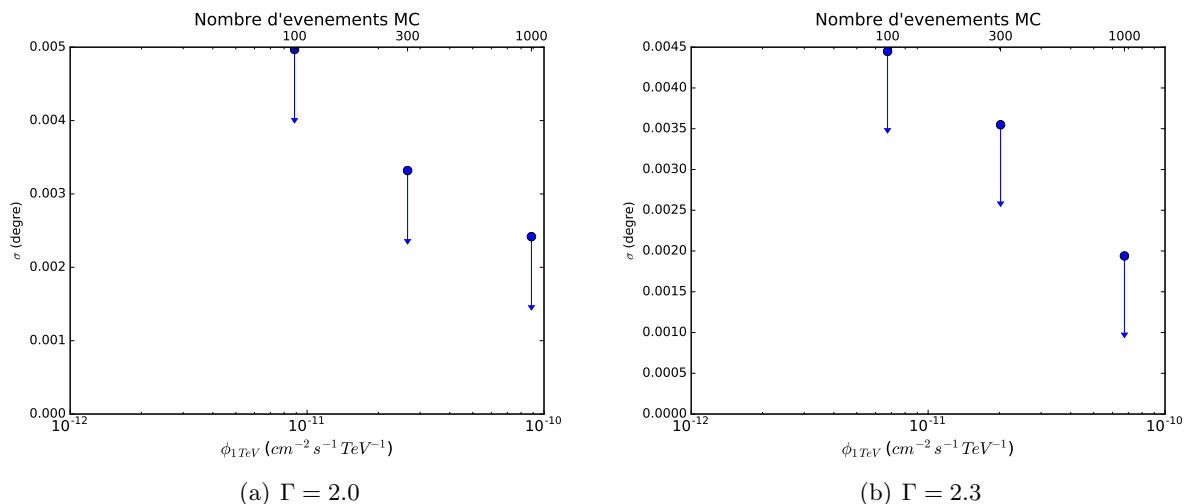


FIGURE 8.9 – Limite supérieure du  $\sigma$  de la gaussienne symétrique 2D ajustée sur 200 runs tests (points bleus) dont la source est générée avec une loi de puissance avec une coupure exponentielle ( $\propto E^{-\Gamma} \exp(-\beta E)$ ) à 10 TeV,  $\beta = 0.1$ , d'indice spectral (a)  $\Gamma = 2$  (b)  $\Gamma = 2.3$  pour différents flux différentiels à 1 TeV de la source (abscisse sur les figures). Les données sont simulées avec du fond. Le point représente la valeur du quantile à 90% des  $\sigma$  ajustés sur chacune des 200 simulations MC.

cause principale des systématiques au niveau de l'analyse de haut niveau.

Les prochaines étapes pour continuer de tester cette analyse 3D seront de simuler une source dans un *run* avec des conditions d'observation différentes (angle zénithal, azimuth, efficacité optique, décalage angulaire de la source dans le champ de vue). Pour tester l'ajustement de la morphologie de la source dans l'analyse 3D, il faut aussi tester des morphologies pour des sources plus étendues. De plus, afin de tester la reconstruction des paramètres morphologiques et spectraux pour des statistiques plus faibles, il faut développer cette simulation pour un ensemble d'observations synthétiques avec des conditions d'observation différentes. Ce test permettra également d'évaluer l'impact du regroupement des observations dans le cube de données et de la moyenne des fonctions d'instrument.

L'analyse 3D nécessite la connaissance du cube de fond prédit, déterminé pour chaque observation à partir d'un modèle de fond. Cet outil MC permettra également de tester les systématiques associées à ce modèle de fond pour différentes conditions d'observation en utilisant évidemment pour ce test des événements de fond donc des observations qui n'ont pas été utilisées pour produire les tables d'acceptance.

### 8.3 Analyse avec de vraies données sur des sources ponctuelles

Nous allons dans cette partie appliquer l'analyse en cube sur de vraies observations de H.E.S.S. Nous commencerons par la source la plus brillante au TeV dans la Galaxie, la Nébuleuse du Crabe. Nous étudierons également une source ponctuelle très brillante avec les 3 runs correspondant à l'éruption de l'AGN PKS 2155-304 puis nous considérerons une source plus faible avec l'état quiescent de cet AGN.

### 8.3.1 Analyse de la Nébuleuse du Crabe

Nous allons utiliser 40 observations de la Nébuleuse du Crabe correspondant à 20h d'observation avec H.E.S.S. de cette source avec la configuration *CSG* de l'analyse HAP-FR (section 5.4.4). De la même manière que dans la section 8.2 précédente, nous allons comparer l'analyse spectrale 1D classique appliquée sur ces mêmes données avec l'analyse 3D. Les caractéristiques des deux analyses sont les mêmes que celles utilisées pour le test MC précédemment (tableau 8.1). Seule l'énergie maximale de l'ajustement est modifiée et fixée à 40 TeV.

Sur les tables 8.2, respectivement 8.3, sont détaillées les valeurs des paramètres spectraux et spatiaux reconstruits quand nous ajustons respectivement une loi de puissance simple et une loi de puissance avec une coupure exponentielle. Concernant les paramètres spectraux, pour les deux lois spectrales les paramètres obtenus avec l'analyse spectrale 1D classique et l'analyse 3D sont parfaitement compatibles. La coupure exponentielle obtenue avec l'analyse 3D est sans doute un peu élevée mais compatible avec l'analyse 1D dans les barres d'erreurs. De plus nous notons que pour les paramètres morphologiques, l'extension trouvée est compatible avec celle trouvée par d'autres analyses (Holler et al., 2017) autour de  $\sigma = 0.014 \pm 0.03^\circ$ . La position de la Gaussienne 2D est compatible avec celle du pulsar du Crabe.

TABLE 8.2 – Paramètres spectraux et spatiaux reconstruits avec l'analyse 1D et 3D sur les observations de la Nébuleuse du Crabe pour une loi spectrale supposée être une loi de puissance simple  $\phi(E) = \phi_{1TeV} (E/1TeV)^{-\Gamma}$

Paramètres		Analyse 1D IRF source ponctuelle	Analyse 3D IRF contenance totale
Spectral	$\Gamma$	$2.64 \pm 0.02$	$2.64 \pm 0.01$
	$\phi_{1TeV} (\times 10^{-11} cm^{-2} TeV^{-1} s^{-1})$	$3.17 \pm 0.05$	$3.15 \pm 0.05$
Spatial	Longitude Galactique (degré)	-	$184.56 \pm 0.001$
	Latitude Galactique (degré)	-	$-5.79 \pm 0.001$
	$\sigma$ de la gaussienne 2D (degré)	-	$0.011 \pm 0.003$

TABLE 8.3 – Paramètres spectraux et spatiaux reconstruits avec l'analyse 1D et 3D sur les observations de la Nébuleuse du Crabe pour une loi spectrale supposée être une loi de puissance avec une coupure exponentielle  $\phi(E) = \phi_{1TeV} (E/1TeV)^{-\Gamma} \exp(-\beta E)$

Paramètres		Analyse 1D IRF source ponctuelle	Analyse 3D IRF contenance totale
Spectral	$\Gamma$	$2.44 \pm 0.04$	$2.49 \pm 0.03$
	$\phi_{1TeV} (\times 10^{-11} cm^{-2} TeV^{-1} s^{-1})$	$3.49 \pm 0.08$	$3.40 \pm 0.07$
	$\beta (TeV^{-1})$	$0.07 \pm 0.01$	$0.06 \pm 0.01$
Spatial	Longitude Galactique (degré)	-	$184.56 \pm 0.001$
	Latitude Galactique (degré)	-	$-5.79 \pm 0.001$
	$\sigma$ de la gaussienne 2D (degré)	-	$0.011 \pm 0.003$

Une autre approche pour tenter de valider l'analyse 3D est de comparer directement l'excès prédit et celui mesuré. Sur la figure 8.10, est représenté l'excès prédit par la loi spectrale ajustée avec l'analyse 3D comparée au nombre d'excès observé en soustrayant le cube de donnée par le cube de fond pour chaque bande en énergie du cube. Comme déjà observé avec de nombreuses analyses standard dans H.E.S.S., une coupure exponentielle dans le spectre de la source permet un meilleur



ajustement des données. De plus le test d'hypothèse (section 7.1.2) entre ces deux lois spectrales indique que la coupure exponentielle est significative à  $5.5 \sigma$ .

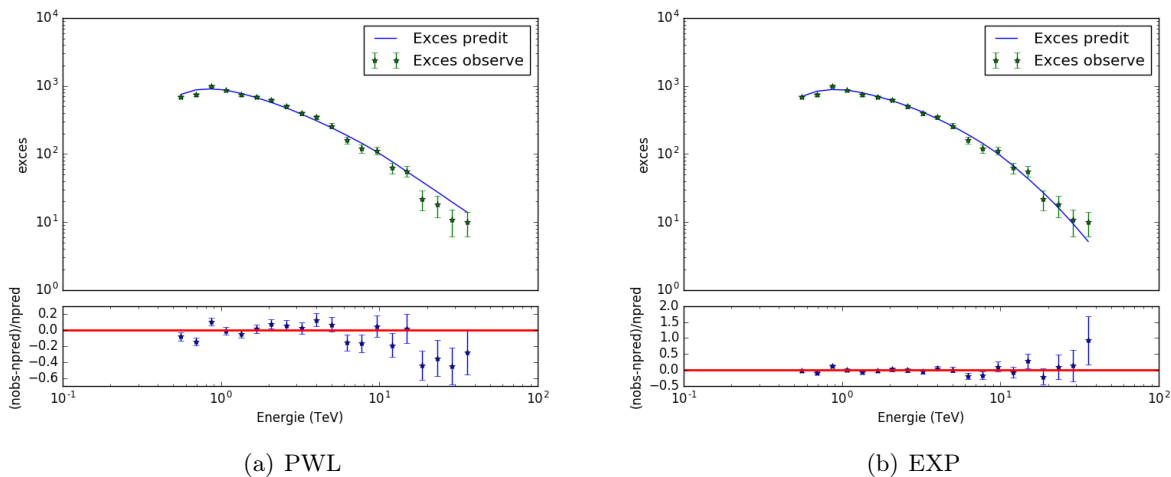


FIGURE 8.10 – Excès prédit par les paramètres spectraux ajustés avec l’analyse 3D (courbe bleu) pour une loi de puissance simple (a) et pour une loi de puissance avec une coupure exponentielle (b). Les point verts sont les nombres d’excès mesurés dans chaque bande en énergie du cube en soustrayant le cube de données par le cube du modèle de fond.

### 8.3.2 Analyse de l’AGN PKS 2155-304

L’AGN PKS 2155-304 est une source très connue d’émission  $\gamma$  qui est suivie par H.E.S.S. depuis le début de son fonctionnement. Cette source présente un état quiescent où elle se situe à environ 10% du flux de la Nébuleuse du Crabe à part pour 3 runs en juillet 2006 où une éruption violente a eu lieu. Sa luminosité a atteint plus de 10 fois celle de son état quiescent. Nous appliquons l’analyse 3D sur les deux états de cet AGN.

#### Les trois runs de l’éruption

Nous utilisons les 3 runs de juillet 2006 où nous avons observé une éruption violente en provenance de l’AGN. Nous utilisons pour l’analyse 1D et 3D exactement les mêmes caractéristiques que pour la Nébuleuse du Crabe dans la section précédente. Seul l’intervalle en énergie est changé. Nous réalisons l’ajustement sur 10 bins en énergie entre 0.5 et 30 TeV. La coupure exponentielle est également significative à  $5 \sigma$  par rapport à la loi de puissance simple. Dans la table 8.4 et 8.5 sont détaillées les valeurs des paramètres spectraux et spatiaux reconstruits quand nous ajustons une loi de puissance simple ou avec une coupure exponentielle respectivement.

Concernant les paramètres spectraux, les paramètres obtenus avec l’analyse spectrale 1D classique et l’analyse 3D sont plus éloignés que précédemment lors de l’analyse de la Nébuleuse du Crabe. Pour la loi de puissance simple le flux obtenu avec l’analyse 3D est un peu faible. Des erreurs liées au modèle de source ou au modèle de fond restent à évaluer. La coupure exponentielle obtenue avec l’analyse 3D est sans doute un peu faible mais compatible avec l’analyse 1D dans les barres d’erreur. De plus, la position de la gaussienne est compatible avec celle de l’AGN PKS 2155-304. Nous avons bien une largeur compatible avec une source ponctuelle.

TABLE 8.4 – Paramètres spectraux et spatiaux reconstruits avec l'analyse 1D et 3D sur les 3 runs de l'AGN PKS 2155-304 correspondant à son éruption pour une loi spectrale supposée être une loi de puissance simple  $\phi(E) = \phi_{1\text{TeV}} (E/1\text{TeV})^{-\Gamma}$ 

Paramètres		Analyse 1D IRF source ponctuelle	Analyse 3D IRF contenance totale
Spectral	$\Gamma$	$3.37 \pm 0.06$	$3.36 \pm 0.04$
	$\phi_{1\text{TeV}} (\times 10^{-10} \text{cm}^{-2} \text{TeV}^{-1} \text{s}^{-1})$	$1.14 \pm 0.04$	$0.81 \pm 0.03$
Spatial	Longitude Galactique (degré)	-	$17.74 \pm 0.0009$
	Latitude Galactique (degré)	-	$-52.26 \pm 0.0009$
	$\sigma$ de la gaussienne 2D (degré)	-	$0.001 \pm 0.0004$

 TABLE 8.5 – Paramètres spectraux et spatiaux reconstruits avec l'analyse 1D et 3D sur les 3 runs de l'AGN PKS 2155-304 correspondant à son éruption pour une loi spectrale supposée être une loi de puissance avec une coupure exponentielle  $\phi(E) = \phi_{1\text{TeV}} (E/1\text{TeV})^{-\Gamma} \exp(-\beta E)$ 

Paramètres		Analyse 1D IRF source ponctuelle	Analyse 3D IRF contenance totale
Spectral	$\Gamma$	$2.93 \pm 0.17$	$2.77 \pm 0.18$
	$\phi_{1\text{TeV}} (\times 10^{-10} \text{cm}^{-2} \text{TeV}^{-1} \text{s}^{-1})$	$1.86 \pm 0.34$	$1.64 \pm 0.35$
	$\beta (\text{TeV}^{-1})$	$0.40 \pm 0.16$	$0.57 \pm 0.18$
Spatial	Longitude Galactique (degré)	-	$-17.74 \pm 0.002$
	Latitude Galactique (degré)	-	$-52.26 \pm 0.002$
	$\sigma$ de la gaussienne 2D (degré)	-	$0.001 \pm 0.0016$

### État quiescent

Afin de tester une source ponctuelle plus faible, nous utilisons 10 runs de l'état quiescent de l'AGN sur l'année 2007. Dans la table 8.6 sont détaillées les valeurs des paramètres spectraux et spatiaux reconstruits quand nous ajustons une loi de puissance simple. De nouveau pour les paramètres morphologiques, la position de la gaussienne est compatible avec celle de l'AGN PKS 2155-304 et la largeur compatible avec une source ponctuelle.

Nous sommes actuellement en train de développer le regroupement des observations dans *Gamma* lors de l'analyse spectrale 1D. En effet, pour cette source faible, si l'ajustement est réalisé *run* par *run*, nous avons montré que les paramètres spectraux reconstruits présentaient des biais important (chapitre 7). Il n'est donc pas encore possible de réaliser une étude systématique entre l'analyse 1D et 3D pour les sources faibles. Cependant les résultats que nous obtenons pour les paramètres spectraux avec l'analyse 3D sont compatibles avec l'extraction spectrale 1D réalisée avec les outils standards de H.E.S.S. sur la même période de 2007 (H.E.S.S. Collaboration et al., 2010).

TABLE 8.6 – Paramètres spectraux et spatiaux reconstruits avec l’analyse 1D et 3D sur 10 runs de l’AGN PKS 2155-304 dans son état quiescent sur l’année 2007 pour une loi spectrale supposée être une loi de puissance simple  $\phi(E) = \phi_{1TeV} (E/1TeV)^{-\Gamma}$

Paramètres		Analyse 3D IRF contenance totale
Spectral	$\Gamma$	$3.26 \pm 0.27$
	$\phi_{1TeV} (\times 10^{-11} \text{cm}^{-2} \text{TeV}^{-1} \text{s}^{-1})$	$0.14 \pm 0.02$
Spatial	Longitude Galactique (degré)	$17.73 \pm 0.002$
	Latitude Galactique (degré)	$-52.25 \pm 0.007$
	$\sigma$ de la gaussienne 2D (degré)	$0.003 \pm -$

## 8.4 Conclusion et Perspectives

Nous avons implémenté l’analyse 3D dans *GammaPy* permettant d’ajuster simultanément une forme spectrale et spatiale en comparant le nombre d’évènements mesurés et le nombre d’évènements prédits par un modèle dans un cube de données. Nous avons validé cette implémentation avec un outil MC en réalisant des premiers tests sur une source ponctuelle simulée dans une seule observation. Pour continuer la validation de ce nouvel outil, nous devons maintenant tester des morphologies plus complexes et simuler la source MC dans un ensemble d’observations.

Nous avons également appliqué cette analyse 3D sur de vraies données de H.E.S.S. Nous avons pu valider pour deux sources brillantes, la Nébuleuse du Crabe et l’AGN PKS 2155-304 durant son éruption, la reconstruction des paramètres spectraux en comparant à l’analyse 1D classique. Le flux trop faible obtenu pour l’AGN PKS 2155-304 avec l’analyse 3D est toujours en cours d’investigation. De plus, nous trouvons une position pour la gaussienne ajustée sur ces deux sources compatible avec leur position réelle. Pour l’AGN, la largeur de la gaussienne est bien compatible avec une source ponctuelle et pour la Nébuleuse du Crabe une faible extension est établie comme récemment avec les outils standards de H.E.S.S.

Nous avons commencé à tester cette analyse 3D sur une source plus faible en prenant des observations de l’état quiescent de l’AGN PKS 2155-304. Les paramètres spatiaux sont parfaitement bien reconstruits. Pour les paramètres spectraux, l’implémentation du regroupement d’observations nécessaire pour les sources faibles est actuellement en cours dans *GammaPy* pour l’analyse 1D classique. Nous ne pouvons donc pas comparer directement sur les mêmes runs les résultats spectraux obtenus avec les deux méthodes. Nous obtenons cependant avec l’analyse 3D des paramètres spectraux en parfait accord avec des résultats obtenus avec l’extraction spectrale 1D dans les outils standards de H.E.S.S.

La méthode permettant de pallier aux biais induits dans l’analyse 1D pour les sources faibles sera implémentée rapidement dans *GammaPy* et nous pourrons alors mener une étude plus large sur différentes sources faibles. Après avoir tester des morphologies plus complexes avec notre outil MC, nous pourrons appliquer la procédure 3D sur la région du GC. Afin de commencer à étudier l’évolution de la morphologie de cette émission avec l’énergie, nous créons, dans le chapitre suivante, des cartes sur différentes bandes en énergie que nous étudions indépendamment.



## Chapitre 9

# Vers une analyse spectro-morphologique de l'émission diffuse de haute énergie au Centre Galactique

### Sommaire

---

<b>9.1</b>	<b>Analyse des données de H.E.S.S. pour le centre Galactique . . . . .</b>	<b>214</b>
9.1.1	Lot de données et analyses . . . . .	214
9.1.2	Ajustement morphologique par un processus itératif . . . . .	218
9.1.3	Résultats . . . . .	219
<b>9.2</b>	<b>Extraction spectrale . . . . .</b>	<b>228</b>
<b>9.3</b>	<b>Étude de la morphologie de l'émission diffuse en fonction de l'énergie</b>	<b>229</b>
9.3.1	Processus d'ajustement . . . . .	229
9.3.2	Résultats . . . . .	230
<b>9.4</b>	<b>Discussion et premières conclusions . . . . .</b>	<b>237</b>

---

Dans les chapitres 3 et 4, nous avons décrit les données de très haute énergie disponibles jusqu'ici pour la région du centre Galactique et discuté de la nécessité d'avoir une large statistique permettant de contraindre l'évolution de la morphologie avec l'énergie.

Dans ce chapitre nous présentons les premières analyses de la morphologie de cette émission pour plusieurs bandes en énergie avec les outils développés dans *Gammapy* (Chapitre 6). Ces données de H.E.S.S. converties dans le format de données du futur observatoire CTA nous permettent également de tester ces outils. Les résultats sont préliminaires et demanderont, entre autres, une étude approfondie des systématiques liées au modèle de fond que nous considérons.

Dans la section 9.1, nous détaillons l'approche itérative d'un ajustement 2D à plusieurs composantes que nous avons utilisé dans Abramowski et al. (2017) afin de modéliser l'émission sur toute la gamme en énergie de H.E.S.S. avec les outils standards. Nous appliquons cette méthode itérative sur les cartes produites avec les données au format FITS et les méthodes développées dans *Gammapy*. Nous présentons les résultats de l'analyse spectrale de cette émission dans la section 9.2. Grâce au modèle de fond que nous avons développé quelle que soit la bande en énergie, nous présentons, dans la section 9.3, les prémices de l'étude de l'évolution de la morphologie de l'émission en fonction de l'énergie. Nous pouvons vérifier les résultats obtenus avec deux chaînes d'analyse complètement indépendantes de H.E.S.S. en utilisant les mêmes outils pour l'analyse de haut niveau.

## 9.1 Analyse des données de H.E.S.S. pour le centre Galactique

### 9.1.1 Lot de données et analyses

#### L'analyse standard

**Analyse standard et données utilisées** Les données sélectionnées dans cette analyse avec les outils standards de sélection de runs et de qualité des données de H.E.S.S. (Abramowski et al., 2017) comprennent toutes les observations prises à quatre télescopes entre 2004 et 2012 dont la direction de pointé est située à moins de  $3^\circ$  du GC. Le temps total de ces observations correspond à 259 h, avec un angle zénithal moyen de  $22^\circ$  (tableau 9.1).

Année	Observation (en heure)	angle zénithal moyen (degré)
2004	53.88	22
2005	69.87	29
2006	33.03	19
2007	11.53	11.2
2008	16.78	15.3
2009	8.99	17.8
2010	14.68	10.8
2011	11.91	33.6
2012	36.14	22

TABLE 9.1 – Nombre d'heures d'observation du Centre Galactique avec H.E.S.S. disponibles pour toutes les années depuis 2004.

Depuis 2006, la statistique ayant plus que doublé, de nouveaux détails dans la morphologie de l'émission sont maintenant accessibles, et exploitables, ainsi que leur évolution avec l'énergie. Les algorithmes de reconstruction et la discrimination  $\gamma$ /fond appliqués aux données sont similaires à ceux présentés dans la section 5.4.4 et fondés en particulier sur une analyse multivariée (Becherini et al., 2011). Elle permet d'améliorer la sensibilité à un signal faible et elle est optimisée pour l'étude de source étendue comme l'émission diffuse du GC. La coupure en charge utilisée est de 80 p.e. Lors de la création des cartes d'excès et de significativité, la méthode utilisée pour soustraire le fond résiduel est la méthode en anneaux (chapitre 5, section 6.4.1). Dans cette analyse, un anneau adaptatif est utilisé pour chaque région de la carte étudiée.

**L'analyse avec *Gammapy*** Tous les résultats que nous avons obtenus dans Abramowski et al. (2017) avec l'analyse standard précédente ont fait l'objet d'une vérification avec une autre technique de calibration et de chaîne d'analyse de la collaboration H.E.S.S.

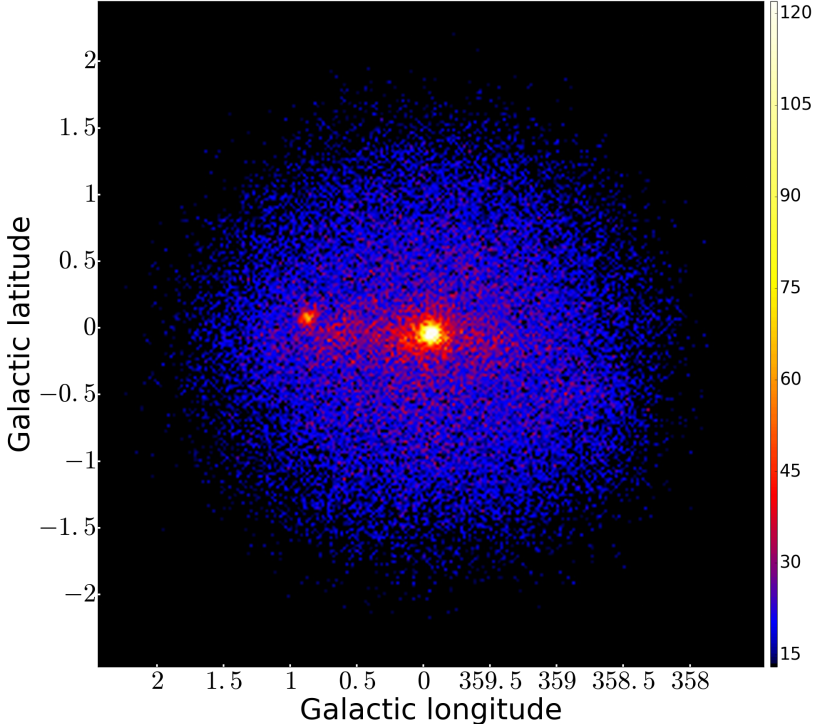
L'approche open-source, notamment avec *Gammapy*, applique les outils de haut niveau sur les données des différentes chaînes d'analyse stockées au niveau DL3 (figure 5.9). Pour cette analyse, les cartes du GC sont créées sur une bande en énergie allant de 0.5 à 100 TeV. La figure 9.1.a représente la carte en coups d'une région de  $2.5^\circ \times 2.5^\circ$  centrée sur le GC. Nous pouvons voir les deux sources ponctuelles au GC : HESS J1745-290 et G0.9+0.1

Nous utilisons la configuration *CSG* présentée dans la section 5.4.4 optimisée pour les sources Galactiques faibles. Nos résultats seront vérifiés de manière systématique avec les données d'une autre chaîne d'analyse de la collaboration H.E.S.S., *Paris Analysis* (section 5.4.4), en configuration

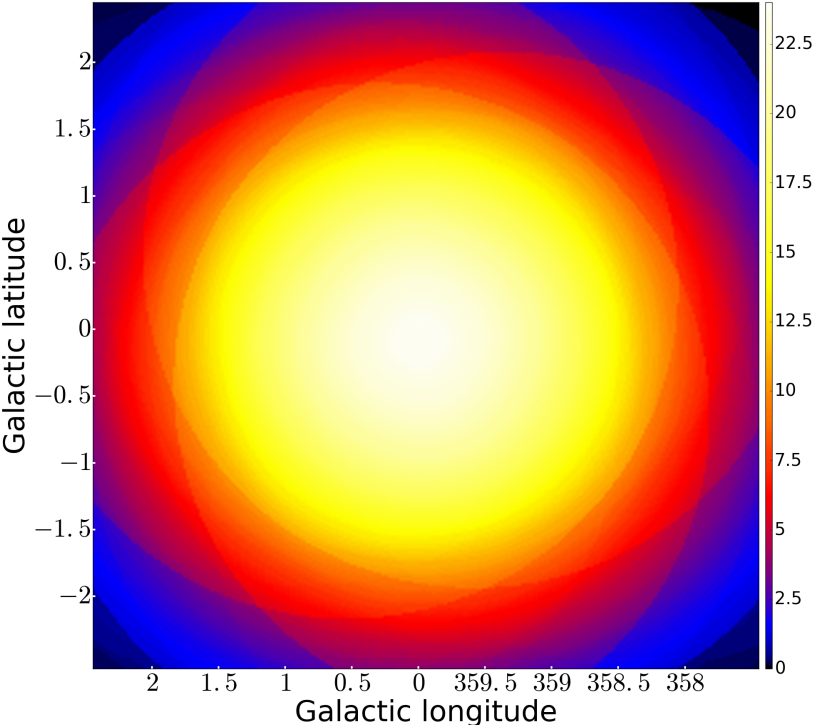
standard. Le lot de données que nous utilisons pour les deux chaînes d'analyses converti au format FITS comprend les mêmes runs. Ils sont similaires à ceux utilisés avec les outils d'analyse standard. Nous considérons tous ceux situés à moins de  $2.5^\circ$  du GC pour un temps total d'observation d'environ 230 h avec un angle zénithal moyen de  $23^\circ$ .

Une des différences majeures dans l'approche que nous avons développée dans *Gammapy* pour la construction de cartes du ciel est l'estimation des cartes du modèle de fond. Nous utilisons un modèle fondé sur la méthode du "Field of View Background" (section 6.4.1) utilisant les courbes d'acceptance que nous déterminons pour les deux analyses avec la méthode détaillée dans la section 6.3.4. Cette approche nous permet notamment, de construire des cartes de fond quelle que soit la bande en énergie. La carte du modèle de fond obtenue pour le lot de données que nous utilisons est représentée sur la figure 9.1.b et les régions d'exclusion utilisées pour la normalisation de ce modèle sur la figure 9.1.c.

Les fonctions d'instrument nécessaires à l'analyse 2D sont similaires à celles de l'analyse en cube décrites dans le chapitre 8 mais nous ne tenons pas compte de la résolution en énergie de l'instrument dans cette procédure. Les cartes peuvent être créées pour des bandes en énergie très larges. Lors de la construction des cartes d'exposition et de PSF avec *Gammapy*, les fonctions d'instrument sont moyennées sur la bande en énergie de l'image en pondérant par le spectre typiquement attendu (ici nous considérons un spectre d'indice spectral  $\Gamma=2.3$ ). La carte d'exposition associée au lot de données du GC est représentée sur la carte 9.1.d.

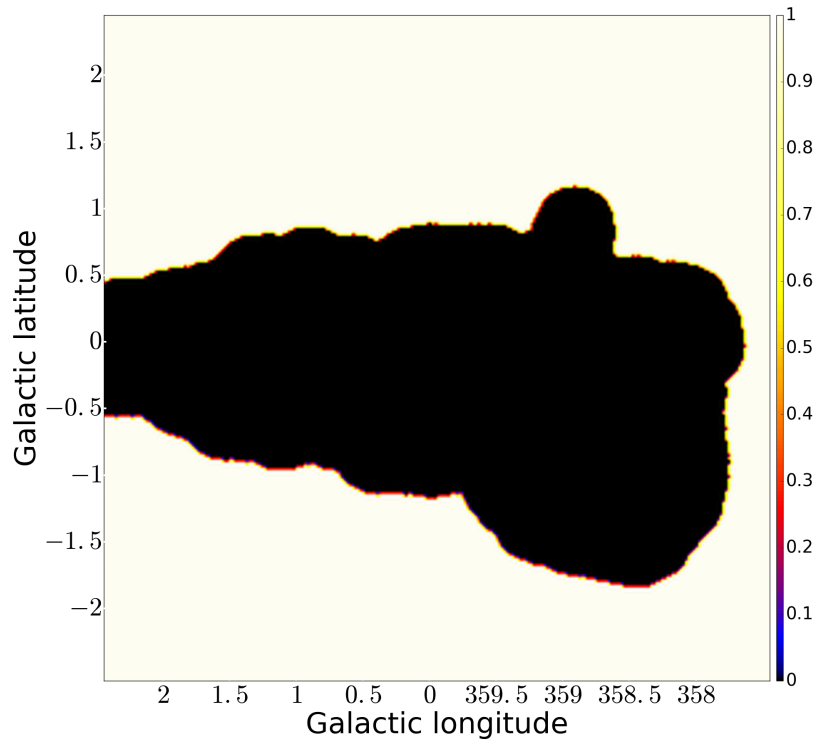


(a)

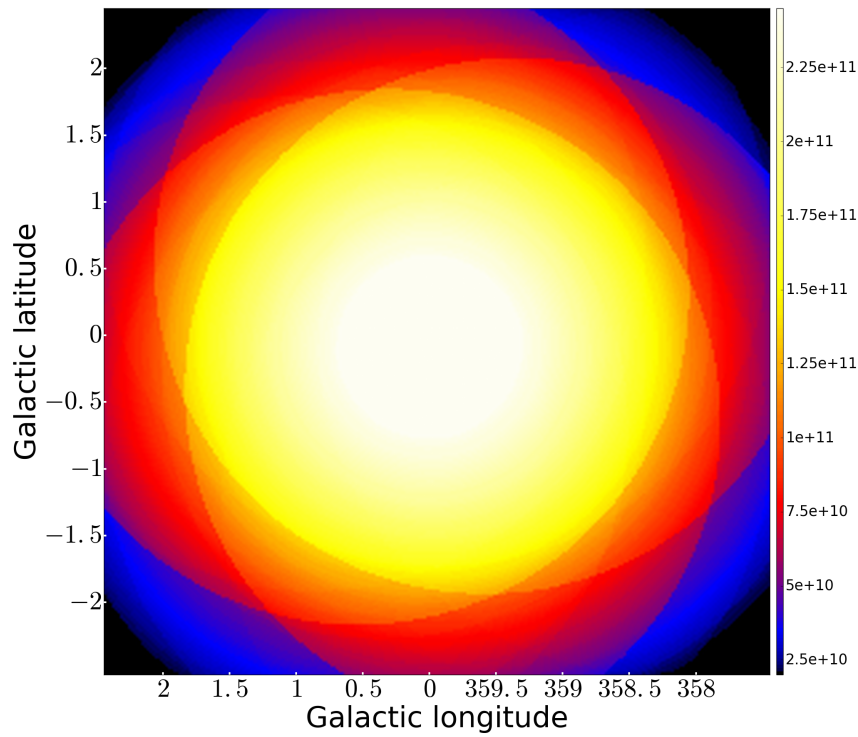


(b)





(c)



(d)

FIGURE 9.1 – Cartes de la région de  $2.5^\circ \times 2.5^\circ$  du Centre Galactique en coordonnées Galactiques de l'émission  $\gamma$  de très haute énergie (0.5-100 TeV) et produite avec *Gammamy* pour les données de la configuration *CSG* de la chaîne d'analyse *HAP<sub>217</sub>FR* : (a) Carte en coups (b) carte du modèle de fond, (c) régions d'exclusion et (d) carte d'exposition en  $\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$ .

### 9.1.2 Ajustement morphologique par un processus itératif

Afin de déterminer les différentes contributions à l'émission  $\gamma$  totale, nous utilisons la méthode d'ajustement morphologique présentée dans le chapitre 6 pour l'analyse standard et l'analyse avec *Gammapy* (équation 6.6). Cet ajustement suit le même principe que l'analyse en cube présentée au chapitre 8 mais il est effectué sur une seule bande en énergie. Seul un modèle spatial est pris en compte, aucun modèle spectral n'est considéré.

Les différentes composantes modélisant l'émission  $\gamma$  observée au GC sont :

- **Une carte de modèle de fond** : une carte d'événements du fond extraite avec la méthode en anneaux pour les outils standards ou avec la méthode du "Field of View Background" avec *Gammapy*,
- **Émission diffuse du plan Galactique** : Abramowski et al. (2014) ont mis en évidence la présence d'une émission diffuse Galactique de grande échelle le long du plan Galactique. Pour estimer la contribution de cette émission, l'ajustement de son amplitude est réalisé en amont, sur une région très large de  $10^\circ \times 8^\circ$ , où toute émission significative est masquée. En suivant l'approche du HGPS (collaboration HESS, 2017), un modèle 2D est ajusté : le profil d'émission est plat selon la longitude Galactique et gaussien selon la latitude. La position, la largeur et l'amplitude de la gaussienne sont ajustées. L'amplitude de cette composante est ensuite fixée dans l'ajustement. Sa contribution à l'émission diffuse des 100 pc centraux est assez importante (entre 40 et 50% en fonction de la chaîne d'analyse considérée),
- **Deux sources ponctuelles** : Les deux sources ponctuelles HESS J1745-290 en coïncidence avec Sgr A\* et HESS J1747-281 en coïncidence avec le reste de supernova G0.9+0.1 sont modélisées par deux gaussiennes 2D symétriques dont la position est fixée pendant l'ajustement, mais l'amplitude laissée libre et ajustée à chaque itération de la procédure,
- **Modèle de matière dense** : Un modèle de l'émission  $\gamma$  produite par l'interaction des CRs avec la matière dense. Cette composante est constituée d'une carte 2D de la matière moléculaire<sup>1</sup> dans le CMZ, multipliée par une gaussienne 2D symétrique dont la position est fixée à celle du GC. Cette composante de gaz dense est appelée CGD par la suite,
- **Les contributions additionnelles** : En fonction de la carte en résidus à chaque ajustement d'autres composantes gaussiennes sont ajoutées au modèle pour reproduire l'émission.

L'ajustement des composantes, ajoutées itérativement, utilise le paquet python *Sherpa* (CIAO v4.5 Refsdal et al., 2009) comme pour l'analyse 3D. Pour chaque composante morphologique ajoutée successivement, le modèle total est comparé aux données mesurées et deux critères sont utilisés pour chercher les meilleurs paramètres des composantes lors de l'ajustement : la statistique de l'ajustement et la distribution des résidus. La significativité de chaque composante est déterminée en mesurant le test statistique du rapport des vraisemblances (TS),  $TS=2 \log(\frac{L_{n+1}}{L_n})$ , permettant de comparer les vraisemblances entre un modèle  $n$  et un modèle  $n + 1$ . À chaque étape, la carte de résidus produite permet de déduire les composantes qu'il reste à ajouter au modèle pour avoir une description complète de l'émission. Dans la limite des grands nombres, ce TS se comporte comme un  $\chi^2/n.d.l.$  où n.d.l., le nombre de degrés de liberté, est le nombre de paramètres libres décrivant les différentes composantes. Pour la construction du grand relevé du plan Galactique (HGPS collaboration HESS, 2017), le seuil auquel est fixé la détection d'une source est  $TS > 30$  ( $\sim 5\sigma$ ). Il est obtenu à partir de simulation MC pour avoir au maximum une fausse détection dans tout le catalogue. Au vu de la morphologie assez complexe du GC et des différentes composantes

---

1. Cette carte est obtenue par intégration sur les vitesses du cube de vitesse associé au relevé de cette région avec la raie de la molécule CS (Tsuboi et al., 1999).

étendues qui se superposent, nous fixons le seuil de détection dans notre étude à  $TS > 25$ .

Une zone de  $1 \times 0.8^\circ$  centrée sur HESS J1745-303 (figure 3.4.a, section 3.2.1) est masquée pour l'ajustement car cette émission crée un biais pour l'étude de l'émission  $\gamma$  diffuse du GC.

### 9.1.3 Résultats

Afin d'étudier l'émission diffuse, il est nécessaire de soustraire proprement les deux sources les plus brillantes au TeV dans cette région, HESS J1745-290 et G0.9+0.1, visibles sur la carte en excès de la figure 9.2.a. Avec l'approche précédente, nous révélons la morphologie complexe de l'émission diffuse sous-jacente sur la carte de la figure 9.2.b. Sa détection est significative jusqu'à une longitude de  $1.5^\circ$  et suit la distribution du CMZ. En particulier, nous avons maintenant accès à des détails autour de complexes moléculaires denses du GC comme Sgr B2, Sgr C et Sgr D. Aux longitudes plus élevées, il y a une diminution de la luminosité  $\gamma$  en comparaison de la quantité de matière disponible par rapport aux régions plus centrales, comme observé en 2006 par Aharonian et al. (2006a). Comme expliqué dans le chapitre 4, une injection instantanée de CRs au GC n'est pas nécessaire pour expliquer ce comportement. En raison de l'étalement plus important de la matière le long de la ligne de visée, cette chute d'émissivité est également attendue avec une source stationnaire au GC. Une émission faible à haute latitude ( $b > 0.2^\circ$ ) est également visible.

La contribution de chaque composante, requise dans notre ajustement itératif, à l'émission  $\gamma$  totale est représentée sur la figure 9.3 sous forme de profils en latitude et en longitude obtenus sur les cartes produites avec *Gammapy* pour la chaîne d'analyse *HAP-FR*. Les caractéristiques principales de ces composantes sont répertoriées dans le tableau 9.2. Nous les décrivons dans la suite.

**Une composante liée à la matière dense (CGD)** L'émission  $\gamma$  révélée après la soustraction des deux sources ponctuelles est très corrélée à la distribution de matière. Cette partie importante du signal est reproduite par une composante spatiale composée de la carte de matière 2D multipliée par une gaussienne 2D (ligne rouge sur la figure 9.3). Le choix du traceur utilisé pour la carte de gaz peut avoir un impact sur les résultats finaux de l'ajustement : il s'agit de la raie d'émission de la molécule CS (Tsuboi et al., 1999), un traceur optiquement fin pour le gaz dense. La transition est suffisamment brillante pour être détectée sur tout le CMZ. Nous avons également testé l'utilisation d'un autre traceur, HCN, et nous avons obtenu des résultats compatibles avec ceux obtenus avec le CS. La distribution de CRs en fonction de la distance au GC a un impact majeur pour estimer l'émission  $\gamma$  produite par l'interaction de ces CRs avec la matière. La carte 2D est donc multipliée par une gaussienne symétrique avec une position fixée sur le GC, et dont l'ajustement de la largeur permettra de d'obtenir une idée de l'échelle sur laquelle s'étend la population de CRs interagissant avec la matière.

La largeur ajustée à la dernière étape est de  $\sigma = 1.18^\circ \pm 0.26^\circ$ , un peu plus élevée que celle estimée par Aharonian et al. (2006a). Cette composante de matière dense représente environ 30% du flux total de l'émission diffuse confirmant que cette émission est bien majoritairement produite par l'interaction des CRs avec la matière dense.

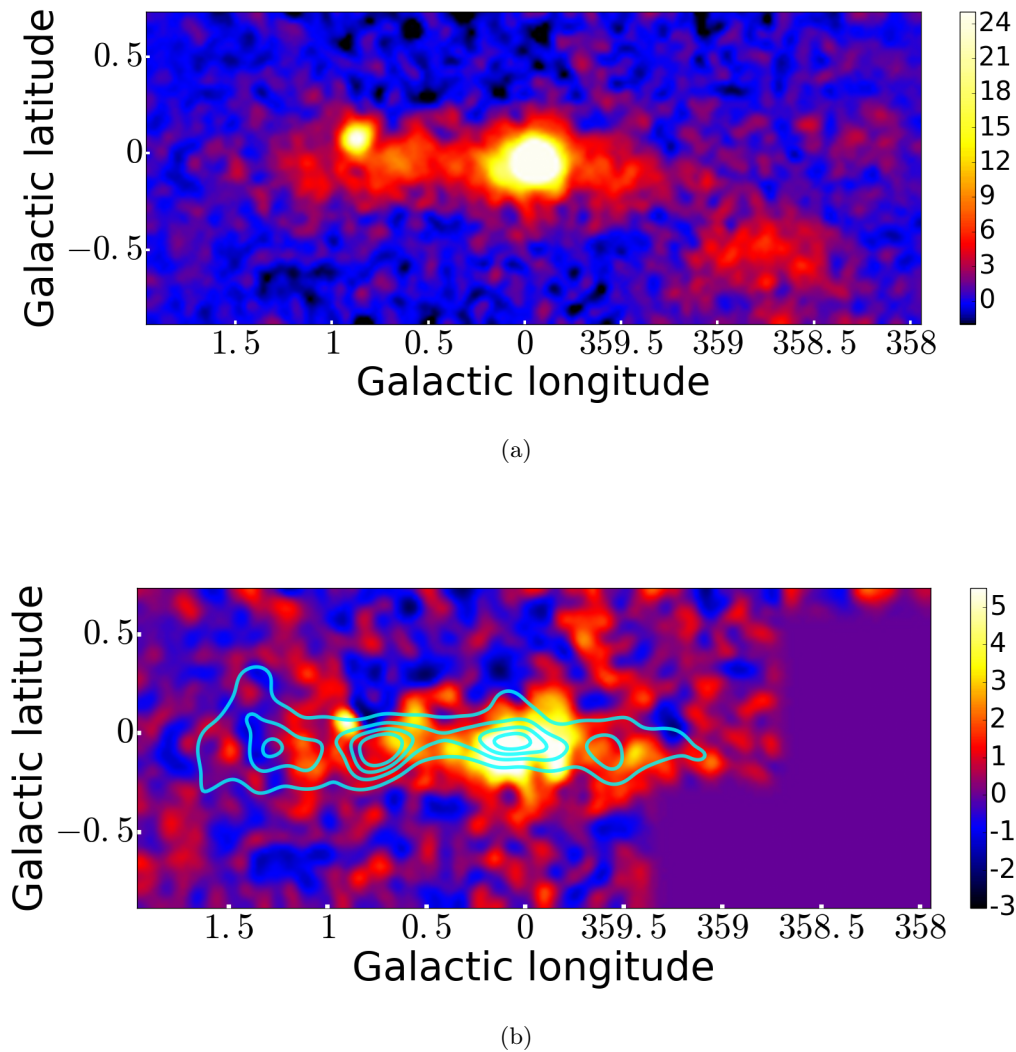
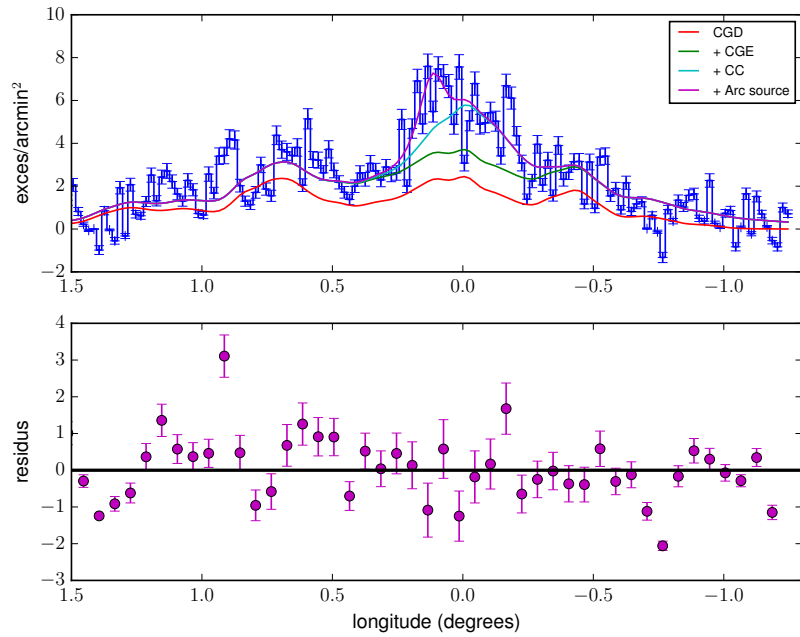
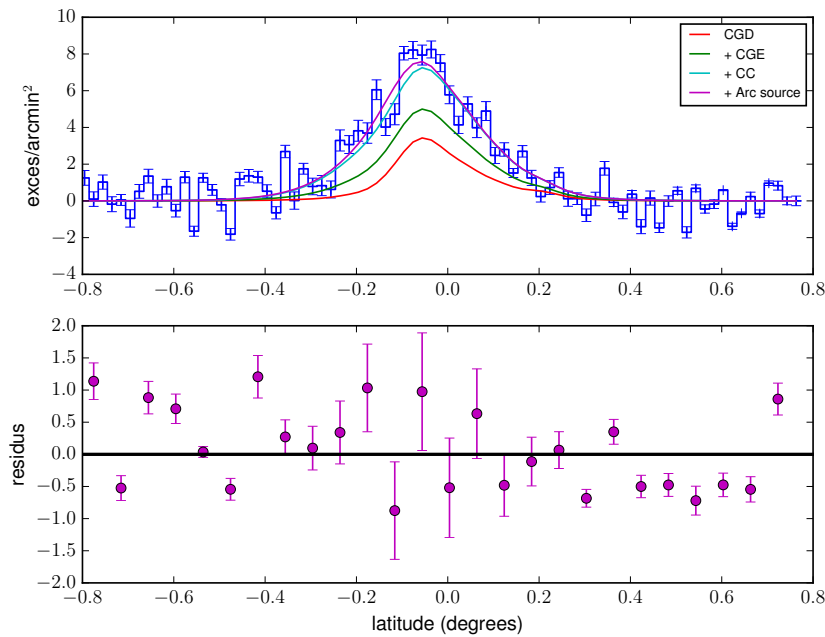


FIGURE 9.2 – (a) Carte en excès lissée de la région du Centre Galactique en coordonnées Galactiques de l'émission  $\gamma$  de très haute énergie (0.5-100 TeV) et produite avec *Gammapy* pour les données de la configuration *CSG* de la chaîne d'analyse *HAP-FR* (b) Carte de l'émission  $\gamma$  après avoir soustrait les deux sources ponctuelles G0.9+0.1 et HESS J1745-290 et masquée d'une région de  $1 \times 0.8^\circ$  centrée sur HESS J1745-303. Les contours en cyan indiquent la distribution de gaz moléculaire tracée par la molécule CS (Tsuboi et al., 1999). Les deux cartes sont zoomées sur la région du GC sur laquelle nous réalisons l'ajustement.



(a)



(b)

FIGURE 9.3 – Profil en longitude (a) et latitude (b) de l'émission  $\gamma$  diffuse dans le GC pour les données de la configuration *CSG* de la chaîne d'analyse *HAP-FR* après soustraction des deux sources ponctuelles, du fond résiduel de CRs et de l'émission diffuse Galactique (ligne bleue). Le profil en longitude est intégré sur  $-0.15^\circ < b < 0.15^\circ$  et en latitude sur  $358.45^\circ < l < 1.45^\circ$ . Les lignes des différentes couleurs représentent les différentes composantes modélisant l'émission  $\gamma$  et leur contribution à l'émission totale. Sur les figures du bas sont présentés les résidus entre les données et le modèle à la dernière étape de l'ajustement.

TABLE 9.2 – Paramètres des différentes composantes utilisées lors de l’ajustement itératif, à la dernière étape de la procédure, obtenus sur les cartes produites avec *GammaPy* et pour la configuration *CSG* de l’analyse *HAP-FR*.

Modèles	Extension (degrees)	Flux ( $cm^{-2} TeV^{-1} s^{-1}$ )
G0.9+0.1	-	$0.58 \pm 0.03$
HESS J1745-290	-	$2.21 \pm 0.06$
CGD	$\sigma = 1.18^\circ \pm 0.26^\circ$	$2.32 \pm 0.38$
CC	$\sigma = 0.12^\circ \pm 0.02^\circ$	$0.46 \pm 0.12$
CGE	$\sigma_x = 0.69^\circ \pm 0.15^\circ$ $\sigma_y = 0.11^\circ \pm 0.05^\circ$	$5.3 \pm 1.4$
HESS J1746-285	-	$0.18 \pm 0.03$
Cœur de Sgr B2	-	$0.06 \pm 0.03$

**Une composante centrale (CC)** Une composante additionnelle est détectée dans les 30 pc centraux. En modélisant cette composante par une gaussienne symétrique 2D centrée sur SgrA\* (ligne cyan sur la figure 9.3), nous obtenons un  $\Delta TS = 54$ . L’ajustement de son extension donne une valeur autour de  $0.1^\circ$  et son flux représente  $\sim 15\%$  du flux total de l’émission diffuse. Sachant que cette composante représente environ 30% du flux de la source centrale HESS J1745-290 et présente une extension deux fois plus grande que la PSF de H.E.S.S., une contamination de la source centrale due aux incertitudes sur la PSF peut être exclue.

Cette composante très significative d’un rayon d’environ 15 pc vient confirmer la présence d’un gradient de CRs donc la densité est piquée vers le GC comme montré par Abramowski et al. (2016). Nous nous référons à cette composante par l’acronyme CC dans la suite.

**Une composante à grande échelle (CGE)** Après avoir pris en compte la composante liée à la matière dense et la composante centrale, nous remarquons qu’une multitude de résidus d’émission se répartissent sur une large extension le long du plan Galactique (figure 9.4). Ils sont répartis de façon diffuse et ne sont pas assez significatifs individuellement pour être détectés. Pour prendre en compte ces résidus, une composante à grande échelle est nécessaire. Elle est modélisée avec une gaussienne 2D asymétrique dont la position est fixée sur SgrA\* mais dont l’amplitude et les extensions ( $\sigma_x, \sigma_y$ ) sont laissées libres pendant l’ajustement. Cette composante s’étend sur  $\pm 20$  pc en latitude et  $\pm 100$  pc en longitude (ligne verte sur la figure 9.3). Elle représente une fraction non négligeable du flux, autour de 20% de l’émission diffuse totale. Nous nous référons à cette composante par l’acronyme CGE dans la suite.

La détection de cette composante diffuse à grande échelle est la plus sensible au bruit de fond résiduel de CRs. Cependant, sa détection reste significative même quand la normalisation totale du fond est artificiellement modulée de  $\pm 2\%$ .

Cette composante n'est pas corrélée avec les traceurs de matière, en particulier elle présente une extension à haute latitude plus importante que la matière tracée par le CS. Le CS trace préférentiellement les cœurs denses de matière et non la matière plus diffuse alors que nous avons vu qu'environ 30% de la matière moléculaire se trouvait sous la forme d'une phase chaude et diffuse de densité située autour de  $100 \text{ cm}^{-3}$  (chapitre 1). L'émission  $\gamma$  résultant de l'interaction des CRs avec la matière résulte d'une interaction à 3D dont l'émission est ensuite intégrée selon la ligne de visée. La construction d'un modèle complet 3D de la matière est compliquée au GC (chapitre 1), c'est pourquoi nous avons recours à l'approximation 2D présentée précédemment pour modéliser les cœurs denses de matière. De futurs travaux pourraient tenter de prendre en compte le modèle de matière 3D que nous avons construit dans le chapitre 4 permettant également de modéliser la matière plus diffuse. Une explication naturelle à cette composante grande échelle est l'interaction des CRs avec la composante de matière moléculaire plus diffuse. Il est également possible de penser que la composante atomique de la matière pourrait jouer un rôle. Cependant, au GC cette composante atomique ne représenterait que 10% de la masse totale du CMZ (Ferrière et al., 2007) et ne peut donc pas expliquer toute l'émission associée à cette composante.

Une autre hypothèse que nous ne pouvons pas exclure est l'émission Compton Inverse d'électrons de très haute énergie. Des électrons de 10 TeV en interagissant par IC avec un champ de photons infrarouge, produisent des photons de l'ordre du TeV. Cependant en prenant en compte, une densité d'énergie de ce champ de rayonnement de l'ordre de  $100 \text{ eV cm}^{-3}$  (Hinton & Aharonian, 2007) et un champ magnétique de l'ordre de  $40 \mu\text{G}$  (Morris, 2014), les temps associés aux pertes radiatives de ces électrons sont de l'ordre de 300 ans pour le rayonnement Compton Inverse et 800 ans pour le rayonnement synchrotron. À ces énergies, le temps de diffusion des électrons sur une échelle de 150 pc, avec un coefficient de diffusion typique du MIS (section 2.4), est autour de 10 000 ans. Pour reproduire l'extension de cette composante grande échelle, cette hypothèse implique la présence d'une distribution de sources réparties dans tout le CMZ.

**Une nouvelle source ponctuelle au GC : HESS J1746-285** À ce niveau de la procédure d'ajustement, la totalité de l'émission diffuse a été prise en compte par le modèle précédent. Un excès localisé mais significatif est présent sur la carte en résidu (5 ème ligne) de la figure 9.4. Cet excès est modélisé par une gaussienne 2D. Nous fixons sa position mais nous avons vérifié que lorsqu'elle est laissée libre, elle converge à une position compatible avec celle que nous avons estimée dans Abramowski et al. (2017). Elle est située à une longitude Galactique  $l=0.14^\circ \pm 0.01^\circ$  et  $b=-0.11^\circ \pm 0.02^\circ$  et ne présente aucune extension significative. L'ajout de cette dernière composante produit un  $\Delta TS=42$ , donc une détection à plus de  $5\sigma$  (ligne magenta sur la figure 9.3). Cette significativité n'est pas affectée par un changement de traceur utilisé pour la composante de matière dense. Nous pouvons en conclure qu'une nouvelle source ponctuelle est détectée au GC : HESS J1746-285, aussi appelée "source de l'Arc"

Cette source est en coïncidence spatiale avec le candidat nébuleuse de pulsar observé en X, G0.13-0.11, situé au bord de l'Arc Radio. Dans Abramowski et al. (2017), nous avons montré que l'émission en X et au TeV pourrait être expliquée par un scénario d'injection d'électrons par un pulsar dont la puissance associée à son ralentissement est située autour de quelques  $10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ .

Tous ces résultats obtenus à partir des cartes créées avec *Gammapy* sont compatibles avec ceux que nous avons déterminé en utilisant les données de l'autre chaîne d'analyse *Paris Analysis*. La morphologie que nous déterminons pour les différentes composantes est compatible avec celle que nous trouvons en utilisant les outils standards (Abramowski et al., 2017). Seule la composante à grande échelle, pour les données de *HAP-Fr* ou *Paris Analysis*, est significativement moins large et

de plus forte intensité que dans Abramowski et al. (2017).

**Le cœur dense de Sgr B2** Sur la dernière carte en résidus des figures 9.4 et 9.5, un excès localisé persiste à la position du cœur du nuage moléculaire dense Sgr B2. Nous ajoutons donc une gaussienne 2D symétrique fixée à cette position dont nous laissons l'amplitude libre durant l'ajustement. Dans l'étude que nous avons réalisé avec les outils standards, la détection de ce cœur n'était pas significative. Avec les nouveaux outils d'analyse, nous obtenons un  $\Delta TS=21$  correspondant à une détection à plus de  $4\sigma$  mais uniquement pour les données de la chaîne d'analyse *Paris Analysis* qui présente une meilleure PSF à basse énergie.

La raie du CS que nous utilisons pour tracer les régions denses présente une forte auto-absorption dans des régions extrêmement denses comme Sgr B2. Par conséquent, nous nous attendons à ce que l'émission  $\gamma$  produite par ces cœurs extrêmement denses de matière ne soit pas très bien reproduite par le modèle. En outre, il est possible que les CRs soient piégés dans cette région extrêmement dense. La masse du cœur de Sgr B2 est estimée autour de  $5 \times 10^5 M_{\odot}$  (Jones et al., 2011). Le rapport d'amplitude que nous trouvons entre la composante de matière dense et ce cœur de Sgr B2 est similaire au rapport de la masse du CMZ sur la masse de ce cœur moléculaire. C'est ce à quoi nous nous attendons pour une distribution de CRs plus ou moins uniforme dans la région. L'amplitude que nous trouvons pour cette dernière composante est donc cohérente.

Un outil pour estimer la qualité de l'ajustement est la distribution en significativité des résidus à la dernière étape de la procédure itérative comme représenté sur la figure 9.6. Leur distribution (rouge), suivant celle obtenue à partir d'un tirage poissonnien autour du modèle (bleue), nous indique qu'il ne reste pas de résidus significatif dans nos données que nous n'avons pas modélisé. Les résidus restant sont dans les erreurs statistiques.

A la dernière étape de l'ajustement itératif multi-composantes, il est donc possible de déterminer la contribution de l'émission diffuse sous les deux sources ponctuelles et d'obtenir leur flux réel pour pouvoir ensuite les soustraire proprement. Pour les deux chaînes d'analyse, *HAP-FR* et *Paris-Analysis* nous avons systématiquement un résidu problématique au niveau de G0.9+0.1. Nous n'avons pas encore réussi à établir son origine mais il pourrait provenir d'une mauvaise modélisation de la PSF à la position de cette source. Cette source n'a pas d'impact sur l'amplitude et la morphologie des composantes ajustées pour l'émission diffuse. Nous avons vérifiés qu'en excluant toute une zone de  $0.1^{\circ}$  autour de G0.9+0.1 lors de l'ajustement, les résultats restaient identiques.

Cette première étape nous a permis de vérifier, que sur toute la bande en énergie de H.E.S.S. (0.5-100 TeV), nous trouvons avec les nouveaux outils de haut niveau développés dans *Gammamy* des résultats compatibles avec ceux que nous avons récemment publié avec les outils standards (Abramowski et al., 2017). Nous avons pu corroborer les résultats avec les données de deux chaînes d'analyse de la collaboration et révéler pour l'une d'elle une détection significative du cœur dense de Sgr B2. Grâce au modèle de fond développé quelle que soit la bande en énergie, nous appliquons la même procédure sur des cartes construites sur différentes bandes en énergie. Nous présentons les premiers résultats de cette analyse dans la dernière section. Nous présentons d'abord l'analyse spectrale réalisée sur toute la région dans la section suivante.



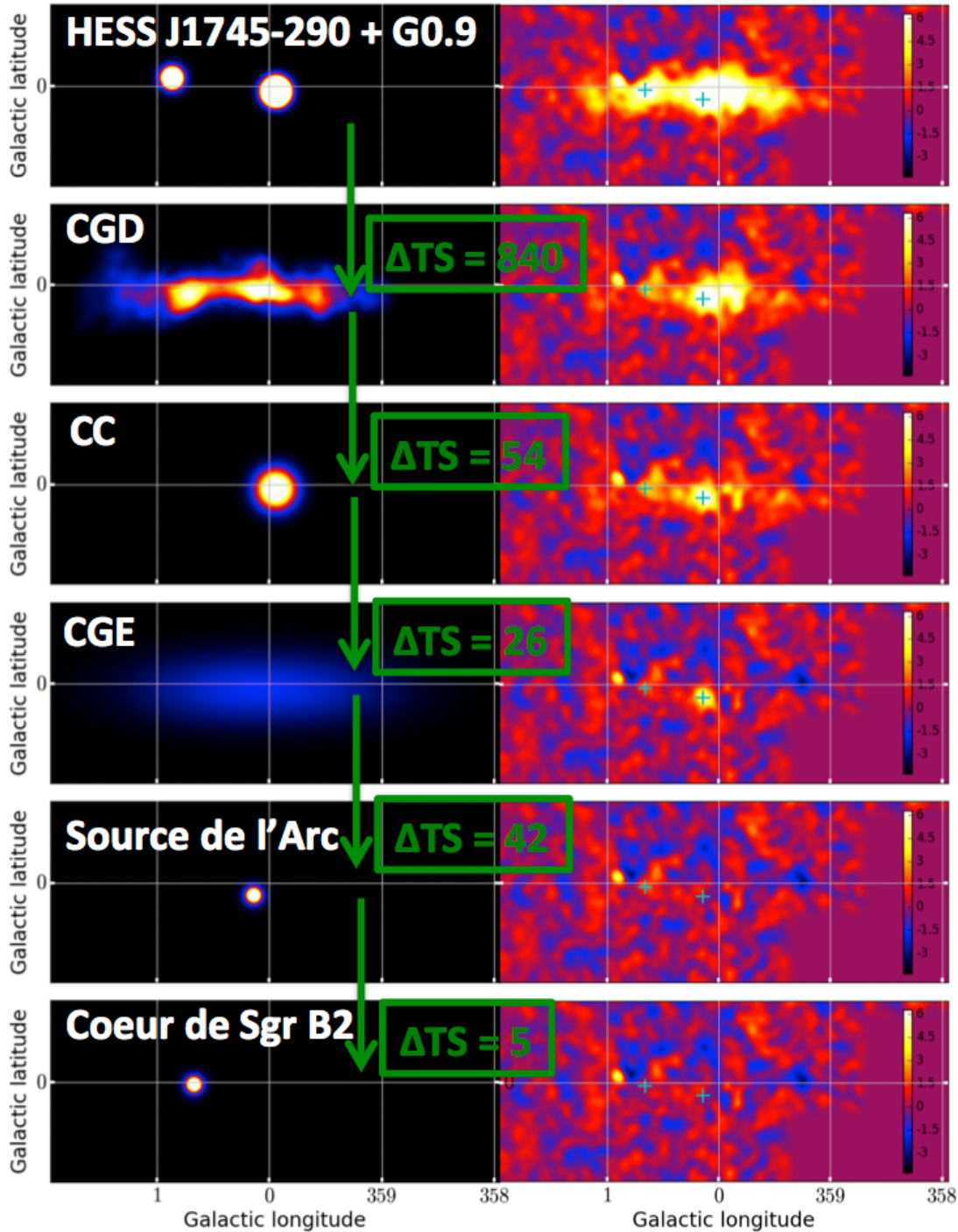


FIGURE 9.4 – Les étapes successives de l’ajustement en utilisant la chaîne d’analyse *HAP-FR*. Le modèle prédit par les différentes composantes (lissées avec la PSF de H.E.S.S.) qui sont ajoutées à chaque pas de la procédure est représenté sur les figures de gauche. Les cartes en résidus correspondantes c’est à dire les coups mesurés soustraient des modèles sont représentées sur les figures de droite. Les cartes sont en coordonnées Galactique. Des figures du haut aux figures du bas, sont successivement ajoutées les composantes : fond+G0.9+0.1 + HESS J1745-290 + émission Galactique grande échelle puis la composante de gaz dense (CGD) puis la composante centrale (CC) puis la composante grand échelle (CGE) puis la nouvelle source HESS J1746-285 puis la gaussienne modélisant le cœur dense de Sgr B2. Les croix bleues représentent respectivement de gauche à droite la position du cœur dense de Sgr B2 et de HESS J1746-285.

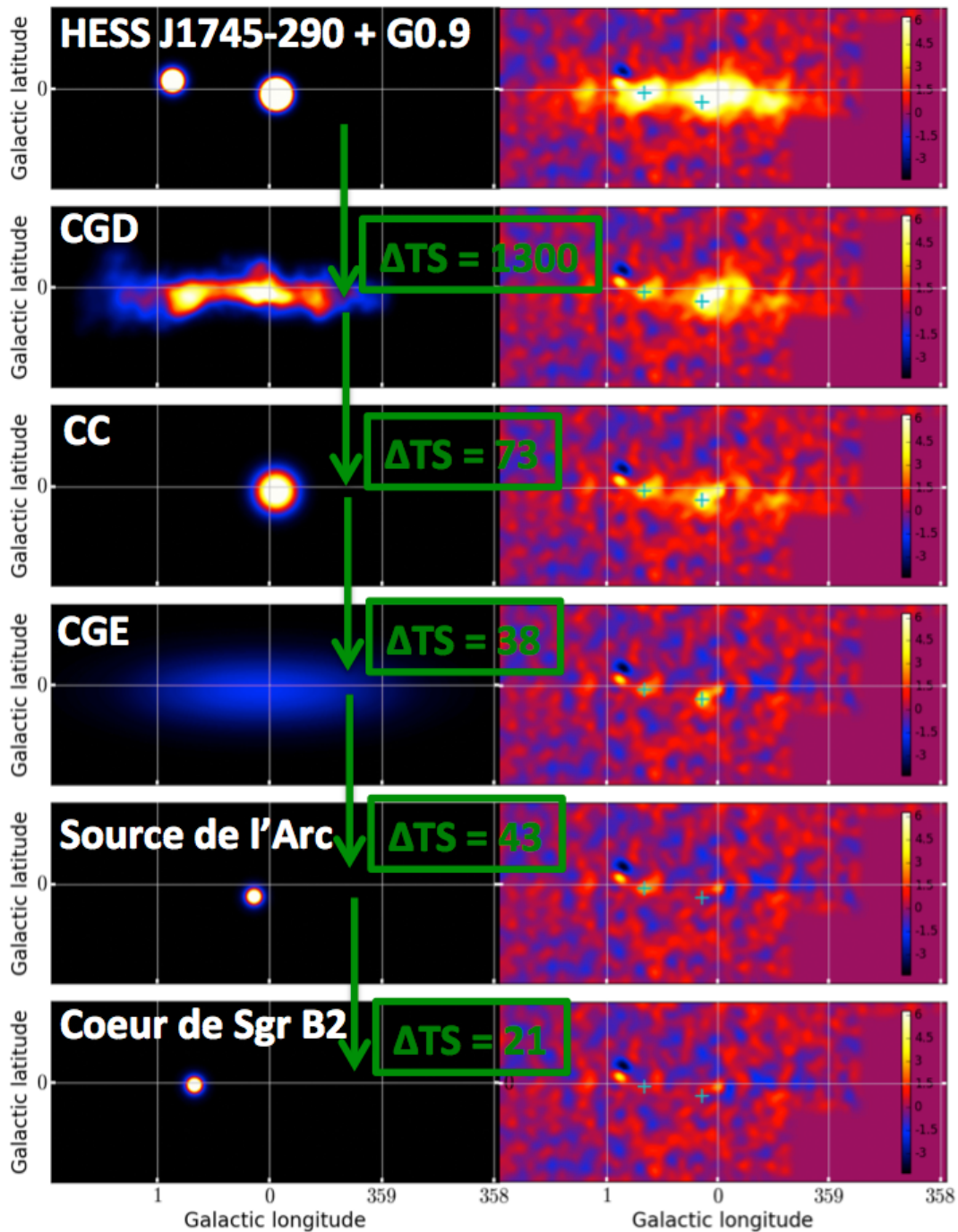


FIGURE 9.5 – Les étapes successives de l’ajustement en utilisant la chaîne d’analyse *Paris Analysis*. Le modèle prédit par les différentes composantes (lissées avec la PSF de H.E.S.S.) qui sont ajoutées à chaque pas de la procédure est représenté sur les figures de gauche. Les cartes en résidus correspondantes c’est à dire les coups mesurés soustraient des modèles sont représentées sur les figures de droite. Les cartes sont en coordonnées Galactique. Des figures du haut aux figures du bas, sont successivement ajoutées les composantes : fond+G0.9+0.1 + HESS J1745-290 + émission Galactique grande échelle puis la composante de gaz dense (CGD) puis la composante centrale (CC) puis la composante grand échelle (CGE) puis la nouvelle source HESS J1746-285 puis la gaussienne modélisant le cœur dense de Sgr B2. Les croix bleues représentent respectivement de gauche à droite la position du cœur dense de Sgr B2 et de HESS J1746-285.

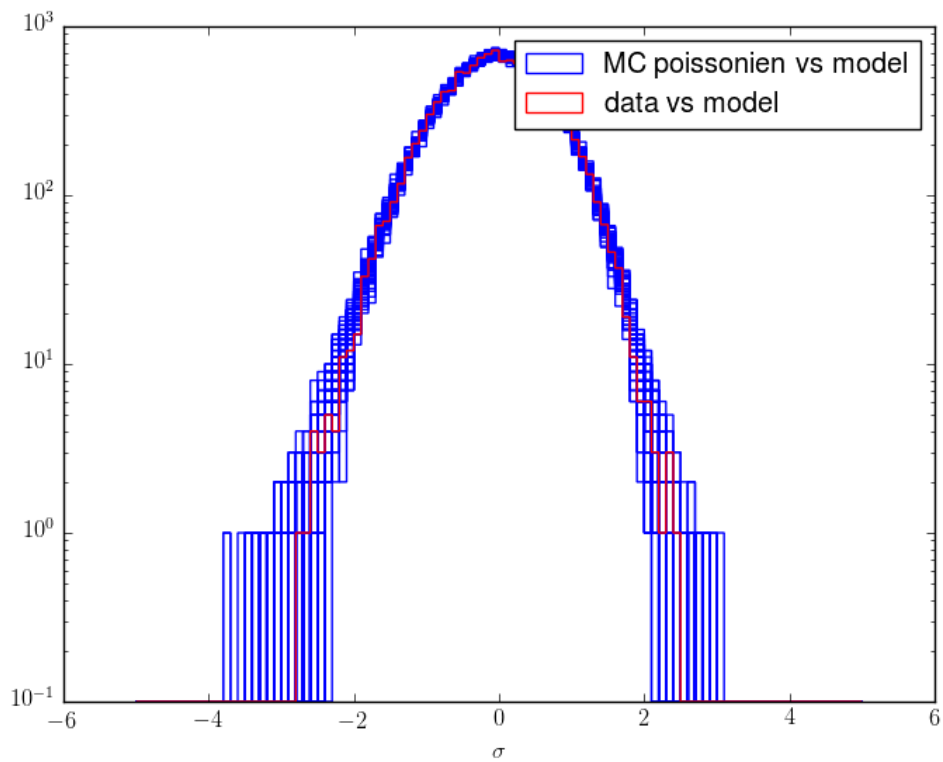


FIGURE 9.6 – Distribution de la significativité des résidus à chaque position de la carte entre les données et le modèle (rouge) et entre des données générées à partir d'un tirage poissonien autour du modèle et le modèle (bleue).

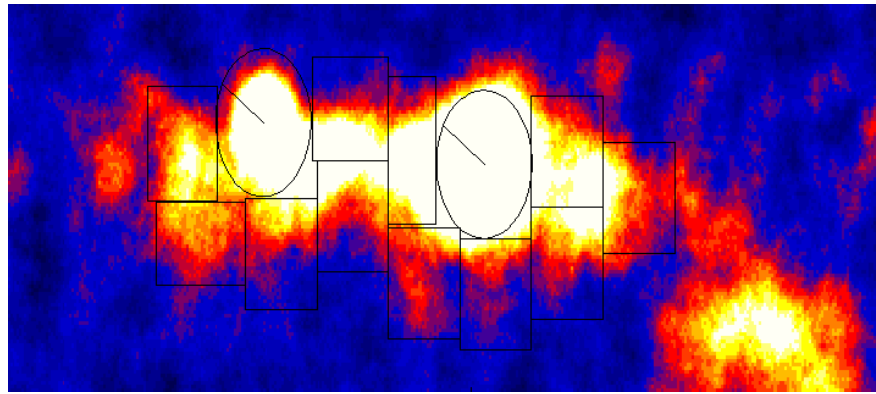
## 9.2 Extraction spectrale

Dans le chapitre 7, nous avons décrit la méthode d'extraction spectrale utilisée dans la collaboration H.E.S.S. fondée sur la méthode de la vraisemblance profilée avec une statistique ON-OFF. Nous avons montré que dans le cas particulier de source faible avec un grand nombre d'observations, les estimateurs obtenus avec cette méthode étaient biaisés. L'émission diffuse au GC ainsi que la nouvelle source ponctuelle nouvellement détectée HESS J1746-285 font parties de ces sources pour lesquelles il a été nécessaire d'appliquer une méthode permettant de diminuer ce biais. Cette méthode que nous avons développée consiste à regrouper des observations aux conditions d'observation similaires lors de l'extraction spectrale. Elle a été présentée au chapitre 7.

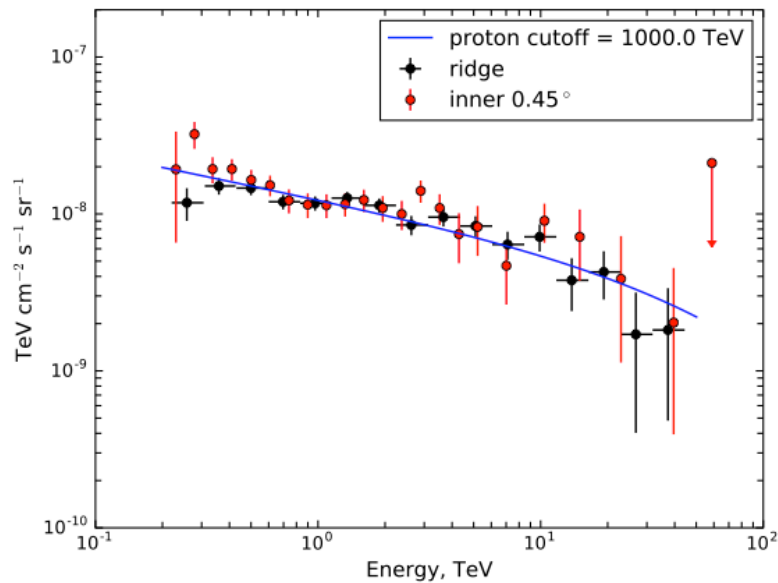
**Spectre de HESS J1746-285** En utilisant le résultat de l'ajustement 2D précédent, il est possible d'estimer la contribution de l'émission diffuse sous HESS J1746-285 et de la soustraire (Abramowski et al., 2017). Un spectre intrinsèque au delà de 350 GeV peut alors être extrait, il présente un indice spectral  $\Gamma=2.2 \pm 0.2_{stat}$  et un flux différentiel à 1 TeV  $\phi_{1TeV} = (1.8 \pm 0.5_{stat}) \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ TeV}^{-1} \text{ s}^{-1}$ . Les erreurs prennent en compte les incertitudes sur le spectre de l'émission diffuse totale. Le spectre est représenté sur la figure 7.8.b. Pour une distance de 8 kpc, la luminosité de cette source dans l'intervalle 0.35-10 TeV est de  $\sim 7 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ .

**Spectre de l'émission diffuse** Le spectre total de l'émission diffuse est évalué sur une large région,  $|l| < 1^\circ$  et  $|b| < 0.3^\circ$  couvrant une grande partie de l'émission diffuse observée sur la figure 9.2.b. Afin de s'affranchir des biais dus à la variation des conditions d'observation et pour pouvoir être capable d'estimer le fond, nous sommes obligé de découper cette zone en 11 régions rectangulaires plus petites mais de surface similaire ( $\sim 2.7 \times 10^{-5} \text{ sr}$ ) et de brillance comparable (figure 9.7.a). L'extraction spectrale est réalisée dans chacune de ces régions. Les spectres sont ensuite sommés ensemble pour réaliser un ajustement global et simultané. Trois régions sont exclues de l'analyse : deux régions de  $0.2^\circ$  de rayon autour de G0.9+0.1 et SgrA\* pour éviter une contamination des deux sources ponctuelles les plus brillantes au GC et une région de  $0.1^\circ$  autour de HESS J1746-285. Le spectre extrait présente un indice spectral  $\Gamma=2.28 \pm 0.03_{stat}$  et un flux différentiel à 1 TeV  $\phi_{1TeV} = (1.2 \pm 0.04_{stat}) \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ TeV}^{-1} \text{ s}^{-1}$  (figure 9.7.b). Aucune coupure exponentielle significative n'est détectée.

La valeur du flux trouvée est plus faible que la contribution totale de chaque composante à l'émission car les régions que nous avons été contraint de choisir pour extraire le spectre ne couvrent pas la totalité de l'émission et des zones d'émission intense ont été retirées pour éviter toute contamination des sources ponctuelles. Cette limitation de l'extraction spectrale 1D pour les sources diffuses de morphologie complexe souligne la nécessité d'utiliser un nouveau type d'analyse comme l'analyse 3D permettant de déterminer la forme spectrale de multiples composantes superposées.



(a)



(b)

FIGURE 9.7 – (a) Les onze régions de l'émission diffuse utilisées pour réaliser l'extraction spectrale (carrés noirs) ainsi que les zones exclues de l'analyse autour de G0.9+0.1 et SgrA\* (cercles noirs) (b) Spectre total de l'émission diffuse évalué sur une région  $|l| < 1^\circ$ ,  $|b| < 0.3^\circ$  (points noirs). Pour comparaison est superposé le spectre que donnerait un spectre incident de proton avec une coupure à 1000 TeV ainsi que le spectre obtenu dans une région autour de la source *SgrA\** par Abramowski et al. (2016) (points rouges). Crédits : Abramowski et al. (2017).

## 9.3 Étude de la morphologie de l'émission diffuse en fonction de l'énergie

### 9.3.1 Processus d'ajustement

Dans cette section, nous utilisons la procédure itérative précédente pour modéliser l'émission diffuse du GC sur cinq bandes en énergie : 0.5-1.5 TeV, 1.5-4 TeV, 4-12 TeV, 12-35 TeV et 35-100 TeV. Le lot de données pour construire ces cartes est identique à celui présenté précédemment. Les cartes en excès de l'émission  $\gamma$  au TeV sont représentées pour ces différentes bandes en énergie sur la figure 9.8. Les deux sources les plus brillantes, HESS J1745-290 et G0.9+0.1, sont visibles dans

les trois premières bandes. Dans les deux dernières bandes la statistique n'est plus assez élevée pour distinguer une émission au delà de la source centrale HESS J1745-290 vraiment significative. Nous nous intéresserons donc à l'étude de la morphologie de l'émission diffuse sur les trois premières bandes, en la modélisant avec les composantes détectées précédemment.

Nous fixons les positions et les extensions des composantes du modèle aux valeurs extraites précédemment et évaluons leur contribution relative et leur significativité pour les différentes bandes en énergie. Puisque nous avons mis en évidence leur détection sur toute la bande en énergie, nous fixons un seuil en significativité de  $TS > 9$  pour leur détection dans cette analyse multi-bande.

Comme précédemment, nous estimons la contribution de l'émission diffuse du plan Galactique en amont de l'ajustement itératif bande par bande. Pour ce faire, nous fixons la morphologie de l'émission que nous avons ajusté sur la bande totale 0.5-100 TeV et nous évaluons l'amplitude de cette composante dans les différentes bandes. Ces amplitudes sont ensuite fixées dans l'ajustement itératif pour chacune des bandes en énergie.

### 9.3.2 Résultats

L'émission diffuse pour trois bandes en énergie est présentée sur la figure 9.9. Elle semble devenir plus concentrée dans les parties centrales avec l'énergie. Cependant comme nous le discutons dans la suite, aucune évolution significative de la morphologie des composantes n'est pour l'instant observée. La contribution des différentes composantes à l'émission diffuse totale est représentée sur la figure 9.10 sous la forme de profils en longitude et latitude. Pour ces trois bandes en énergie, les différentes composantes sont toujours détectées significativement comme représentées sur les cartes en résidus de la figure 9.11. En particulier, la détection de la source de l'Arc est significative à plus de  $3\sigma$  dans les trois bandes en énergie. Nous trouvons des résultats compatibles dans les trois bandes avec l'autre chaîne d'analyse *Paris Analysis* (figure 9.12).

Comme déjà remarqué dans la section précédente, la chaîne d'analyse *Paris Analysis* présente une meilleure PSF à basse énergie. La détection du cœur de Sagittarius B2 est toujours significative à plus de  $4\sigma$  pour la bande de plus basse énergie 0.5-1.5 TeV mais elle ne l'est plus pour des énergies plus élevées. Avec des observations supplémentaires et un instrument bien plus sensible comme CTA, nous pourrions déterminer si cette détection actuelle uniquement à basse énergie est liée au manque de statistique sur les autres bandes ou si elle indique un changement dans le spectre des CRs qui deviendrait plus mou dans les régions internes du nuage. Cette dernière hypothèse pourrait être expliquée par un confinement plus long des CRs de plus basse énergie.

Dans la table 9.3, nous reportons les différents rapports d'amplitudes ajustées pour les principales composantes utilisées pour modéliser l'émission diffuse. Au regard des barres d'erreurs aucune variation significative de la morphologie avec l'énergie n'est observée. Sur la figure 9.13 sont représentés les profils normalisés en longitude de l'émission diffuse après avoir soustrait les deux sources ponctuelles, HESS J1745-290 et G0.9+0.1. Au regard des fluctuations, la morphologie de l'émission peut être considérée comme constante sur les différentes bandes. Au-delà de 10 TeV (figure 9.8), il n'y a plus de détection significative de l'émission. Les fluctuations sont telles que les profils obtenus sont compatibles avec aucun excès.

Pour les deux premières bandes en énergie (0.5-1.5 et 1.5-4 TeV), la statistique est suffisante pour laisser libre la morphologie des composantes lors de l'ajustement. Dans ce cas, nous retrouvons pour les différentes composantes des paramètres similaires à ceux obtenus sur la bande 0.5-100 TeV. Nous pouvons noter que dans ces deux bandes, la morphologie globale ne semble pas présenter de variation majeure. Lorsque nous fixons la morphologie des deux composantes grande échelle et que nous laissons libre la largeur de la composante centrale, une légère augmentation de la largeur

avec l'énergie est observée mais au regard des erreurs elle n'est pas significative. Les résultats sont similaires avec la chaîne d'analyse *Paris Analysis*.

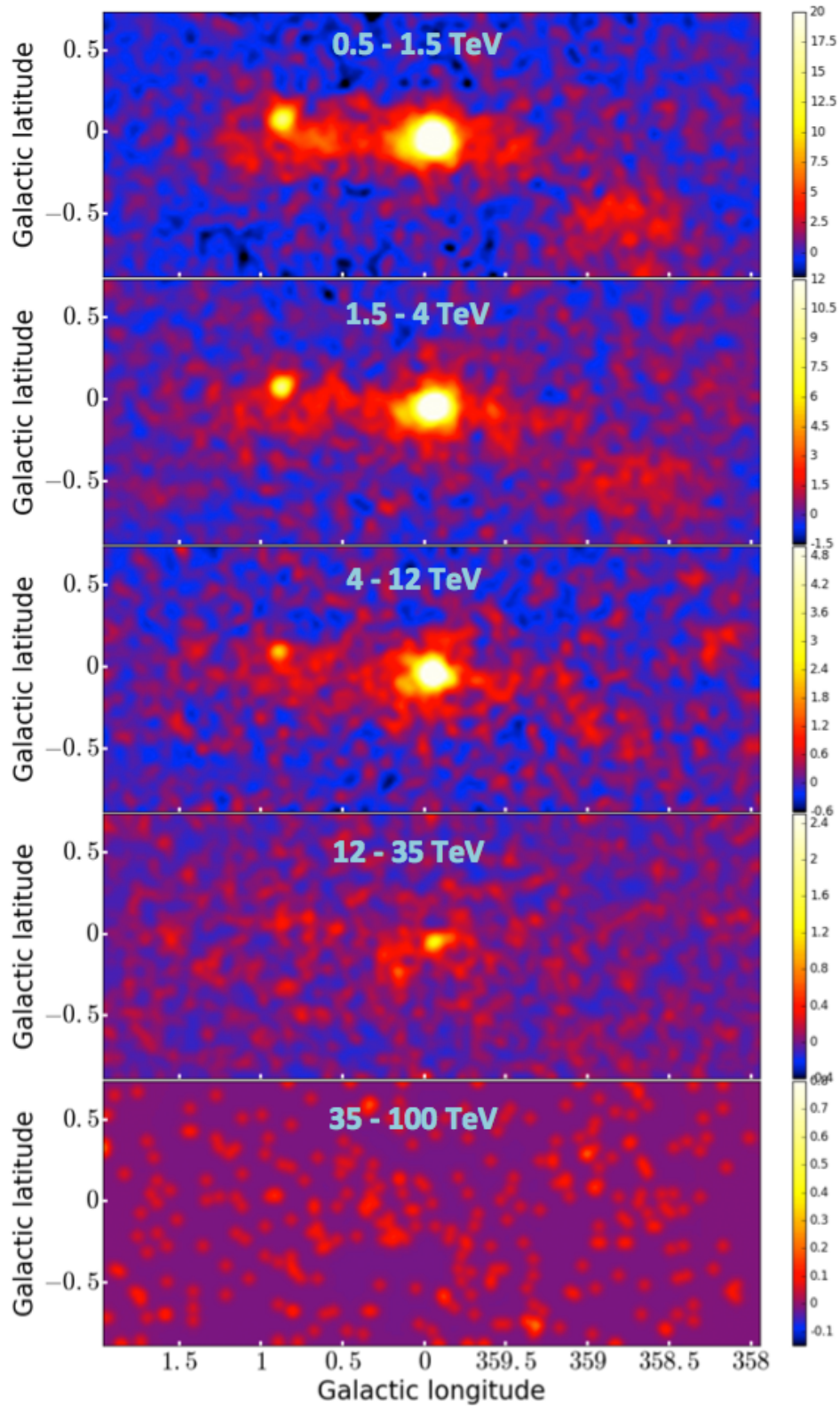


FIGURE 9.8 – Cartes en excès de la région du Centre Galactique en coordonnées Galactiques de l'émission  $\gamma$  de très haute énergie pour cinq bandes en énergie et produites avec *Gammapy*

TABLE 9.3 – Rapport des amplitudes de la composante de matière dense, de la composante centrale et de la composante de grande échelle par rapport à l'amplitude ajustée pour la source au centre HESS J1745-290 pour trois bandes en énergie.

Bande en énergie	DGC/GC source	LS/GC source	CC/GC source
0.5-1.5 TeV	$1.04 \pm 0.20$	$2.51 \pm 0.70$	$0.16 \pm 0.07$
1.5-4 TeV	$1.10 \pm 0.25$	$2.04 \pm 0.86$	$0.34 \pm 0.10$
4-12 TeV	$0.97 \pm 0.37$	$3.0 \pm 1.35$	$0.35 \pm 0.15$

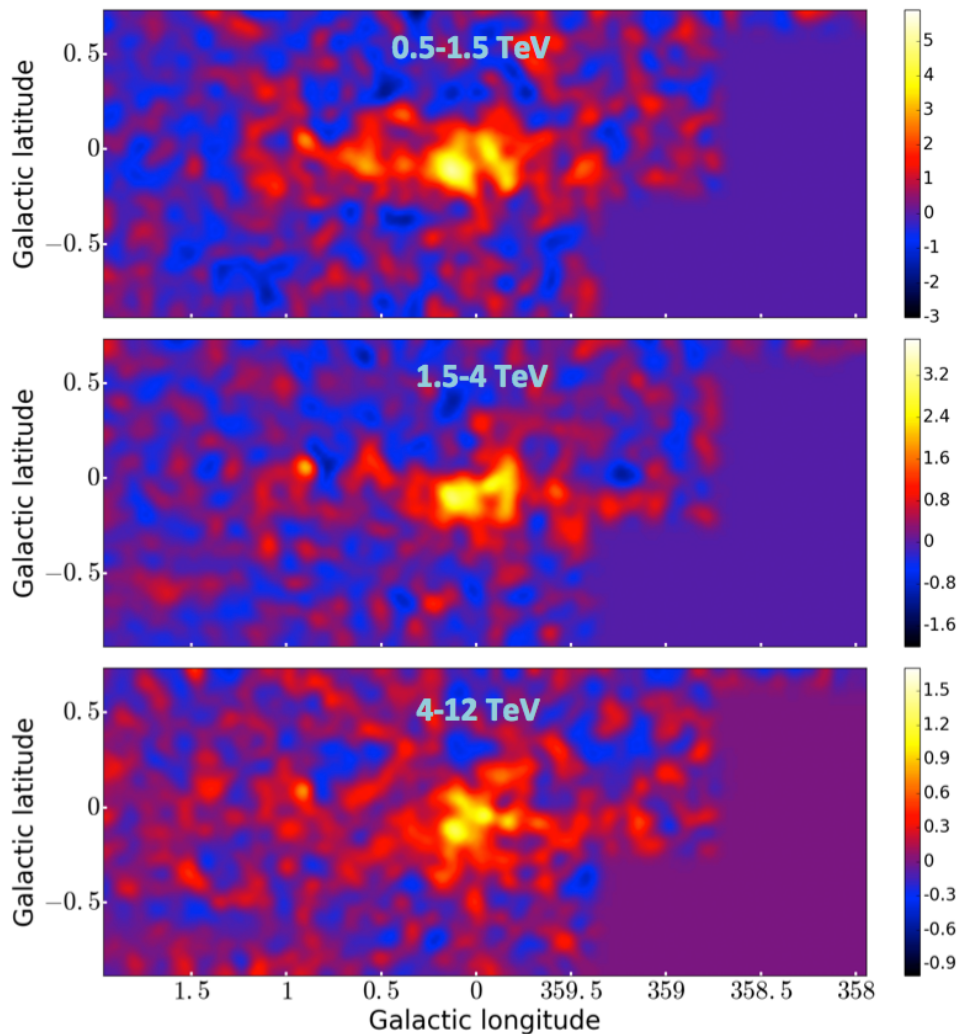
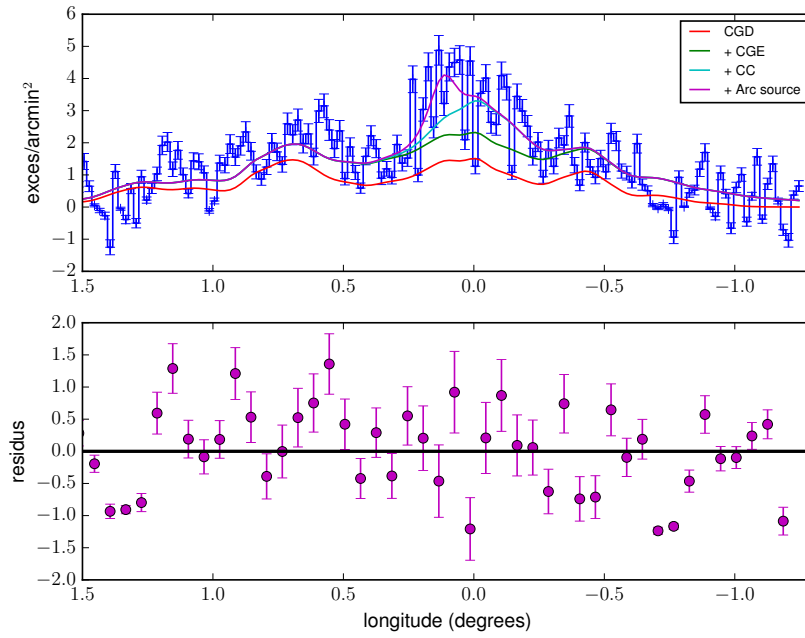
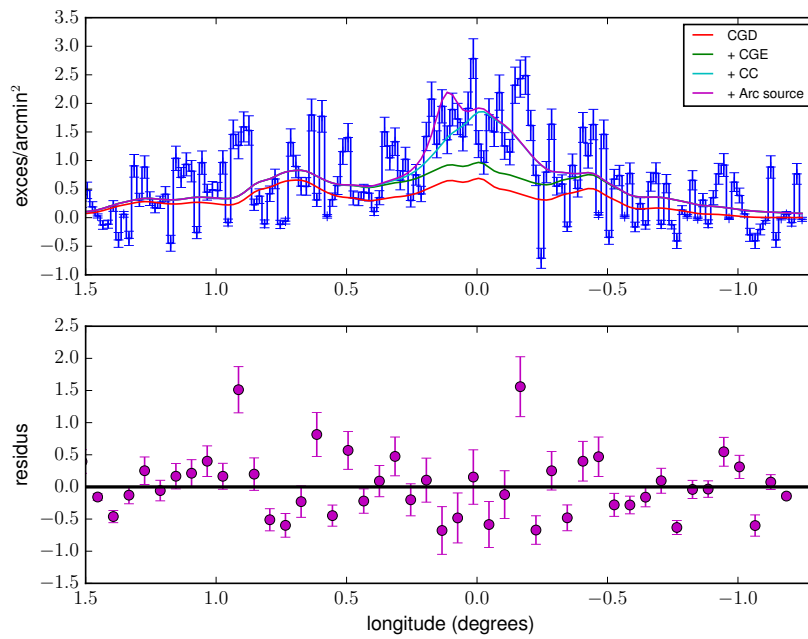


FIGURE 9.9 – Carte de l'émission  $\gamma$  après avoir soustrait les deux sources ponctuelles G0.9+0.1 et HESS J1745-290 à la fin de l'ajustement itératif pour trois bandes en énergie. L'émission semble se concentrer dans les parties centrales de la région avec l'énergie. Cependant, une étude plus précise de l'évolution des composantes qui la constitue, montre qu'elles ne présentent pas d'évolution significative.

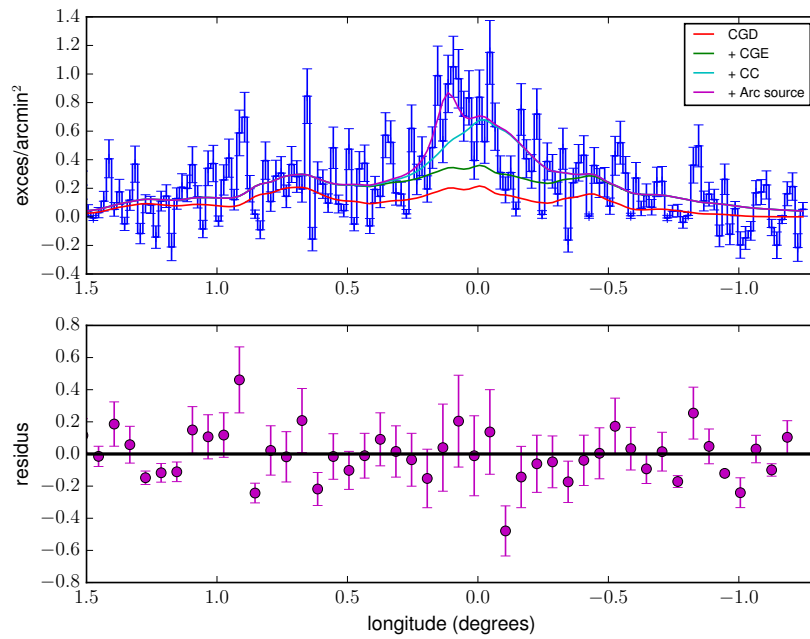




(a) 0.5-1.5 TeV

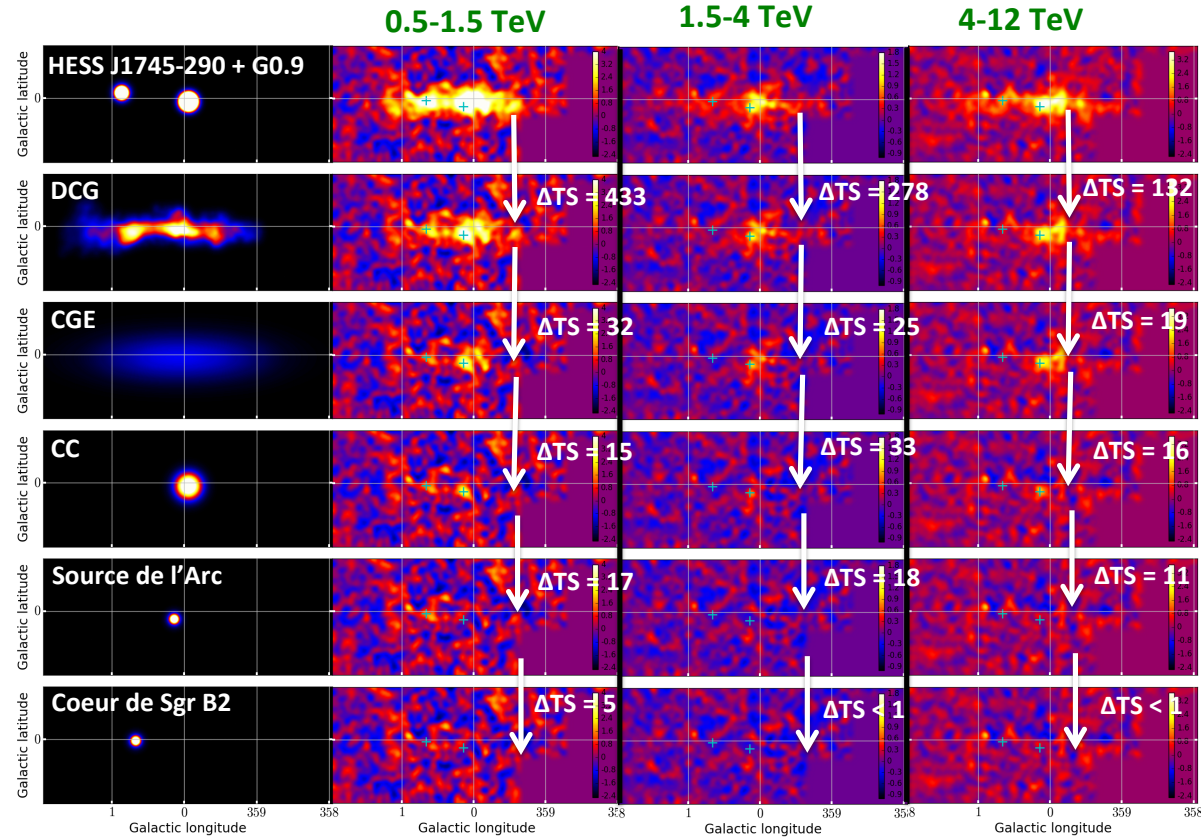


(b) 1.5-4 TeV



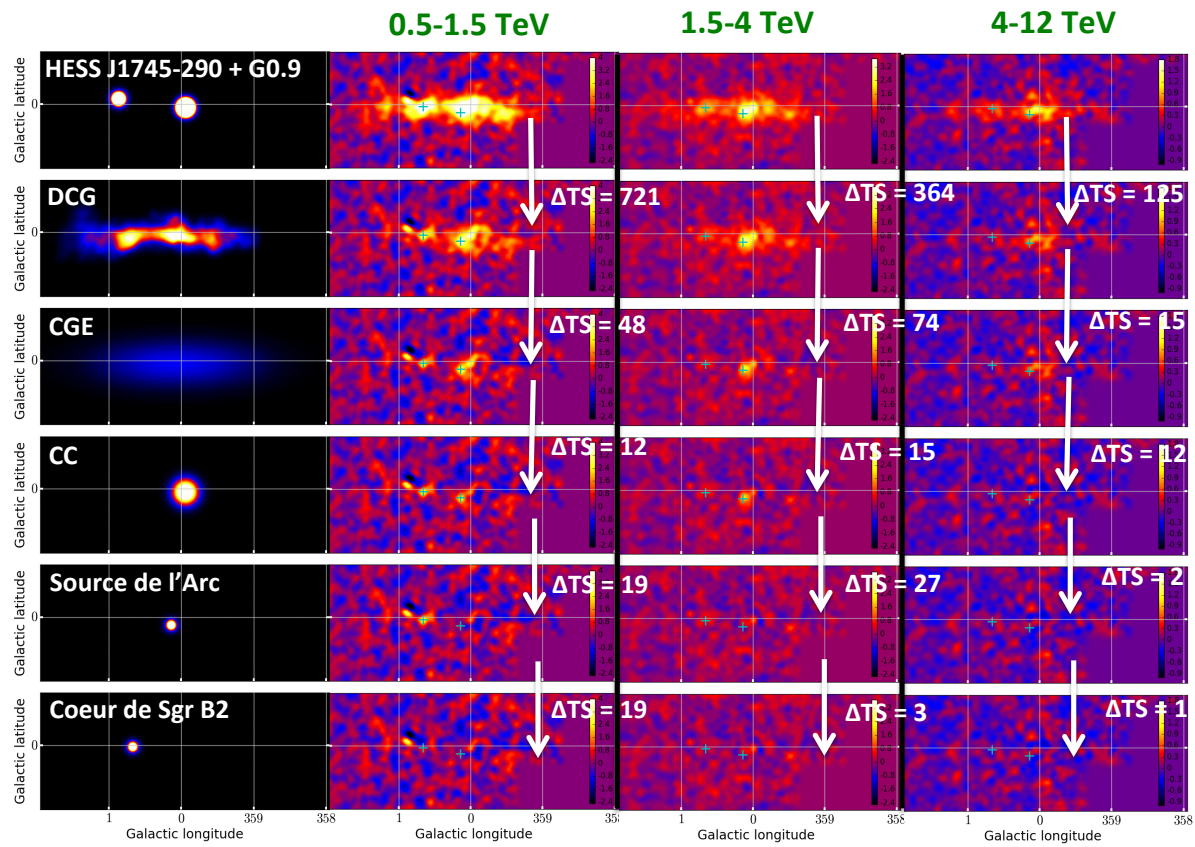
(c) 4-12 TeV

FIGURE 9.10 – Profil en longitude de l'émission  $\gamma$  diffuse dans le GC intégré sur  $-0.15^\circ < b < 0.15^\circ$  après soustraction des deux sources ponctuelles, du fond résiduel de CRs et de l'émission diffuse Galactique (ligne bleue) pour les bandes d'énergies (a) 0.5-1.5 TeV, (b) 1.5-4 TeV et (c) 4-12 TeV. Les lignes des différentes couleurs représentent les différentes composantes modélisant l'émission  $\gamma$  et leur contribution à l'émission totale. Sur les figures du bas sont présentés les résidus entre les données et le modèle à la dernière étape de l'ajustement.



(a)

FIGURE 9.11 – Les étapes successives de l’ajustement en utilisant la chaîne d’analyse *HAP-FR* pour trois bandes en énergie. Le modèle prédit par les différentes composantes (lissées avec la PSF de H.E.S.S.) qui sont ajoutées à chaque pas de la procédure est représenté sur les figures de gauche. Les cartes en résidus correspondantes c’est-à-dire les coups mesurés soustraient des coups prédits par les modèles sont représentées sur les figures de droite pour les différentes bandes. Les cartes sont en coordonnées Galactique. Des figures du haut aux figures du bas, sont successivement ajoutées les composantes : fond+G0.9+0.1 + HESS J1745-290 + émission Galactique grande échelle puis la composante de gaz dense (CGD) puis la composante grand échelle (CGE) puis la composante centrale (CC) puis la nouvelle source HESS J1746-285 puis la gaussienne modélisant le cœur dense de Sgr B2.



(a)

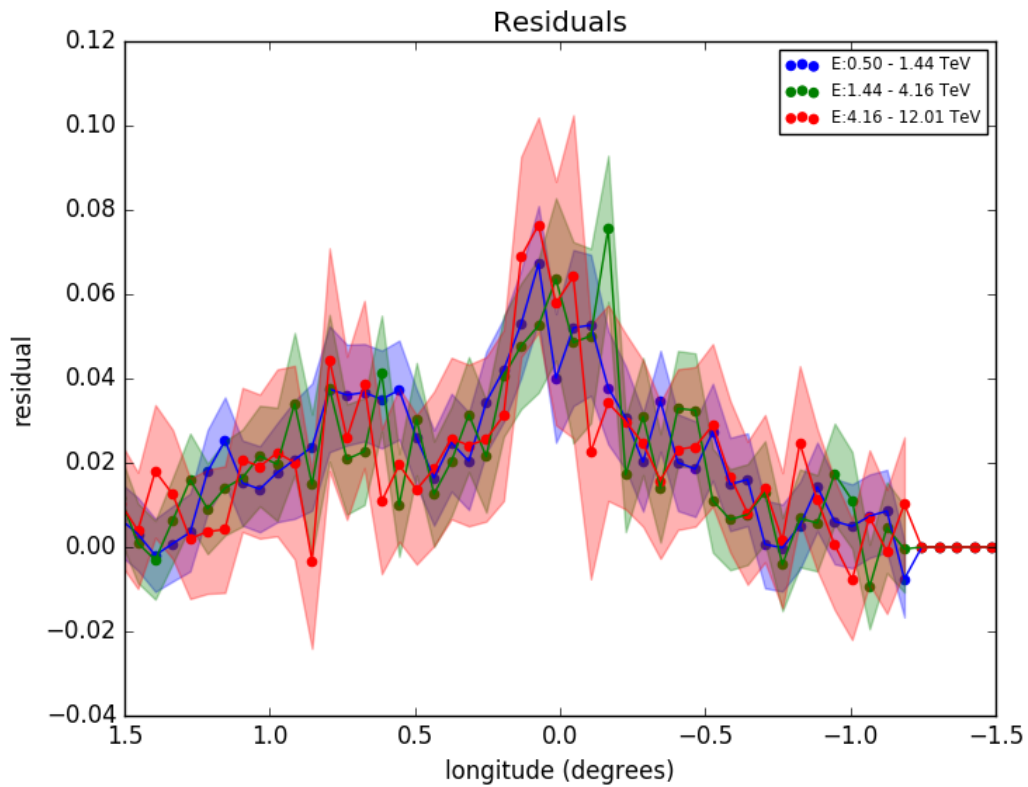
FIGURE 9.12 – Même image que précédemment mais les étapes successives de l’ajustement ont été réalisées en utilisant la chaîne d’analyse *Paris Analysis*.

## 9.4 Discussion et premières conclusions

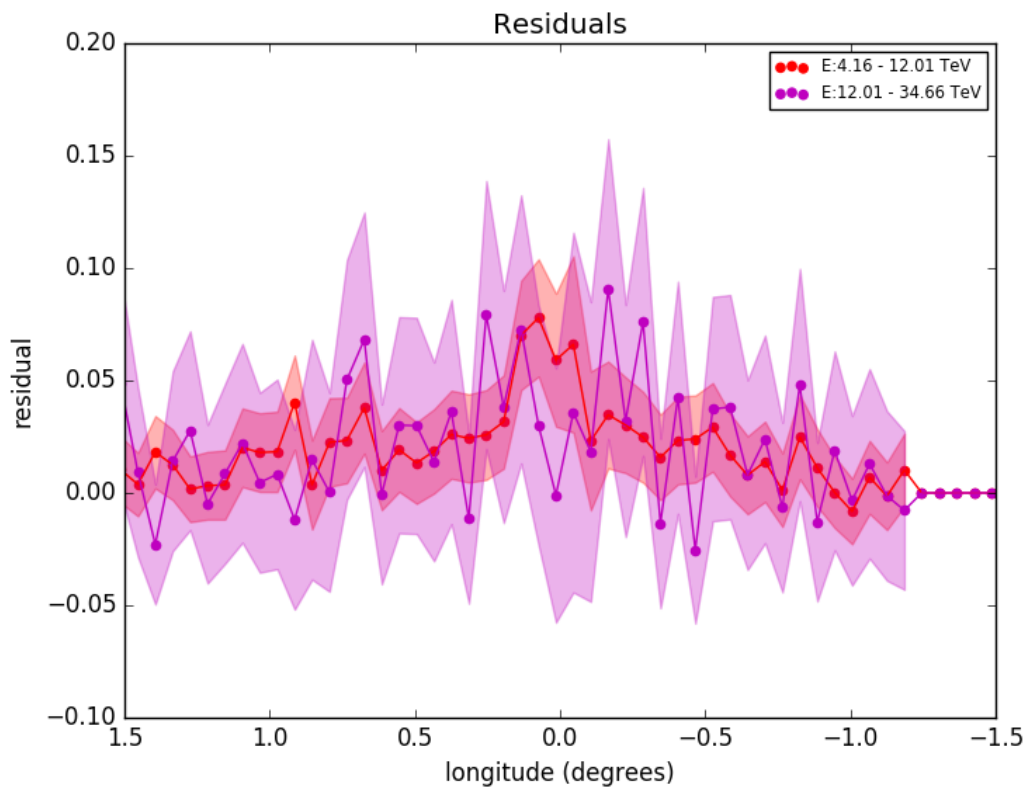
Nous avons montré que, sur toute la bande en énergie de H.E.S.S., les résultats obtenus pour l'analyse multi-composante de la morphologie de l'émission diffuse au GC, avec les nouveaux outils développés dans *Gammapy*, sont compatibles avec ceux récemment publiés avec les outils standards (Abramowski et al., 2017). Grâce à la construction de notre modèle de fond, quelle que soit la bande en énergie, nous avons pu commencer à étudier les différentes composantes détectées précédemment sur différentes bandes en énergie. Cette étude souffre d'un manque de statistique mais à l'heure actuelle aucune variation significative n'est détectée en fonction de l'énergie.

Sur la figure 9.14, nous présentons les profils normalisés en longitude de l'émission diffuse après avoir soustrait les deux sources ponctuelles, HESS J1745-290 et G0.9+0.1 pour les trois premières bandes en énergie. Pour chaque énergie, nous superposons les profils prédits par le modèle 3D d'injection et de propagation de CRs au GC que nous avons développé et présenté au chapitre 4. Au regard des fluctuations et du manque de statistique actuel avec les données de H.E.S.S., nous ne pouvons pas clairement différencier les deux scénarios : injection stationnaire au GC ou injection récurrente par les SNe. Cependant ces figures confirment, que lorsque nous considérons une distribution réaliste des SNe au GC, concentrées dans les parties centrales et que nous tenons compte d'un échappement dépendant du temps de la SNR, ce scénario d'injections impulsives peut reproduire les données et en particulier l'excès central. Dans ce scénario, le profil se stationnarise aux basses énergies. Une différence importante dans la morphologie est donc attendue entre les basses et hautes énergies. Une statistique plus importante à haute énergie, dont nous disposerons avec les observations de CTA, est nécessaire pour distinguer les différents scénarios d'injection de CRs au GC.

Afin de réaliser une étude spectrale fine et d'être en capacité de séparer les composantes de cette région, nous devons utiliser l'analyse 3D. Une des grandes difficultés, que nous avons également rencontré dans notre étude 2D par bande en énergie, est de tenir compte de l'évolution de l'émission diffuse du plan Galactique avec l'énergie, qui peut contribuer à une fraction majeure de l'émission. Avec les données actuelles de H.E.S.S., il sera très probablement possible de réaliser une analyse 3D des sources ponctuelles ainsi que de l'émission diffuse totale au GC pour une morphologie fixe de celle-ci. Par contre, une analyse 3D des différentes composantes constituant cette émission diffuse, que nous venons de mettre en évidence, demandera certainement une statistique plus importante et donc les observations de CTA.

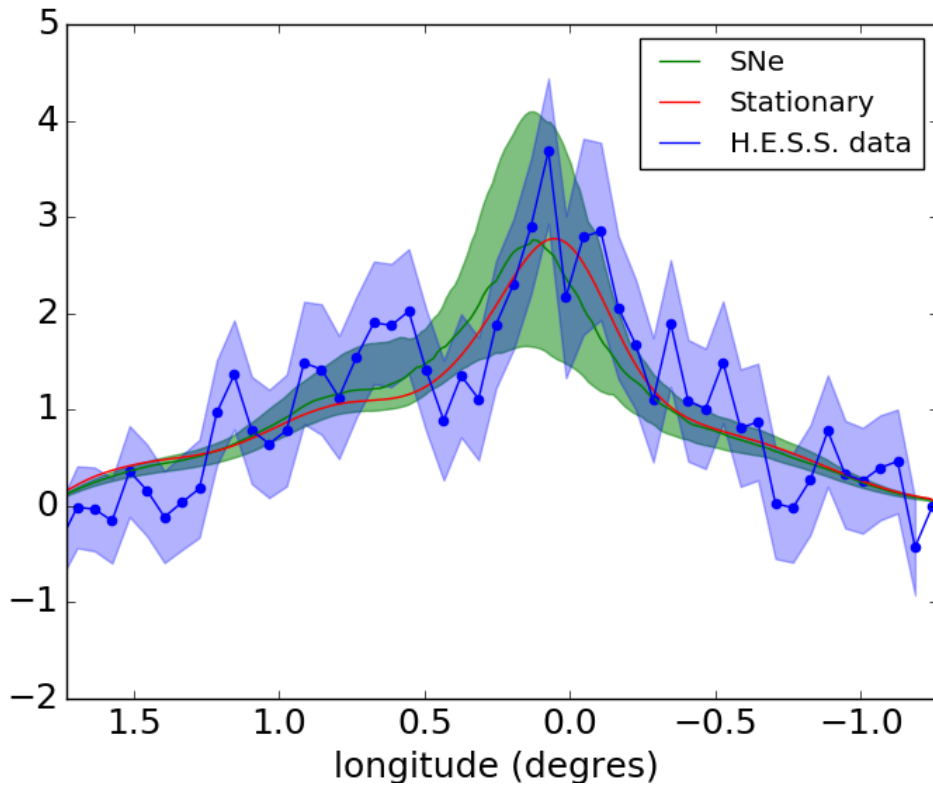


(a)

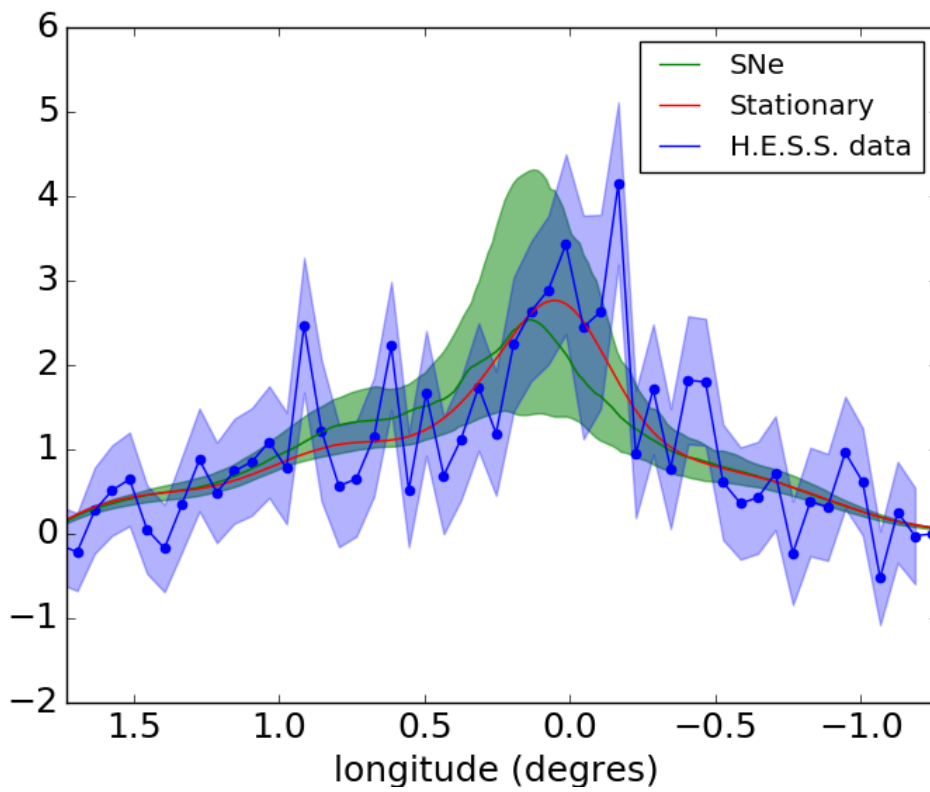


(b)

FIGURE 9.13 – Profils normalisés en longitude intégrés sur  $-0.15^\circ < b < 0.15^\circ$  de l'émission diffuse après avoir soustrait les deux sources ponctuelles, HESS J1745-290 et G0.9+0.1 pour différentes bandes en énergie. Ces profils en fonction de l'énergie ne présentent pas de variation avec l'énergie. Les profils pour des énergies supérieures à 12 TeV sont plats mais sont très peu contraints en raison du manque de statistique.



(a) 0.1-1.5 TeV



(b) 1.5-4 TeV

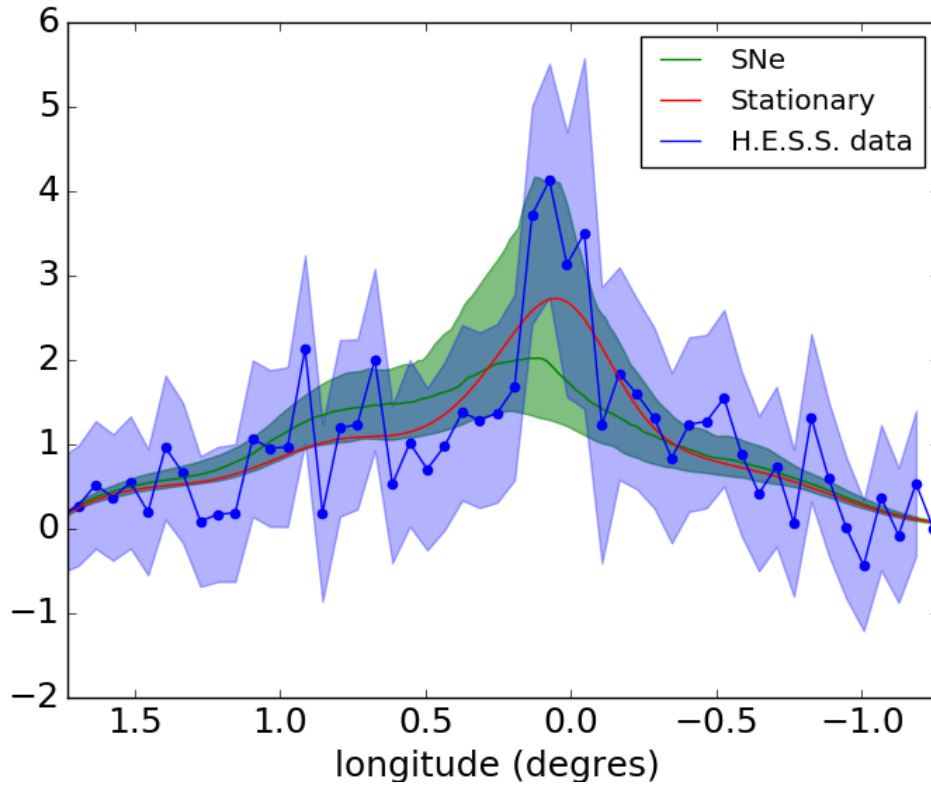


FIGURE 9.14 – Profils normalisés en longitude intégrés sur  $-0.15^\circ < b < 0.15^\circ$  de l'émission diffuse après avoir soustrait les deux sources ponctuelles, HESS J1745-290 et G0.9+0.1 pour différentes bandes en énergie obtenus avec les données de H.E.S.S. (bleu). En rouge est représenté le profil normalisé obtenu pour le modèle d'une source stationnaire au GC avec notre modèle d'injection et de propagation des CRs dans la région du GC détaillée au chapitre 4. En vert est représenté le profil obtenu par une injection récurrente de CRs par les SNe au GC (chapitre 4).



## Chapitre 10

# Conclusions et Perspectives

**Une émission diffuse de très haute énergie au GC** Au cours de ce travail de thèse, nous nous sommes intéressés à la région du centre Galactique à très haute énergie. Avec plus de 10 ans de données de H.E.S.S., nous avons pu mener une étude détaillée de l'émission  $\gamma$  de très haute énergie. La soustraction des deux sources ponctuelles les plus brillantes au TeV au GC, HESS J1745-290 et G0.9+0.1, révèle une émission  $\gamma$  diffuse sous jacente très corrélée à la distribution de matière et piquée sur les principaux complexes moléculaires du GC. Le profil en longitude de l'émission met clairement en évidence un pic autour de la position du GC qui n'est pas corrélé à un cœur dense de matière. De plus, le profil de la densité de CRs que nous avons extrait à partir de l'émission  $\gamma$  montre un excès dans les parsecs centraux. Ces observations indiquent la présence d'accélérateur de CRs près du GC.

**Une contribution non négligeable des SNRs** Pour étudier l'origine de cette émission diffuse, nous avons construit un modèle tridimensionnel d'injection et de propagation des CRs au centre de la Galaxie (Jouvin et al., 2017a). Nous avons considéré un coefficient de diffusion proche des estimations locales réalisées pour le MIS. Nous nous sommes donc placés dans un cadre uniquement diffusif puisqu'à ces très hautes énergies, la convection est négligeable au regard de la valeur du coefficient de diffusion choisie. Nous considérons un modèle hadronique où l'émission  $\gamma$  est produite par l'interaction des CRs avec la matière. En particulier, nous avons confirmé qu'un scénario impliquant la présence d'une source stationnaire au GC, comme nous l'avons proposé dans Abramowski et al. (2016), permettait de reproduire à la fois le spectre de cette émission ainsi que la densité de CRs piquée vers le centre. La puissance requise pour l'accélération des CRs est raisonnable si cette source au centre est par exemple liée au trou noir supermassif, Sgr A\*, localisé au GC. Cependant, environ quelques pour cent de la formation totale d'étoiles massives de la Galaxie a lieu dans cette région. Le taux de SNe y est très élevé et la production de CRs doit y être très soutenue dans la mesure où ces sources sont des candidates privilégiées pour l'accélération des CRs à travers le choc produit au moment de leur explosion. Nous avons montré qu'en considérant uniquement l'injection récurrente de CRs par ces SNRs et une efficacité relativement faible pour l'accélération des CRs, nous pouvions déjà reproduire l'émission vue par H.E.S.S. La contribution de ces sources ne peut pas être négligée dans les modélisations de cette émission diffuse de haute énergie à moins d'expliquer pourquoi, au centre Galactique, les SNRs ne participent pas à l'accélération des CRs. Nous pouvons donc parler d'un déficit de CRs au GC plutôt que d'un excès comme ce fut proposé lors de la découverte de cette émission diffuse par H.E.S.S. en 2006.

De plus, en tenant compte d'une distribution spatiale réaliste de ces sources, concentrées dans

les amas centraux d'étoiles massives, nous obtenons également un gradient de CRs vers le centre. En affinant notre modèle pour tenir compte d'un échappement des CRs de la SNR dépendant du temps en fonction de l'énergie des CRs, nous avons montré qu'une évolution significative de la morphologie de cette émission était attendue avec l'énergie. Notamment en raison d'un confinement plus long des CRs de basse énergie, le profil de l'émission  $\gamma$  se stationarise à basse énergie. Un point crucial dans notre modélisation a été la construction d'une distribution de matière réaliste. Nous utilisons une étude 2D de cette distribution, fondée sur le relevé de deux raies moléculaires, déterminée à une latitude Galactique de  $0^\circ$  et permettant de tracer également la composante moléculaire plus diffuse du GC. Nous supposons ensuite une décroissance exponentielle selon la latitude pour obtenir une distribution 3D. Très récemment, Yan et al. (2017), en utilisant le même relevé, ont déterminé une distribution de la matière selon la ligne de visée à différentes latitudes Galactiques. Avec ce nouveau relevé, nous pouvons utiliser une description plus fine de la matière dans notre modélisation.

Afin de pouvoir mieux contraindre l'origine de l'émission diffuse, il est important de rechercher une évolution morphologique en fonction de l'énergie. Nous devons développer des outils d'analyse de données permettant d'étudier la morphologie complexe des sources diffuses aux très hautes énergies.

**Extraction du spectre de l'émission** Nous avons tout d'abord participé à l'extraction spectrale "classique" de l'émission diffuse (Abramowski et al., 2017). En effet, nous avons mené une étude des biais spectraux liés à la méthode d'extraction spectrale 1D actuellement utilisée. En raison de l'absence d'un modèle de fond dans cette analyse spectrale, le fond résiduel est extrait dans chaque observation. Le nombre de degrés de liberté du système augmente avec le nombre d'observations et des biais très importants apparaissent pour les sources faibles ou diffuses quand ce nombre d'observations devient important. L'émission diffuse au GC en est un exemple remarquable. Nous avons développé une méthode, que nous avons validé par un outil MC, pour pallier à ces biais, consistant à regrouper les observations dans des bandes de condition d'observation similaires (Jouvin et al., 2015). Elle nous a permis d'extraire le spectre de toute cette région. Néanmoins, cette extraction reste très délicate. En particulier, la morphologie complexe de l'émission, très étendue, rend la détermination de régions sans source pour extraire le fond de plus en plus compliquée. Nous en avons conclu qu'une analyse 3D de cette région était absolument nécessaire pour déterminer un spectre cohérent des différentes composantes qui constituent l'émission.

**Développement d'une analyse spectro-morphologique** L'analyse 3D, permettant d'ajuster simultanément une morphologie et un spectre sur un cube de données, est un outil nécessaire pour étudier l'évolution de la morphologie de l'émission diffuse avec l'énergie. Cet outil rend possible la séparation des différentes composantes d'une émission et sera requis pour les observations auxquelles nous aurons accès avec le futur observatoire d'astronomie Tcherenkov CTA. En effet, avec la sensibilité de ce nouveau réseau de télescopes, nous devons être capable de séparer différentes sources qui se superposent ainsi que d'extraire les différentes composantes d'une émission de plus en plus diffuse. Nous avons développé un prototype de cette analyse 3D dans le cadre du logiciel *Gammapy*, un outil open-source pour l'analyse de haut niveau de CTA. Dans cette analyse 3D, un modèle de fond quelle que soit la bande en énergie est requis. Le nombre d'observations d'AGN dont nous disposons actuellement nous a permis de construire un modèle à partir de régions sans source et de l'implémenter dans *Gammapy*. Nous avons pu tester ces implémentations en convertissant les données d'une des chaînes d'analyse de la collaboration H.E.S.S. dans le format défini actuellement pour le stockage des données au niveau DL3 dans CTA. Nous pouvons donc maintenant appliquer

les outils de haut niveau sur les données produites par les différentes chaînes d'analyse de H.E.S.S. extraites dans ce format. Par le biais d'un outil MC, nous avons validé l'implémentation de l'analyse 3D dans *Gammapy* (Jouvin et al., 2017b). Pour des sources ponctuelles, elle est totalement à même de reconstruire les paramètres spectraux et spatiaux. De futurs tests doivent être réalisés afin d'étudier notamment des morphologies plus complexes, en vue de pouvoir ensuite l'appliquer à l'émission diffuse au centre Galactique. Les premiers résultats pour des sources ponctuelles sur de vraies données de H.E.S.S. sont également très prometteurs.

**Une étude morphologique sur plusieurs bandes en énergie** Afin de commencer l'étude de la morphologie de l'émission en fonction de l'énergie, nous avons développé toutes les méthodes nécessaires à la construction de cartes du ciel dans *Gammapy*. Puisque nous avons construit un modèle de fond valide pour toute bande en énergie, nous avons étudié la morphologie de l'émission sur différentes bandes en énergie. Afin de caractériser cette émission diffuse et de pouvoir soustraire précisément les deux sources ponctuelles au GC, nous avons utilisé un modèle empirique. Une méthode itérative de maximum de vraisemblance nous a permis de l'ajuster sur les données. Nous avons premièrement validé les nouveaux outils en appliquant ce modèle empirique sur une bande large en énergie allant de 0.5 à 100 TeV pour deux chaînes d'analyse de H.E.S.S. dont les données ont été converties dans le format CTA. Ces nouveaux outils produisent des résultats similaires à ceux obtenus avec les outils standards publiés dans Abramowski et al. (2017).

Les résultats de cette étude montrent que la composante matière dense représente environ 30% du signal. Une composante localisée dans les 30 parsec centraux est également nécessaire et est compatible avec la présence d'un gradient de CRs vers le centre du GC. De plus, une composante de grande échelle étalée jusqu'à des latitudes supérieures à  $0.2^\circ$  qui n'est pas corrélée avec les traceurs de matière dense, est nécessaire pour reproduire l'émission. Cette composante provient vraisemblablement de l'interaction des CRs avec de la matière plus diffuse que les traceurs de matière dense ne sont pas en capacité de détecter, mais elle pourrait aussi être produite par une population de sources non résolues ou par l'émission Compton Inverse d'une population d'électrons de très haute énergie. Cet ajustement multi-composantes itératif permet de révéler la présence d'une nouvelle source ponctuelle au GC, HESS J1746-285, en coïncidence spatiale avec un candidat nébuleuse de pulsar situé près de l'arc Radio. Avec nos outils d'analyse, une détection assez significative du cœur dense de Sgr B2 est également mise en évidence.

Nous avons ensuite fixé les paramètres de ce modèle tout en laissant varier leur amplitude respectives dans différentes bandes en énergie afin de déterminer si une évolution était significative. Nous avons appliqué la procédure sur trois bandes de 0.5-1.5 TeV, 1.5-4 TeV et 4-12 TeV car au-delà la statistique n'est plus suffisante. Les composantes sont toutes détectées significativement dans ces trois bandes, en particulier la source de l'Arc. Pour une des chaînes d'analyse de H.E.S.S. présentant une meilleure PSF à basse énergie, le cœur de Sgr B2 est également significatif sur la bande d'énergie la plus basse. Sa non-détection à haute énergie peut être causée par un manque de statistique dans les bandes à plus haute énergie ou due à une modification du spectre des CRs dans les cœurs les plus denses des nuages moléculaires.

Les profils d'émission diffuse que nous obtenons dans les différentes bandes en énergie (pour les différentes chaînes d'analyses de H.E.S.S.) ne présentent pas de variation morphologique significative. Les deux modèles, d'injection stationnaire ou d'injections récurrentes de CRs par les SNRs au centre Galactique, sont compatibles avec ces profils. Une analyse 3D, tenant compte des deux sources ponctuelles les plus brillantes et de l'émission diffuse totale, est envisageable avec la statistique actuelle des données de H.E.S.S. Pour une application de l'analyse 3D aux différentes composantes de

l'émission diffuse, un nombre d'heures d'observation supplémentaires de la région est nécessaire afin d'accroître la statistique, en particulier à haute énergie. Les observations auxquelles nous aurons accès avec CTA nous permettront d'apporter des réponses précises à ces questions. Une étude détaillée de l'évolution de la morphologie de l'émission diffuse dans les 100 pc centraux avec l'énergie sera alors possible.

## A Quelques mots clés requis pour le HEADER et la table du fichier d'évènements pour les données de niveau DL3 du futur observatoire CTA

TABLE A1 – Quelques mots clés requis pour le HEADER, l'entête du fichier d'évènements

Mots clés	Unité	Définition
OBS_ID		Numéro de l'observation
TELESCOP		Nom du télescope : CTA, HESS, VERITAS, MAGIC
OBJECT		Objet observé (par exemple 'Crab')
DATE-OBS		Date de commencement de l'observation
TSTART	<i>jours</i>	Temps de commencement de l'observation donné dans le référentiel temporel MJD <sup>1</sup>
TSTOP	<i>jours</i>	Temps de fin de l'observation donné dans le référentiel temporel MJD
MJDREFF	<i>jours</i>	Partie entière du temps de référence de l'instrument MJD
RADECSYS		Système de référence pour le système de coordonnées célestes (Exemple 'ICRS, 'FK5')
LIVETIME	sec	Temps total de l'observation corrigé du temps mort de l'instrument
DEADC		Correction à appliquer pour le temps mort
EVENT_CLASS		Sélection utilisée pour la reconstruction de l'évènement (Exemple : 'STD','HARD','SOFT''')

TABLE A2 – Colonnes requises pour la table contenue dans le fichier d'évènements au niveau DL3

Nom des colonnes	Unité	Définition
EVENT_ID		Numéro d'identification de l'évènement reconstruit
TIME	sec	Temps d'arrivée de l'évènement dans le référentiel spécifique MJD. Le temps 0 est défini avec les mots clés MJDREF1 et MJDREFF dans le HEADER
RA	degré	Ascension droite reconstruite de l'évènement
DEC	degré	Déclinaison reconstruite de l'évènement
ENERGY	TeV	Energie reconstruite de l'évènement

1. Le jour julien astronomique (AJD) est la base d'un système de datation consistant à compter le nombre de jours et fraction de jour écoulés depuis une date conventionnelle fixée au 1er janvier -4712 à 12 heures. Le jour Julien modifié (MJD) est une variante du jour julien astronomique déplaçant la date d'origine au 17 novembre 1858 à 0 heure.

## B Colonne requises pour la table contenant la surface efficace pour les données de niveau DL3 du futur observatoire CTA

TABLE B3 – Colonne requises pour la table contenant les valeurs de la surface efficace dépendant de l'énergie vraie et du décalage angulaire

THETA_LO	THETA_HI	ENERG_LO	ENERG_HI	EFFAREA
1D	1D	1D	1D	2D
degré	degré	TeV	TeV	m <sup>2</sup>
Limites des intervalles en décalage angulaire		Limites des intervalles en énergie vraie		Valeur de la surface efficace pour chaque intervalle en énergie et en décalage angulaire

## C Colonne requises pour la table contenant la résolution en énergie pour les données de niveau DL3 du futur observatoire CTA

TABLE C4 – Colonne requises pour la table contenant les valeurs de la résolution en énergie dépendant de l'énergie vraie, du décalage angulaire et la migration.

THETA_LO	THETA_HI	ENERG_LO	ENERG_HI	MIGRA_LO	MIGRA_HI	MATRIX
1D	1D	1D	1D	1D	1D	3D
degré	degré	TeV	TeV			
Limites des intervalles en décalage angulaire		Limites des intervalles en énergie vraie		Limites des intervalles en migration		Probabilité pour une migration donnée à une énergie vraie et un décalage angulaire donnés.

## D Colonne requises pour la table contenant la PSF pour les données de niveau DL3 du futur observatoire CTA

## E Colonne requises pour la table contenant le modèle de fond pour les données de niveau DL3 du futur observatoire CTA

TABLE D5 – Colonnes requises pour la table contenant les valeurs de la PSF dépendant de l'énergie vraie, du décalage angulaire et de la distance à la source.

THETA_LO	THETA_HI	ENERG_LO	ENERG_HI	RAD_LO	RAD_HI	RPSF
1D	1D	1D	1D	1D	1D	3D
degré	degré	TeV	TeV	degré	degré	sr <sup>-1</sup>
Limites des intervalles en décalage angulaire		Limites des intervalles en énergie vraie		Limites des intervalles en distance à la position de la source		$dP/d\Omega$ pour une distance à la source donnée à une certaine énergie vraie et décalage angulaire

TABLE E6 – Colonnes requises pour la table contenant les valeurs du modèle de fond 2D dépendant de l'énergie reconstruite et du décalage angulaire quand nous supposons que notre modèle de fond possède une symétrie azimutale dans le champ de vue de la caméra.

THETA_LO	THETA_HI	ENERG_LO	ENERG_HI	BKG
1D	1D	1D	1D	2D
degré	degré	TeV	TeV	s <sup>-1</sup> MeV <sup>-1</sup> sr <sup>-1</sup>
Limites des intervalles en décalage angulaire		Limites des intervalles en énergie reconstruite		Taux de fond attendu par unité de temps, d'angle solide et d'énergie

TABLE E7 – Colonnes requises pour la table contenant les valeurs du modèle de fond 3D dépendant de l'énergie reconstruite et de la position (x,y) dans le champ de vue par rapport au centre de pointé de l'observation.

DETX_LO	DETX_HI	DETY_LO	DETY_HI	ENERG_LO	ENERG_HI	BKG
1D	1D	1D	1D	1D	1D	3D
degré	degré	degré	degré	TeV	TeV	s <sup>-1</sup> MeV <sup>-1</sup> sr <sup>-1</sup>
Limites des intervalles de la position $x$ dans le champ de vue		Limites des intervalles de la position $y$ dans le champ de vue		Limites des intervalles en énergie reconstruite		Taux de fond attendu par unité de temps, d'angle solide et d'énergie

## F Événement prédit par une analyse 3D

Afin de prédire le nombre d'évènements dans un pixel de position reconstruite  $(x_r, y_r)$  et pour un  $bin$  en énergie reconstruite  $E_r$ , il faut convoluer notre modèle spatial et spectral combiné par les fonctions de réponse de l'instrument. Il y a trois fonctions d'instrument utilisés pour modéliser la réponse de l'instrument :

- La surface efficace  $A(x,y,E)$  pour un photon d'énergie vraie  $E$  et de position vraie  $(x,y)$ ,
- La PSF est la probabilité de reconstruire un évènement d'énergie vraie  $E$  et de position vraie  $(x,y)$  à une position reconstruite  $(x_r, y_r)$  :  $PSF(x_r, y_r|E, x, y)$ ,
- $ED(E_r, E)$  : la résolution en énergie donnant la probabilité de reconstruire un évènement d'énergie vraie  $E$  à une énergie reconstruite  $E_r$ .

Le modèle pour la source est la combinaison d'un modèle spectral pour le spectre de la source  $\phi(E)$  dépendant de l'énergie vraie  $E$  et d'une modèle spatial pour la morphologie de la source  $M(x, y)$  dépendant de la position vraie  $(x, y)$ . À chaque *run*  $i$  caractérisé par un zénith  $Z$ , une efficacité optique  $\epsilon$  de l'instrument et un décalage angulaire de la source dans le champ de vue  $\theta$ , est associé ces trois fonctions d'instrument. Le nombre d'évènements attendus dans l'intervalle en énergie reconstruite  $[E_1, E_2]$  à une position reconstruite  $(x_r, y_r)$  pour un *run*  $i$  de temps d'observation  $T_i$  est obtenu par :

$$\begin{aligned} \frac{dN_i}{dx_r dy_r}([E_1, E_2]) &= T_i \int_{x=0}^{\infty} \int_{y=0}^{\infty} \int_{E=0}^{\infty} A_i(x, y, E) \times PSF_i(x_r, y_r|E, x, y) \\ &\quad \times \int_{E_1}^{E_2} ED_i(E_r, E) \times \phi(E) \times M(x, y) dE_r dE dx dy \end{aligned}$$

On définit la matrice de fonction de réponse (RMF pour Response Matrix Function) pour un *run*  $i$  :

$$RMF_{[E_1, E_2]}^i(E) = \int_{E_1}^{E_2} ED_i(E_r, E) dE_r$$

On a donc :

$$\begin{aligned} \frac{dN_i}{dx_r dy_r}([E_1, E_2]) &= T_i \times \int_{x=0}^{\infty} \int_{y=0}^{\infty} \int_{E=0}^{\infty} A_i(x, y, E) \times PSF_i(x_r, y_r|E, x, y) \\ &\quad \times RMF_{[E_1, E_2]}^i(E) \times \phi(E) \times M(x, y) dE dx dy \quad (F1) \end{aligned}$$

Pour un lot d'observations constitué de  $N_{obs}$  runs, le nombre total d'évènements attendus  $N$  dans l'intervalle en énergie reconstruite  $[E_1, E_2]$  à une position  $(x, y)$  est la somme des évènements attendus pour chaque run :

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dx_r dy_r}([E_1, E_2]) &= \sum_{i=0}^{N_{obs}} \frac{dN_i}{dx_r dy_r}([E_1, E_2]) = \sum_{i=0}^{N_{obs}} T_i \times \int_{x=0}^{\infty} \int_{y=0}^{\infty} \int_{E=0}^{\infty} A_i(x, y, E) \times PSF_i(x_r, y_r|E, x, y) \\ &\quad \times RMF_{[E_1, E_2]}^i(E) \times \phi(E) \times M(x, y) dE dx dy \quad (F2) \end{aligned}$$

Nous voulons pour ce lot d'observations nous ramener à une expression de la même forme que l'équation F en identifiant un temps total d'observation  $T$ , une surface efficace moyenne  $\langle A \rangle$ , une RMF moyenne  $\langle RMF \rangle$  et une PSF moyenne  $\langle PSF \rangle$  :

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dx_r dy_r}([E_1, E_2]) &= \int_{x=0}^{\infty} \int_{y=0}^{\infty} \int_{E=0}^{\infty} T \times \langle A \rangle(x, y, E) \times \langle PSF \rangle(x_r, y_r|E, x, y) \times \langle RMF \rangle_{[E_1, E_2]}(E) \\ &\quad \times \phi(E) \times M(x, y) dE dx dy \end{aligned}$$



En écrivant l'équation F2 comme suit :

$$\begin{aligned}
\frac{dN}{dx_r dy_r}([E_1, E_2]) &= \int_{x=0}^{\infty} \int_{y=0}^{\infty} \int_{E=0}^{\infty} \sum_{i=0}^{N_{obs}} T_i \times A_i(x, y, E) \times RMF_{[E_1, E_2]}^i(E) \\
&\quad \times PSF_i(x_r, y_r | E, x, y) \times \phi(E) \times M(x, y) dE dx dy \\
\rightarrow \frac{dN}{dx_r dy_r}([E_1, E_2]) &= \int_x \int_y \int_E \frac{\sum_{i=0}^{N_{obs}} T_i}{\sum_{i=0}^{N_{obs}} T_i} \times \frac{\sum_{i=0}^{N_{obs}} T_i A_i(x, y, E)}{\sum_{i=0}^{N_{obs}} T_i A_i(x, y, E)} \times \frac{\sum_{i=0}^{N_{obs}} T_i A_i(E) RMF_{[E_1, E_2]}^i(E)}{\sum_{i=0}^{N_{obs}} T_i A_i(E) RMF_{[E_1, E_2]}^i(E)} \\
&\quad \times \sum_{i=0}^{N_{obs}} T_i \times A_i(x, y, E) \times RMF_{[E_1, E_2]}^i(E) \times PSF_i(x_r, y_r | E, x, y) \times \phi(E) \times M(x, y) dE dx dy \\
\rightarrow \frac{dN}{dx_r dy_r}([E_1, E_2]) &= \int_x \int_y \int_E \sum_{i=0}^{N_{obs}} T_i \times \frac{\sum_{i=0}^{N_{obs}} T_i \times A_i(x, y, E)}{\sum_{i=0}^{N_{obs}} T_i} \times \frac{\sum_{i=0}^{N_{obs}} T_i \times A_i(E) \times RMF_{[E_1, E_2]}^i(E)}{\sum_{i=0}^{N_{obs}} T_i \times A_i(x, y, E)} \\
&\quad \times \frac{\sum_{i=0}^{N_{obs}} T_i \times A_i(x, y, E) \times RMF_{[E_1, E_2]}^i(E) \times PSF_i(x_r, y_r | E, x, y)}{\sum_{i=0}^{N_{obs}} T_i \times A_i(E) \times RMF_{[E_1, E_2]}^i(E)} \times \phi(E) \times M(x, y) dE dx dy
\end{aligned}$$

Nous pouvons ensuite identifier :

$$\begin{aligned}
T &= \sum_{i=0}^{N_{obs}} T_i \\
\langle A(x, y, E) \rangle &= \frac{\sum_{i=0}^{N_{obs}} T_i \times A_i(x, y, E)}{\sum_{i=0}^{N_{obs}} T_i} \\
\langle RMF \rangle_{[E_1, E_2]}(E) &= \frac{\sum_{i=0}^{N_{obs}} T_i \times A_i(x, y, E) \times RMF_{[E_1, E_2]}^i(E)}{\sum_{i=0}^{N_{obs}} T_i \times A_i(x, y, E)} \\
\langle PSF \rangle_{[E_1, E_2]}(x_r, y_r | E, x, y) &= \frac{\sum_{i=0}^{N_{obs}} T_i \times A_i(x, y, E) \times RMF_{[E_1, E_2]}^i(E) \times PSF_i(x_r, y_r | E, x, y)}{\sum_{i=0}^{N_{obs}} T_i \times A_i(x, y, E) \times RMF_{[E_1, E_2]}^i(E)}
\end{aligned}$$

La PSF moyenne résultant de la combinaison des observations devient dépendante de l'énergie reconstruite. La PSF moyenne que nous calculons dans *Gammapy* en pondérant uniquement par la surface efficace est donc une approximation. Cela revient à supposer que la résolution en énergie est similaire d'un *run* à l'autre et que donc :

$$\begin{aligned}
\frac{\sum_{i=0}^{N_{obs}} T_i \times A_i(x, y, E) \times RMF_{[E_1, E_2]}^i(E) \times PSF_i(x_r, y_r | E, x', y')}{\sum_{i=0}^{N_{obs}} T_i \times A_i(x, y, E) \times RMF_{[E_1, E_2]}^i(E)} &= \\
&= \frac{\sum_{i=0}^{N_{obs}} T_i \times A_i(x, y, E) \times PSF_i(x_r, y_r | E, x', y')}{\sum_{i=0}^{N_{obs}} T_i \times A_i(x, y, E)}
\end{aligned}$$

Nous considérons donc que la PSF moyenne du lot d'observations ne présente pas de variation en fonction des bins en énergie reconstruite.  $\forall [E_1, E_2]$  :

$$\langle PSF \rangle_{[E_1, E_2]}(x_r, y_r | E, x, y) = \langle PSF \rangle(x_r, y_r | E, x, y)$$

Cette approximation sera à tester précisément dans le futur et pourra être améliorée. Il faudra considérer une PSF à 4D et ce sera nécessairement plus couteux en temps de calcul.



# Bibliography

- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., Antolini, E., et al. 2010a, *Fermi Large Area Telescope First Source Catalog*, ApJS, 188, 405
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., Baldini, L., et al. 2010b, *Fermi Large Area Telescope Observations of the Supernova Remnant W28 (G6.4-0.1)*, ApJ, 718, 348
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., Atwood, W. B., Axelsson, M., et al. 2009a, *Fermi/Large Area Telescope Bright Gamma-Ray Source List*, ApJS, 183, 46
- Abdo, A. A., Allen, B. T., Aune, T., Berley, D., Casanova, S., et al. 2009b, *The Large-Scale Cosmic-Ray Anisotropy as Observed with Milagro*, ApJ, 698, 2121
- Abraham, J., Abreu, P., Aglietta, M., Aguirre, C., Allard, D., et al. 2008, *Observation of the Suppression of the Flux of Cosmic Rays above 4 1019 eV*, Physical Review Letters, 101, 061101
- Abramowski, A., Acero, F., Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Anton, G., et al. 2011, *Very-high-energy gamma-ray emission from the direction of the Galactic globular cluster Terzan 5*, A&A, 531, L18
- Abramowski, A., Aharonian, F., Ait Benkhali, F., Akhperjanian, A. G., Angüner, E. O., et al. 2014, *Diffuse Galactic gamma-ray emission with H.E.S.S.*, Phys. Rev. D, 90, 122007
- Abramowski, A., Aharonian, F., Benkhali, F. A., Akhperjanian, A. G., Angüner, E. O., et al. 2016, *Acceleration of petaelectronvolt protons in the Galactic Centre*, Nature, 531, 476
- Abramowski, A., Aharonian, F., Benkhali, F. A., Akhperjanian, A. G., Angüner, E. O., et al. 2017, *Characterising the VHE diffuse emission in the central 200 parsecs of our Galaxy with H.E.S.S.*, accepted to A&A
- Acero, F., Ackermann, M., Ajello, M., Albert, A., Atwood, W. B., et al. 2015, *Fermi Large Area Telescope Third Source Catalog*, ApJS, 218, 23
- Acero, F., Ackermann, M., Ajello, M., Albert, A., Baldini, L., et al. 2016, *Development of the Model of Galactic Interstellar Emission for Standard Point-source Analysis of Fermi Large Area Telescope Data*, ApJS, 223, 26
- Acero, F., Aharonian, F., Akhperjanian, et al. 2010, *Localizing the VHE  $\gamma$ -ray source at the Galactic Centre*, MNRAS, 402, 1877
- Ackermann, M., Ajello, M., Albert, A., Atwood, W. B., Baldini, L., et al. 2017, *The Fermi Galactic Center GeV Excess and Implications for Dark Matter*, ApJ, 840, 43
- Ackermann, M., Albert, A., Atwood, W. B., Baldini, L., Ballet, J., et al. 2014, *The Spectrum and Morphology of the Fermi Bubbles*, ApJ, 793, 64

- Actis, M., Agnetta, G., Aharonian, F., Akhperjanian, A., Aleksić, J., et al. 2011, *Design concepts for the Cherenkov Telescope Array CTA: an advanced facility for ground-based high-energy gamma-ray astronomy*, *Experimental Astronomy*, 32, 193
- Aguilar, M., Ali Cavasonza, L., Ambrosi, G., Arruda, L., Attig, N., et al. 2016, *Precision Measurement of the Boron to Carbon Flux Ratio in Cosmic Rays from 1.9 GV to 2.6 TV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station*, *Phys. Rev. Lett.*, 117, 231102
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Anton, et al. 2009, *Spectrum and variability of the Galactic center VHE  $\gamma$ -ray source HESS J1745-290*, *A&A*, 503, 817
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Aye, et al. 2004a, *Very high energy gamma rays from the direction of Sagittarius A\**, *A&A*, 425, L13
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Aye, K.-M., Bazer-Bachi, A. R., Beilicke, M., et al. 2005, *Very high energy gamma rays from the composite SNR G 0.9+0.1*, *A&A*, 432, L25
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Aye, K.-M., Bazer-Bachi, A. R., Beilicke, M., et al. 2004b, *Calibration of cameras of the H.E.S.S. detector*, *Astroparticle Physics*, 22, 109
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Barres de Almeida, et al. 2008a, *Exploring a SNR/molecular cloud association within HESS J1745-303*, *A&A*, 483, 509
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, et al. 2006a, *Discovery of very-high-energy  $\gamma$ -rays from the Galactic Centre ridge*, *Nature*, 439, 695
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., Behera, B., Beilicke, M., et al. 2007, *An Exceptional Very High Energy Gamma-Ray Flare of PKS 2155-304*, *ApJ*, 664, L71
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., Behera, B., Beilicke, M., et al. 2008b, *Discovery of very high energy gamma-ray emission coincident with molecular clouds in the W 28 (G6.4-0.1) field*, *A&A*, 481, 401
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., Beilicke, M., Benbow, W., et al. 2006b, *Observations of the Crab nebula with HESS*, *A&A*, 457, 899
- Aharonian, F., Buckley, J., Kifune, T., & Sinnis, G. 2008c, *High energy astrophysics with ground-based gamma ray detectors*, *Reports on Progress in Physics*, 71, 096901
- Aharonian, F. & Neronov, A. 2005, *High-Energy Gamma Rays from the Massive Black Hole in the Galactic Center*, *ApJ*, 619, 306
- Aharonian, F. A. 2004, *Very high energy cosmic gamma radiation : a crucial window on the extreme Universe* (5 Toh Tuck Link, Singapore, 526924: World Scientific Publishing)
- Aharonian, F. A., Akhperjanian, A. G., Aye, K.-M., Bazer-Bachi, A. R., Beilicke, M., et al. 2004c, *High-energy particle acceleration in the shell of a supernova remnant*, *Nature*, 432, 75
- Ahnen, M. L., Ansoldi, S., Antonelli, L. A., Antoranz, P., Arcaro, C., et al. 2016, *Observations of Sagittarius A\* during the pericenter passage of the G2 object with MAGIC*, *ArXiv e-prints*
- Ajello, M., Albert, A., Atwood, W. B., Barbiellini, G., Bastieri, D., et al. 2016, *Fermi-LAT Observations of High-Energy Gamma-Ray Emission toward the Galactic Center*, *ApJ*, 819, 44

- Albert, J., Aliu, E., Anderhub, H., Antoranz, P., Armada, A., et al. 2006, *Observation of Gamma Rays from the Galactic Center with the MAGIC Telescope*, ApJ, 638, L101
- Allard, D. 2012, *Extragalactic propagation of ultrahigh energy cosmic-rays*, Astroparticle Physics, 39, 33
- Ansoldi, S., Antonelli, L. A., Antoranz, P., Babic, A., Bangale, P., et al. 2016, *Teraelectronvolt pulsed emission from the Crab Pulsar detected by MAGIC*, A&A, 585, A133
- Apel, W. D., Arteaga-Velázquez, J. C., Bekk, K., Bertaina, M., Blümer, J., et al. 2011, *Kneelike Structure in the Spectrum of the Heavy Component of Cosmic Rays Observed with KASCADE-Grande*, Physical Review Letters, 107, 171104
- Archer, A., Barnacka, A., Beilicke, M., Benbow, W., Berger, K., et al. 2014, *Very-high Energy Observations of the Galactic Center Region by VERITAS in 2010-2012*, ApJ, 790, 149
- Archer, A., Benbow, W., Bird, R., Buchovecky, M., Buckley, J. H., et al. 2016, *TeV Gamma-Ray Observations of the Galactic Center Ridge by VERITAS*, ApJ, 821, 129
- Atoyan, A. & Dermer, C. D. 2004, *TeV Emission from the Galactic Center Black Hole Plerion*, ApJ, 617, L123
- Atwood, W. B., Abdo, A. A., Ackermann, M., Althouse, W., Anderson, B., et al. 2009, *The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-Ray Space Telescope Mission*, ApJ, 697, 1071
- Axford, W. I., Leer, E., & Skadron, G. 1977, *The acceleration of cosmic rays by shock waves*, International Cosmic Ray Conference, 11, 132
- Baade, W. & Zwicky, F. 1934, *Cosmic Rays from Super-novae*, Contributions from the Mount Wilson Observatory, vol. 3, pp.79-83, 3, 79
- Baganoff, F. K., Bautz, M. W., Brandt, W. N., Chartas, G., Feigelson, E. D., et al. 2001, *Rapid X-ray flaring from the direction of the supermassive black hole at the Galactic Centre*, Nature, 413, 45
- Baganoff, F. K., Maeda, Y., Morris, M., Bautz, M. W., Brandt, W. N., et al. 2003, *Chandra X-Ray Spectroscopic Imaging of Sagittarius A\* and the Central Parsec of the Galaxy*, ApJ, 591, 891
- Balick, B. & Brown, R. L. 1974, *Intense sub-arcsecond structure in the galactic center*, ApJ, 194, 265
- Ballantyne, D. R., Melia, F., Liu, S., & Crocker, R. M. 2007, *A Possible Link between the Galactic Center HESS Source and Sagittarius A\**, ApJ, 657, L13
- Ballantyne, D. R., Schumann, M., & Ford, B. 2011, *Modelling the time-dependence of the TeV  $\gamma$ -ray source at the Galactic Centre*, MNRAS, 410, 1521
- Bally, J. & Hi-GAL Team. 2014, *The Herschel view of the Galactic center*, in IAU Symposium, Vol. 303, The Galactic Center: Feeding and Feedback in a Normal Galactic Nucleus, ed. L. O. Sjouwerman, C. C. Lang, & J. Ott, 1–14
- Barrau, A., Bazer-Bachi, R., Beyer, E., Cabot, H., Cerutti, M., et al. 1998, *The CAT imaging telescope for very-high-energy gamma-ray astronomy.*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 416, 278

- Becherini, Y., Djannati-Ataï, A., Marandon, V., Punch, M., & Pita, S. 2011, *A new analysis strategy for detection of faint  $\gamma$ -ray sources with Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes*, *Astroparticle Physics*, 34, 858
- Bednarek, W. & Sobczak, T. 2013, *Gamma-rays from millisecond pulsar population within the central stellar cluster in the Galactic Centre*, *MNRAS*, 435, L14
- Beilicke, M., , & for the VERITAS Collaboration. 2011, *The Galactic Center Region Imaged by VERITAS*, in 2011 Fermi Symposium
- Bell, A. R. 1978, *The acceleration of cosmic rays in shock fronts. I*, *MNRAS*, 182, 147
- Bell, A. R. 2004, *Turbulent amplification of magnetic field and diffusive shock acceleration of cosmic rays*, *MNRAS*, 353
- Bell, A. R., Schure, K. M., Reville, B., & Giacinti, G. 2013, *Cosmic-ray acceleration and escape from supernova remnants*, *MNRAS*, 431, 415
- Berezhko, E. G. & Ellison, D. C. 1999, *A Simple Model of Nonlinear Diffusive Shock Acceleration*, *ApJ*, 526, 385
- Berezinskii, V. S., Bulanov, S. V., Dogiel, V. A., & Ptuskin, V. S. 1990, *Astrophysics of cosmic rays* (P.O. Box 211, 1000 AE Amsterdam, The Netherlands: North Holland)
- Berge, D., Funk, S., & Hinton, J. 2007, *Background modelling in very-high-energy  $\gamma$ -ray astronomy*, *A&A*, 466, 1219
- Bergström, L. 2012, *Dark matter evidence, particle physics candidates and detection methods*, *Annalen der Physik*, 524, 479
- Bernard, J.-P., Paradis, D., Marshall, D. J., Montier, L., Lagache, G., et al. 2010, *Dust temperature tracing the ISRF intensity in the Galaxy*, *A&A*, 518, L88
- Binney, J., Gerhard, O. E., Stark, A. A., Bally, J., & Uchida, K. I. 1991, *Understanding the kinematics of Galactic centre gas*, *MNRAS*, 252, 210
- Blandford, R. D. & Ostriker, J. P. 1978, *Particle acceleration by astrophysical shocks*, *ApJ*, 221, L29
- Blitz, L. 1997, *CO in the Milky Way.*, in *IAU Symposium*, Vol. 170, IAU Symposium, ed. W. B. Latter, S. J. E. Radford, P. R. Jewell, J. G. Mangum, & J. Bally, 11–18
- Bolmont, J., Corona, P., Gauron, P., Ghislain, P., Goffin, C., et al. 2014, *The camera of the fifth H.E.S.S. telescope. Part I: System description*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 761, 46
- Bower, G. C., Markoff, S., Brunthaler, A., Law, C., Falcke, H., et al. 2014, *The Intrinsic Two-dimensional Size of Sagittarius A\**, *ApJ*, 790, 1
- Bremer, M., Witzel, G., Eckart, A., Zamaninasab, M., Buchholz, R. M., et al. 2011, *The near-infrared spectral index of Sagittarius A\* derived from Ks- and H-band flare statistics*, *A&A*, 532, A26
- Bykov, A. M. 2014, *Nonthermal particles and photons in starburst regions and superbubbles*, *A&A Rev.*, 22, 77

- Calore, F., Cholis, I., & Weniger, C. 2015, *Background model systematics for the Fermi GeV excess*, J. Cosmology Astropart. Phys., 3, 038
- Cash, W. 1979, *Parameter estimation in astronomy through application of the likelihood ratio*, ApJ, 228, 939
- Casse, F., Lemoine, M., & Pelletier, G. 2002, *Transport of cosmic rays in chaotic magnetic fields*, Phys. Rev. D, 65, 023002
- Chalme-Calvet, R., de Naurois, M., Tavernet, J.-P., & for the H. E. S. S. Collaboration. 2014, *Muon efficiency of the H.E.S.S. telescope*, ArXiv e-prints
- Chandran, B. D. G., Cowley, S. C., & Morris, M. 2000, *Magnetic Flux Accumulation at the Galactic Center and Its Implications for the Strength of the Pregalactic Magnetic Field*, ApJ, 528, 723
- Chennamangalam, J. & Lorimer, D. R. 2014, *The Galactic Centre pulsar population*, MNRAS, 440, L86
- Chernyakova, M., Malyshev, D., Aharonian, F. A., Crocker, R. M., & Jones, D. I. 2011, *The High-energy, Arcminute-scale Galactic Center Gamma-ray Source*, ApJ, 726, 60
- Chuss, D. T., Davidson, J. A., Dotson, J. L., Dowell, C. D., Hildebrand, R. H., Novak, G., & Vaillancourt, J. E. 2003, *Magnetic Fields in Cool Clouds within the Central 50 Parsecs of the Galaxy*, ApJ, 599, 1116
- Cioffi, D. F., McKee, C. F., & Bertschinger, E. 1988, *Dynamics of radiative supernova remnants*, ApJ, 334, 252
- Clavel, M. 2013, *Activité du trou noir supermassif au centre de la Galaxie*, PhD thesis, Université Paris Sud-Paris XI
- Clavel, M., Terrier, R., Goldwurm, A., Morris, M. R., Ponti, G., Soldi, S., & Trap, G. 2013, *Echoes of multiple outbursts of Sagittarius A\* revealed by Chandra*, A&A, 558, A32
- collaboration HESS. 2017, *The HESS Galactic Plane Survey*, In prep
- Contopoulos, G. & Papayannopoulos, T. 1980, *Orbits in weak and strong bars*, A&A, 92, 33
- Crocker, R. M. 2012, *Non-thermal insights on mass and energy flows through the Galactic Centre and into the Fermi bubbles*, MNRAS, 423, 3512
- Crocker, R. M. & Aharonian, F. 2011, *Fermi Bubbles: Giant, Multibillion-Year-Old Reservoirs of Galactic Center Cosmic Rays*, Physical Review Letters, 106, 101102
- Crocker, R. M., Jones, D. I., Aharonian, F., Law, C. J., Melia, F., Oka, T., & Ott, J. 2011, *Wild at Heart: the particle astrophysics of the Galactic Centre*, MNRAS, 413, 763
- Crocker, R. M., Jones, D. I., Melia, F., Ott, J., & Protheroe, R. J. 2010, *A lower limit of 50 microgauss for the magnetic field near the Galactic Centre*, Nature, 463, 65
- Cuadra, J., Nayakshin, S., & Martins, F. 2008, *Variable accretion and emission from the stellar winds in the Galactic Centre*, MNRAS, 383, 458
- Dahmen, G., Huttemeister, S., Wilson, T. L., & Mauersberger, R. 1998, *Molecular gas in the Galactic center region.*, A&A, 331, 959

- Daylan, T., Finkbeiner, D. P., Hooper, D., Linden, T., Portillo, S. K. N., Rodd, N. L., & Slatyer, T. R. 2016, *The characterization of the gamma-ray signal from the central Milky Way: A case for annihilating dark matter*, Physics of the Dark Universe, 12, 1
- de Boer, W., Gebauer, I., Neumann, A., & Biermann, P. L. 2016, *An alternative Explanation for the Fermi GeV Gamma-Ray Excess*, ArXiv e-prints
- de Naurois, M. 2012, *Very High Energy astronomy from H.E.S.S. to CTA. Opening of a new astronomical window on the non-thermal Universe*, Habilitation à diriger des recherches, Université Pierre et Marie Curie
- de Naurois, M. & Rolland, L. 2009, *A high performance likelihood reconstruction of  $\gamma$ -rays for imaging atmospheric Cherenkov telescopes*, Astroparticle Physics, 32, 231
- Dobler, G., Finkbeiner, D. P., Cholis, I., Slatyer, T., & Weiner, N. 2010, *The Fermi Haze: A Gamma-ray Counterpart to the Microwave Haze*, ApJ, 717, 825
- Donath, A., Deil, C., Arribas, M. P., King, J., Owen, E., et al. 2015, *Gammapy: An open-source Python package for gamma-ray astronomy*, in International Cosmic Ray Conference, Vol. 34, 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015), 789
- Drake, F. D. 1959, *A high-resolution radio study of the galactic center.*, AJ, 64, 329
- Drury, L. O. 1995, *Particle Acceleration in Shocks*, Ap&SS, 233, 251
- Ellison, D. C., Vladimirov, A., & Bykov, A. 2006, *Nonlinear Diffusive Shock Acceleration with Magnetic Field Amplification*, in AAS/High Energy Astrophysics Division, Vol. 9, AAS/High Energy Astrophysics Division #9, 21.08
- Evoli, C., Gaggero, D., Grasso, D., & Maccione, L. 2016, *Erratum: Cosmic-ray nuclei, antiprotons and gamma-rays in the galaxy: a new diffusion model* Erratum: Cosmic-ray nuclei, antiprotons and gamma-rays in the galaxy: a new diffusion model, J. Cosmology Astropart. Phys., 4, E01
- Evoli, C., Gaggero, D., Vittino, A., Di Bernardo, G., Di Mauro, M., et al. 2017, *Cosmic-ray propagation with DRAGON2: I. numerical solver and astrophysical ingredients*, J. Cosmology Astropart. Phys., 2, 015
- Evoli, C. & Yan, H. 2014, *Cosmic Ray Propagation in Galactic Turbulence*, ApJ, 782, 36
- Fatuzzo, M. & Melia, F. 2012a, *Assessing the Feasibility of Cosmic-Ray Acceleration by Magnetic Turbulence at the Galactic Center*, ApJ, 750, 21
- Fatuzzo, M. & Melia, F. 2012b, *Diffusive Cosmic-Ray Acceleration in Sagittarius A\**, ApJ, 757, L16
- Fermi, E. 1949, *On the Origin of the Cosmic Radiation*, Physical Review, 75, 1169
- Ferrière, K. 2009, *Interstellar magnetic fields in the Galactic center region*, A&A, 505, 1183
- Ferrière, K. 2011, *The interstellar magnetic field near the Galactic center*, in IAU Symposium, Vol. 271, Astrophysical dynamics, from stars to Galaxies (IAU 271), ed. N. H. Brummell, A. S. Brun, M. S. Miesch, & Y. Ponty, 170–178
- Ferrière, K. 2012, *Interstellar gas within 10 pc of Sagittarius A*, A&A, 540, A50



- Ferrière, K., Gillard, W., & Jean, P. 2007, *Spatial distribution of interstellar gas in the innermost 3 kpc of our galaxy*, A&A, 467, 611
- Fields, B. D., Olive, K. A., Cassé, M., & Vangioni-Flam, E. 2001, *Standard cosmic ray energetics and light element production*, A&A, 370, 623
- Figer, D. F. 2008, *Young Massive Clusters*, in IAU Symposium, Vol. 250, Massive Stars as Cosmic Engines, ed. F. Bresolin, P. A. Crowther, & J. Puls, 247–256
- Figer, D. F., Kim, S. S., Morris, M., Serabyn, E., Rich, R. M., & McLean, I. S. 1999, *Hubble Space Telescope/NICMOS Observations of Massive Stellar Clusters near the Galactic Center*, ApJ, 525, 750
- Fish, V. L., Doeleman, S. S., Beaudoin, C., Blundell, R., Bolin, D. E., et al. 2011, *1.3 mm Wavelength VLBI of Sagittarius A\*: Detection of Time-variable Emission on Event Horizon Scales*, ApJ, 727, L36
- Funk, S., Hermann, G., Hinton, J., Berge, D., Bernlöhr, K., et al. 2004, *The trigger system of the H.E.S.S. telescope array*, Astroparticle Physics, 22, 285
- Gabici, S., Aharonian, F. A., & Casanova, S. 2009, *Broad-band non-thermal emission from molecular clouds illuminated by cosmic rays from nearby supernova remnants*, MNRAS, 396, 1629
- Gadjus, M., Djannati-Atai, D., Chrétien, M., & for the H.E.S.S. collaboration. 2015, *Pulsations from the Vela pulsar down to 20 GeV with H.E.S.S. II*, in International Cosmic Ray Conference
- Gaggero, D., Grasso, D., Marinelli, A., Taoso, M., & Urbano, A. 2017, *Diffuse cosmic rays shining in the Galactic center: A novel interpretation of H.E.S.S. and Fermi-LAT gamma-ray data*, ArXiv e-prints
- Gaggero, D., Maccione, L., Grasso, D., Di Bernardo, G., & Evoli, C. 2014, *PAMELA and AMS-02  $e^+$  and  $e^-$  spectra are reproduced by three-dimensional cosmic-ray modeling*, Phys. Rev. D, 89, 083007
- Gaggero, D., Urbano, A., Valli, M., & Ullio, P. 2015, *Gamma-ray sky points to radial gradients in cosmic-ray transport*, Phys. Rev. D, 91, 083012
- Gaisser, T. K., Protheroe, R. J., & Stanev, T. 1998, *Gamma-Ray Production in Supernova Remnants*, ApJ, 492, 219
- Geballe, T. R. 2012, *Exploring the central molecular zone of the Galaxy using spectroscopy of H<sub>2</sub> and CO*, Royal Society of London Philosophical Transactions Series A, 370, 5151
- Genzel, R., Eisenhauer, F., & Gillessen, S. 2010, *The Galactic Center massive black hole and nuclear star cluster*, Reviews of Modern Physics, 82, 3121
- Genzel, R., Schödel, R., Ott, T., Eckart, A., Alexander, T., et al. 2003, *Near-infrared flares from accreting gas around the supermassive black hole at the Galactic Centre*, Nature, 425, 934
- Ghez, A. M., Morris, M., Becklin, E. E., Tanner, A., & Kremenek, T. 2000, *The accelerations of stars orbiting the Milky Way's central black hole*, Nature, 407, 349
- Gillessen, S., Eisenhauer, F., Trippe, S., Alexander, T., Genzel, R., Martins, F., & Ott, T. 2009, *Monitoring Stellar Orbits Around the Massive Black Hole in the Galactic Center*, ApJ, 692, 1075

- Gillessen, S. & H.E.S.S. Collaboration. 2003, *Arcsecond Level Pointing of the H.E.S.S. Telescopes*, International Cosmic Ray Conference, 5, 2899
- Ginzburg, V. L., Khazan, I. M., & Ptuskin, V. S. 1980, *Origin of cosmic rays - Galactic models with halo. I - Proton nucleon component*, Ap&SS, 68, 295
- Glicenstein, J., Barcelo, M., Barrio, J., Blanch, O., Boix, J., et al. 2013, *The NectarCAM camera project*, ArXiv e-prints
- Goodenough, L. & Hooper, D. 2009, *Possible Evidence For Dark Matter Annihilation In The Inner Milky Way From The Fermi Gamma Ray Space Telescope*, ArXiv e-prints
- Gordon, C. & Macías, O. 2013, *Dark matter and pulsar model constraints from Galactic Center Fermi-LAT gamma-ray observations*, Phys. Rev. D, 88, 083521
- Green, D. A. 2009, *VizieR Online Data Catalog: A Catalogue of Galactic Supernova Remnants (Green, 2009)*, VizieR Online Data Catalog, 7253
- Guo, F. & Mathews, W. G. 2012, *The Fermi Bubbles. I. Possible Evidence for Recent AGN Jet Activity in the Galaxy*, ApJ, 756, 181
- Guo, Y.-Q., Yuan, Q., Liu, C., & Li, A.-F. 2013, *A hybrid model of GeV-TeV gamma ray emission from the Galactic center*, Journal of Physics G Nuclear Physics, 40, 065201
- Guy, J. 2003, *Premiers résultats de l'expérience HESS et étude du potentiel de détection de matière noire supersymétrique*, PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, Paris VI
- Habibi, M., Stolte, A., & Harfst, S. 2014, *Isolated massive stars in the Galactic center: The dynamic contribution from the Arches and Quintuplet star clusters*, A&A, 566, A6
- Hahn, J. 2015, *GAMERA - a new modeling package for non-thermal spectral modeling*
- Hahn, J., de los Reyes, R., Bernlöhr, K., Deil, C., Gast, H., et al. 2012, *Ensuring long-term stability of data quality selection for H.E.S.S. under challenging atmospheric conditions*, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 1505, American Institute of Physics Conference Series, ed. F. A. Aharonian, W. Hofmann, & F. M. Rieger, 721–724
- Heard, V. & Warwick, R. S. 2013, *XMM-Newton observations of the Galactic Centre Region - I. The distribution of low-luminosity X-ray sources*, MNRAS, 428, 3462
- HEGRA Collaboration, Konopelko, A., Hemberger, M., Aharonian, F., Daum, A., et al. 1999, *Performance of the stereoscopic system of the HEGRA imaging air Čerenkov telescopes: Monte Carlo simulations and observations*, Astroparticle Physics, 10, 275
- Helder, E. A., Vink, J., Bykov, A. M., Ohira, Y., Raymond, J. C., & Terrier, R. 2012, *Observational Signatures of Particle Acceleration in Supernova Remnants*, Space Sci. Rev., 173, 369
- Henshaw, J. D., Longmore, S. N., Kruijssen, J. M. D., Davies, B., Bally, J., et al. 2016, *Molecular gas kinematics within the central 250 pc of the Milky Way*, MNRAS, 457, 2675
- Herrnstein, R. M., Zhao, J.-H., Bower, G. C., & Goss, W. M. 2004, *The Variability of Sagittarius A\* at Centimeter Wavelengths*, AJ, 127, 3399

- H.E.S.S. Collaboration, Abramowski, A., Acero, F., Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., et al. 2013, *Measurement of the extragalactic background light imprint on the spectra of the brightest blazars observed with H.E.S.S.*, A&A, 550, A4
- H.E.S.S. Collaboration, Abramowski, A., Acero, F., Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., et al. 2012a, *Discovery of hard-spectrum  $\gamma$ -ray emission from the BL Lacertae object 1ES 0414+009*, A&A, 538, A103
- H.E.S.S. Collaboration, Abramowski, A., Acero, F., Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., et al. 2012b, *Discovery of VHE  $\gamma$ -ray emission and multi-wavelength observations of the BL Lacertae object 1RXS J101015.9-311909*, A&A, 542, A94
- H.E.S.S. Collaboration, Abramowski, A., Acero, F., Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., et al. 2010, *VHE  $\gamma$ -ray emission of PKS 2155-304: spectral and temporal variability*, A&A, 520, A83
- Hillas, A. M. 1984, *The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays*, ARA&A, 22, 425
- Hillas, A. M. 1985, *Cerenkov light images of EAS produced by primary gamma*, International Cosmic Ray Conference, 3, 445
- Hinton, J., Sarkar, S., Torres, D., & Knapp, J. 2013, *A New Era in Gamma-Ray Astronomy with the Cherenkov Telescope Array*, Astroparticle Physics, 43, 1
- Hinton, J. A. & Aharonian, F. A. 2007, *Inverse Compton Scenarios for the TeV Gamma-Ray Emission of the Galactic Center*, ApJ, 657, 302
- Hinton, J. A. & Hofmann, W. 2009, *Teraelectronvolt Astronomy*, ARA&A, 47, 523
- Hofmann, W., Lampeitl, H., Konopelko, A., & Krawczynski, H. 2000, *Improved energy resolution for VHE gamma-ray astronomy with systems of Cherenkov telescopes*, Astroparticle Physics, 12, 207
- Holler, M., Berge, D., Hahn, J., & for the H.E.S.S.collaboration. 2017, *Advanced search for the extension of unresolved TeV sources with H.E.S.S.*, in International Cosmic Ray Conference
- Hooper, D., Cholis, I., & Linden, T. 2017, *TeV Gamma Rays From Galactic Center Pulsars*, ArXiv e-prints
- Hornstein, S. D., Matthews, K., Ghez, A. M., Lu, J. R., Morris, M., et al. 2007, *A Constant Spectral Index for Sagittarius A\* during Infrared/X-Ray Intensity Variations*, ApJ, 667, 900
- Hußmann, B., Stolte, A., Brandner, W., Gennaro, M., & Liermann, A. 2012, *The present-day mass function of the Quintuplet cluster based on proper motion membership*, A&A, 540, A57
- Jones, P. A., Burton, M. G., Tothill, N. F. H., & Cunningham, M. R. 2011, *Spectral imaging of the Sagittarius B2 region in multiple 7-mm molecular lines*, MNRAS, 411, 2293
- Jouvin, L., Lemièrre, A., & Terrier, R. 2017a, *Does the SN rate explain the very high energy cosmic rays in the central 200 pc of our Galaxy?*, MNRAS, 467, 4622
- Jouvin, L., Lemièrre, A., Terrier, R., Deil, C., Donath, A., & Khelifi, B. 2017b, *Towards a 3D analysis in Cherenkov gamma-ray astronomy*, in International Cosmic Ray Conference

- Jouvin, L., Lemièrre, A., Terrier, R., & for the H.E.S.S. collaboration. 2015, *Statistical biases of spectral analysis with the ON-OFF likelihood statistic*, in International Cosmic Ray Conference
- Kafexhiu, E., Aharonian, F., Taylor, A. M., & Vila, G. S. 2014, *Parametrization of gamma-ray production cross sections for  $p-p$  interactions in a broad proton energy range from the kinematic threshold to PeV energies*, Phys. Rev. D, 90, 123014
- Kaifu, N., Kato, T., & Iguchi, T. 1972, *270 pc Expanding Ring at the Galactic Centre*, Nature Physical Science, 238, 105
- Kassim, N. E., Larosa, T. N., Lazio, T. J. W., & Hyman, S. D. 1999, *Wide Field Radio Imaging of the Galactic Center*, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 186, The Central Parsecs of the Galaxy, ed. H. Falcke, A. Cotera, W. J. Duschl, F. Melia, & M. J. Rieke, 403
- Kauffmann, J., Pillai, T., & Zhang, Q. 2013, *The Galactic Center Cloud G0.253+0.016: A Massive Dense Cloud with low Star Formation Potential*, ApJ, 765, L35
- Kauffmann, J., Pillai, T., Zhang, Q., Menten, K. M., Goldsmith, P. F., Lu, X., & Guzmán, A. E. 2016, *The Galactic Center Molecular Cloud Survey. I. A Steep Linewidth-Size Relation & Suppression of Star Formation*, ArXiv e-prints
- Kelner, S. R., Aharonian, F. A., & Bugayov, V. V. 2006, *Energy spectra of gamma rays, electrons, and neutrinos produced at proton-proton interactions in the very high energy regime*, Phys. Rev. D, 74, 034018
- Kertzman, M. P. & Sembroski, G. H. 1994, *Computer simulation methods for investigating the detection characteristics of TeV air Cherenkov telescopes*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 343, 629
- Khelifi, B., Djannati-Ataï, A., Jouvin, L., Lefaucheur, J., Lemièrre, A., et al. 2015, *HAP-Fr, a pipeline of data analysis for the HESS-II experiment*, in International Cosmic Ray Conference, Vol. 34, 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015), ed. A. S. Borisov, V. G. Denisova, Z. M. Guseva, E. A. Kanevskaya, M. G. Kogan, A. E. Morozov, V. S. Puchkov, S. E. Pyatovsky, G. P. Shoziyoev, M. D. Smirnova, A. V. Vargasov, V. I. Galkin, S. I. Nazarov, & R. A. Mukhamedshin, 837
- Kistler, M. D. 2015, *A Tale of Two Pulsars and the Origin of TeV Gamma Rays from the Galactic Center*, ArXiv e-prints
- Koepferl, C. M., Robitaille, T. P., Morales, E. F. E., & Johnston, K. G. 2015, *Main-sequence Stars Masquerading as Young Stellar Objects in the Central Molecular Zone*, ApJ, 799, 53
- Kosack, K., Badran, H. M., Bond, I. H., Boyle, P. J., Bradbury, S. M., et al. 2004, *TeV Gamma-Ray Observations of the Galactic Center*, ApJ, 608, L97
- Koyama, K., Petre, R., Gotthelf, E. V., Hwang, U., Matsuura, M., Ozaki, M., & Holt, S. S. 1995, *Evidence for shock acceleration of high-energy electrons in the supernova remnant SN1006*, Nature, 378, 255
- Kroupa, P. 2001a, *On the variation of the initial mass function*, MNRAS, 322, 231

- Kroupa, P. 2001b, *The Local Stellar Initial Mass Function*, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 228, *Dynamics of Star Clusters and the Milky Way*, ed. S. Deiters, B. Fuchs, A. Just, R. Spurzem, & R. Wielen, 187
- Kruijssen, J. M. D., Dale, J. E., & Longmore, S. N. 2015, *The dynamical evolution of molecular clouds near the Galactic Centre - I. Orbital structure and evolutionary timeline*, *MNRAS*, 447, 1059
- Kruijssen, J. M. D., Longmore, S. N., Elmegreen, B. G., Murray, N., Bally, J., Testi, L., & Kennicutt, R. C. 2014, *What controls star formation in the central 500 pc of the Galaxy?*, *MNRAS*, 440, 3370
- Krymskii, G. F. 1977, *A regular mechanism for the acceleration of charged particles on the front of a shock wave*, *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, 234, 1306
- Kusunose, M. & Takahara, F. 2012, *A Leptonic Model of Steady High-energy Gamma-Ray Emission from Sgr A\**, *ApJ*, 748, 34
- Laffon, H. 2012, *Optimisation logicielle des performances instrumentales de H.E.S.S. pour l'analyse des sources ténues de rayonnement gamma: Application à l'étude de l'objet HESS 1832-092*, PhD thesis, Ecole polytechnique
- Lagage, P. O. & Cesarsky, C. J. 1983, *The maximum energy of cosmic rays accelerated by supernova shocks*, *A&A*, 125, 249
- LaRosa, T. N., Brogan, C. L., Shore, S. N., Lazio, T. J., Kassim, N. E., & Nord, M. E. 2005, *Evidence of a Weak Galactic Center Magnetic Field from Diffuse Low-Frequency Nonthermal Radio Emission*, *ApJ*, 626, L23
- LaRosa, T. N., Nord, M. E., Lazio, T. J. W., & Kassim, N. E. 2004, *New Nonthermal Filaments at the Galactic Center: Are They Tracing a Globally Ordered Magnetic Field?*, *ApJ*, 607, 302
- Launhardt, R., Zylka, R., & Mezger, P. G. 2002, *The nuclear bulge of the Galaxy. III. Large-scale physical characteristics of stars and interstellar matter*, *A&A*, 384, 112
- LeFauqueur, J. 2015, *Astronomie gamma depuis le sol et l'espace : premières analyses du réseau hybride HESS-II et recherche de candidats blazars parmi les sources non-identifiées du Fermi-LAT*, PhD thesis, Université Paris Diderot
- Leitherer, C., Schaerer, D., Goldader, J. D., Delgado, R. M. G., Robert, C., et al. 1999, *Starburst99: Synthesis Models for Galaxies with Active Star Formation*, *ApJS*, 123, 3
- Lemiere, A., Terrier, R., Jouvin, L., Marandon, V., & Khelifi, B. 2015, *Study of the VHE diffuse emission in the central 200 pc of our Galaxy with H.E.S.S.*, in *International Cosmic Ray Conference*, Vol. 34, 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015), ed. A. S. Borisov, V. G. Denisova, Z. M. Guseva, E. A. Kanevskaya, M. G. Kogan, A. E. Morozov, V. S. Puchkov, S. E. Pyatovsky, G. P. Shoziyoev, M. D. Smirnova, A. V. Vargasov, V. I. Galkin, S. I. Nazarov, & R. A. Mukhamedshin, 838
- Lemoine-Goumard, M., Degrange, B., & Tluczykont, M. 2006, *Selection and 3D-reconstruction of gamma-ray-induced air showers with a stereoscopic system of atmospheric Cherenkov telescopes*, *Astroparticle Physics*, 25, 195

- Li, T.-P. & Ma, Y.-Q. 1983, *Analysis methods for results in gamma-ray astronomy*, ApJ, 272, 317
- Linden, T., Lovegrove, E., & Profumo, S. 2012, *The Morphology of Hadronic Emission Models for the Gamma-Ray Source at the Galactic Center*, ApJ, 753, 41
- Liu, H. B., Ho, P. T. P., Wright, M. C. H., Su, Y.-N., Hsieh, P.-Y., et al. 2013, *Interstellar Medium Processing in the Inner 20 pc in Galactic Center*, ApJ, 770, 44
- Liu, S., Melia, F., Petrosian, V., & Fatuzzo, M. 2006a, *Stochastic Acceleration in the Galactic Center HESS Source*, ApJ, 647, 1099
- Liu, S., Petrosian, V., Melia, F., & Fryer, C. L. 2006b, *A Testable Stochastic Acceleration Model for Flares in Sagittarius A\**, ApJ, 648, 1020
- Longair, M. S. 2011, *High Energy Astrophysics*
- Longmore, S. N., Bally, J., Testi, L., Purcell, C. R., Walsh, A. J., et al. 2013, *Variations in the Galactic star formation rate and density thresholds for star formation*, MNRAS, 429, 987
- Lu, J. R., Do, T., Ghez, A. M., Morris, M. R., Yelda, S., & Matthews, K. 2013, *Stellar Populations in the Central 0.5 pc of the Galaxy. II. The Initial Mass Function*, ApJ, 764, 155
- Macias, O. & Gordon, C. 2014, *Contribution of cosmic rays interacting with molecular clouds to the Galactic Center gamma-ray excess*, Phys. Rev. D, 89, 063515
- Macias, O., Gordon, C., Crocker, R. M., & Profumo, S. 2015, *Cosmic ray models of the ridge-like excess of gamma rays in the Galactic Centre*, MNRAS, 451, 1833
- Malyshev, D., Chernyakova, M., Neronov, A., & Walter, R. 2015, *Leptonic origin of the 100 MeV gamma-ray emission from the Galactic centre*, A&A, 582, A11
- Marandon, V. 2010, *Nébuleuse de pulsars: sondage profond de la Galaxie au TeV et études multi-longueur d'onde*, PhD thesis, Observatoire de Paris
- Marrone, D. P., Moran, J. M., Zhao, J.-H., & Rao, R. 2007, *An Unambiguous Detection of Faraday Rotation in Sagittarius A\**, ApJ, 654, L57
- Mauerhan, J. C., Cotera, A., Dong, H., Morris, M. R., Wang, Q. D., Stolovy, S. R., & Lang, C. 2010, *Isolated Wolf-Rayet Stars and O Supergiants in the Galactic Center Region Identified Via Paschen- $\alpha$  Excess*, ApJ, 725, 188
- Molinari, S., Bally, J., Noriega-Crespo, et al. 2011, *A 100 pc Elliptical and Twisted Ring of Cold and Dense Molecular Clouds Revealed by Herschel Around the Galactic Center*, ApJ, 735, L33
- Mori, K., Gotthelf, E. V., Zhang, S., An, H., Baganoff, F. K., et al. 2013, *NuSTAR Discovery of a 3.76 s Transient Magnetar Near Sagittarius A\**, ApJ, 770, L23
- Morris, M. R. 2014, *Manifestations of the Galactic Center Magnetic Field*, in *Lessons from the Local Group*, ed. E. B. B.-D. Freeman, K. & M. Woolway (Springer)
- Moskalenko, I. & GALPROP Team. 2013, *GALPROP Code for Galactic Cosmic Ray Propagation and Associated Photon Emissions*, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, Vol. 222, American Astronomical Society Meeting Abstracts, 401.02

- Muno, M. P., Bauer, F. E., Baganoff, et al. 2009, *Galactic center X-ray sources (Muno+, 2009)*, VizieR Online Data Catalog, 218, 10110
- Najarro, F., Figer, D. F., Hillier, D. J., & Kudritzki, R. P. 2004, *Metallicity in the Galactic Center: The Arches Cluster*, ApJ, 611, L105
- Neilsen, J., Nowak, M. A., Gammie, C., Dexter, J., Markoff, S., et al. 2013, *A Chandra/HETGS Census of X-Ray Variability from Sgr A\* during 2012*, ApJ, 774, 42
- Neyman, J. & Scott, E. L. 1948, *CONSISTENT ESTIMATES BASED ON PARTIALLY CONSISTENT OBSERVATION*, The Econometrica society, 16, 1
- Nishiyama, S., Hatano, H., Tamura, M., Matsunaga, N., Yoshikawa, T., et al. 2010, *Magnetic Field Configuration at the Galactic Center Investigated by Wide-field Near-infrared Polarimetry: Transition from a Toroidal to a Poloidal Magnetic Field*, ApJ, 722, L23
- Nynka, M., Hailey, C. J., Mori, K., Baganoff, F. K., Bauer, F. E., et al. 2013, *High-energy X-Rays from J174545.5-285829, the Cannonball: A Candidate Pulsar Wind Nebula Associated with Sgr A East*, ApJ, 778, L31
- Ohm, S., van Eldik, C., & Egberts, K. 2009,  *$\gamma$ /hadron separation in very-high-energy  $\gamma$ -ray astronomy using a multivariate analysis method*, Astroparticle Physics, 31, 383
- Oka, T., Geballe, T. R., Goto, M., Usuda, T., & McCall, B. J. 2005, *Hot and Diffuse Clouds near the Galactic Center Probed by Metastable  $H^+_{31}$* , ApJ, 632, 882
- Oka, T., Hasegawa, T., Hayashi, M., Handa, T., & Sakamoto, S. 1998, *CO ( $J = 2-1$ ) Line Observations of the Galactic Center Molecular Cloud Complex. II. Dynamical Structure and Physical Conditions*, ApJ, 493, 730
- Parizot, E., Marcowith, A., Ballet, J., & Gallant, Y. A. 2006, *Observational constraints on energetic particle diffusion in young supernovae remnants: amplified magnetic field and maximum energy*, A&A, 453, 387
- Parizot, E., Marcowith, A., van der Swaluw, E., Bykov, A. M., & Tatischeff, V. 2004, *Superbubbles and energetic particles in the Galaxy. I. Collective effects of particle acceleration*, A&A, 424, 747
- Parsons, R., King, J., Aharonian, F., & for the H.E.S.S. collaboration. 2016, *The Galactic Centre Viewed with H.E.S.S.*, in 6th International Symposium on Gamma-Ray Astronomy 2016
- Parsons, R. D. & Hinton, J. A. 2014, *A Monte Carlo template based analysis for air-Cherenkov arrays*, Astroparticle Physics, 56, 26
- Pence, W. D., Chiappetti, L., Page, C. G., Shaw, R. A., & Stobie, E. 2010, *Definition of the Flexible Image Transport System (FITS), version 3.0*, A&A, 524, A42
- Piron, F. 2000, *Etude des Propriétés Spectrales et de la Variabilité de l'émission Gamma Supérieure à 250 GeV des Noyaux Actifs de Galaxies de Type Blazar Observé Dans le Cadre de l'Expérience C.A.T*, PhD thesis, Université Paris Sud-Paris XI
- Ponti, G., Morris, M. R., Terrier, R., & Goldwurm, A. 2013, *Traces of Past Activity in the Galactic Centre*, in Advances in Solid State Physics, Vol. 34, Cosmic Rays in Star-Forming Environments, ed. D. F. Torres & O. Reimer, 331

- Ponti, G., Morris, M. R., Terrier, R., Haberl, F., Sturm, R., et al. 2015, *The XMM-Newton view of the central degrees of the Milky Way*, MNRAS, 453, 172
- Ptuskin, V. 2005, *Origin of Galactic Cosmic Rays*, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 745, High Energy Gamma-Ray Astronomy, ed. F. A. Aharonian, H. J. Völk, & D. Horns, 14–22
- Purcell, C. R., Longmore, S. N., Walsh, A. J., Whiting, M. T., Breen, S. L., et al. 2012, *The H<sub>2</sub>O Southern Galactic Plane Survey: NH<sub>3</sub> (1,1) and (2,2) catalogues*, MNRAS, 426, 1972
- Quataert, E. & Loeb, A. 2005, *Nonthermal THz to TeV Emission from Stellar Wind Shocks in the Galactic Center*, ApJ, 635, L45
- Refsdal, B. L., Doe, S. M., Nguyen, D. T., Siemiginowska, A. L., Bonaventura, N. R., et al. 2009, *Sherpa: 1D/2D modeling and fitting in Python*, in Proceedings of the 8th Python in Science Conference, Pasadena, CA, 2009, edited by G. Varoquaux, S. van der Walt and J. Millman
- Reid, M. J., Menten, K. M., Zheng, X. W., Brunthaler, A., & Xu, Y. 2009, *A Trigonometric Parallax of Sgr B2*, ApJ, 705, 1548
- Reynolds, S. P. 2011, *Particle acceleration in supernova-remnant shocks*, Ap&SS, 336, 257
- Rodríguez-Fernández, N. J., Martín-Pintado, J., Fuente, A., de Vicente, P., Wilson, T. L., & Hüttemeister, S. 2001, *Warm H<sub>2</sub> in the Galactic center region*, A&A, 365, 174
- Rolke, W. A., López, A. M., & Conrad, J. 2005, *Limits and confidence intervals in the presence of nuisance parameters*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 551, 493
- Rolland, L. 2005, *Etalonnage des caméras de l'expérience d'astronomie H.E.S.S. et observations du Centre Galactique au-delà de 100 GeV*, PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, Paris VI
- Roman-Duval, J., Heyer, M., Brunt, C. M., Clark, P., Klessen, R., & Shetty, R. 2016, *Distribution and Mass of Diffuse and Dense CO Gas in the Milky Way*, ApJ, 818, 144
- Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. 1979, *Book-Review - Radiative Processes in Astrophysics*, Astronomy Quarterly, 3, 199
- Sakano, M., Warwick, R. S., Decourchelle, A., & Predehl, P. 2004, *XMM-Newton observations of Sagittarius A East*, MNRAS, 350, 129
- Salpeter, E. E. 1955, *The Luminosity Function and Stellar Evolution.*, ApJ, 121, 161
- Sawada, T., Hasegawa, T., Handa, T., & Cohen, R. J. 2004, *A molecular face-on view of the Galactic Centre region*, MNRAS, 349, 1167
- Sofue, Y. 1995, *Galactic-Center Molecular Arms, Ring, and Expanding Shell. I. Kinematical Structures in Longitude–Velocity Diagrams*, PASJ, 47, 527
- Spanos, A. 2013, *The Two Envelope Problem: a Paradox or Fallacious Reasoning?*, ArXiv e-prints
- Strong, A. W., Moskalenko, I. V., & Ptuskin, V. S. 2007, *Cosmic-Ray Propagation and Interactions in the Galaxy*, Annual Review of Nuclear and Particle Science, 57, 285
- Su, M., Slatyer, T. R., & Finkbeiner, D. P. 2010, *Giant Gamma-ray Bubbles from Fermi-LAT: Active Galactic Nucleus Activity or Bipolar Galactic Wind?*, ApJ, 724, 1044



- Swordy, S. P., Mueller, D., Meyer, P., L'Heureux, J., & Grunsfeld, J. M. 1990, *Relative abundances of secondary and primary cosmic rays at high energies*, ApJ, 349, 625
- Tammann, G. A., Loeffler, W., & Schroeder, A. 1994, *The Galactic supernova rate*, ApJS, 92, 487
- Terrier, R. 2010, *Following the echo of a past flare from Sgr A\* in the interstellar medium*, Chandra Proposal
- The Fermi-LAT Collaboration. 2017, *3FHL: The Third Catalog of Hard Fermi-LAT Sources*, ArXiv e-prints
- Trap, G. 2011, *Etude du trou noir massif central de la Galaxie et de son environnement*, PhD thesis, Université Paris VII
- Trap, G., Goldwurm, A., Dodds-Eden, K., Weiss, A., Terrier, R., et al. 2011, *Concurrent X-ray, near-infrared, sub-millimeter, and GeV gamma-ray observations of Sagittarius A\**, A&A, 528, A140
- Trotta, R., Jóhannesson, G., Moskalenko, I. V., Porter, T. A., Ruiz de Austri, R., & Strong, A. W. 2011, *Constraints on Cosmic-ray Propagation Models from A Global Bayesian Analysis*, ApJ, 729, 106
- Truelove, J. K. & McKee, C. F. 1999, *Evolution of Nonradiative Supernova Remnants*, ApJS, 120, 299
- Tsuboi, M., Handa, T., & Ukita, N. 1999, *Dense Molecular Clouds in the Galactic Center Region. I. Observations and Data*, ApJS, 120, 1
- Tsuchiya, K., Enomoto, R., Ksenofontov, L. T., Mori, M., Naito, T., et al. 2004, *Detection of Sub-TeV Gamma Rays from the Galactic Center Direction by CANGAROO-II*, ApJ, 606, L115
- Uchiyama, Y., Aharonian, F. A., Tanaka, T., Takahashi, T., & Maeda, Y. 2007, *Extremely fast acceleration of cosmic rays in a supernova remnant*, Nature, 449, 576
- Uchiyama, Y., Funk, S., Katagiri, H., Katsuta, J., Lemoine-Goumard, M., et al. 2012, *Fermi Large Area Telescope Discovery of GeV Gamma-Ray Emission from the Vicinity of SNR W44*, ApJ, 749, L35
- Vázquez, G. A. & Leitherer, C. 2005, *Optimization of Starburst99 for Intermediate-Age and Old Stellar Populations*, ApJ, 621, 695
- VERITAS Collaboration, Aliu, E., Arlen, T., Aune, T., Beilicke, M., et al. 2011, *Detection of Pulsed Gamma Rays Above 100 GeV from the Crab Pulsar*, Science, 334, 69
- Vink, J. 2006, *X-ray High Resolution and Imaging Spectroscopy of Supernova Remnants*, in ESA Special Publication, Vol. 604, The X-ray Universe 2005, ed. A. Wilson, 319
- Wang, Q. D., Dong, H., Cotera, A., Stolovy, S., Morris, M., et al. 2010, *HST/NICMOS Paschen- $\alpha$  Survey of the Galactic Centre: Overview*, MNRAS, 402, 895
- Wang, Q. D., Lu, F. J., & Gotthelf, E. V. 2006, *G359.95-0.04: an energetic pulsar candidate near Sgr A\**, MNRAS, 367, 937

- Wang, Q. D., Nowak, M. A., Markoff, S. B., Baganoff, F. K., Nayakshin, S., et al. 2013, *Dissecting X-ray-Emitting Gas Around the Center of Our Galaxy*, Science, 341, 981
- Wang, Y.-P., Lu, Y., & Chen, L. 2009, *Injected spectrum for TeV  $\gamma$ -ray emission from the galactic center*, Research in Astronomy and Astrophysics, 9, 761
- Weekes, T. C., Cawley, M. F., Fegan, D. J., Gibbs, K. G., Hillas, A. M., et al. 1989, *Observation of TeV gamma rays from the Crab nebula using the atmospheric Cerenkov imaging technique*, ApJ, 342, 379
- Wommer, E., Melia, F., & Fatuzzo, M. 2008, *Diffuse TeV emission at the Galactic Centre*, MNRAS, 387, 987
- Yan, H. & Lazarian, A. 2008, *Cosmic-Ray Propagation: Nonlinear Diffusion Parallel and Perpendicular to Mean Magnetic Field*, ApJ, 673, 942
- Yan, Q.-Z., Walsh, A. J., Dawson, J. R., Macquart, J. P., Blackwell, R., et al. 2017, *Towards a three-dimensional distribution of the molecular clouds in the Galactic Centre*, ArXiv e-prints
- Yang, R.-z., Jones, D. I., & Aharonian, F. 2015, *Fermi-LAT observations of the Sagittarius B complex*, A&A, 580, A90
- Yoast-Hull, T. M., Gallagher, III, J. S., & Zweibel, E. G. 2014, *The Cosmic-Ray Population of the Galactic Central Molecular Zone*, ApJ, 790, 86
- Yuan, F. & Narayan, R. 2014, *Hot Accretion Flows Around Black Holes*, ARA&A, 52, 529
- Yusef-Zadeh, F., Hewitt, J. W., Wardle, M., Tatischeff, V., Roberts, D. A., et al. 2013, *Interacting Cosmic Rays with Molecular Clouds: A Bremsstrahlung Origin of Diffuse High-energy Emission from the Inner 2\*1 degree of the Galactic Center*, ApJ, 762, 33
- Yusef-Zadeh, F. & Morris, M. 1987a, *G0.18-0.04 - Interaction of thermal and nonthermal radio structures in the arc near the galactic center*, AJ, 94, 1178
- Yusef-Zadeh, F. & Morris, M. 1987b, *The linear filaments of the radio arc near the Galactic center*, ApJ, 322, 721
- Yusef-Zadeh, F., Munro, M., Wardle, M., & Lis, D. C. 2007, *The Origin of Diffuse X-Ray and gamma-Ray Emission from the Galactic Center Region: Cosmic-Ray Particles*, ApJ, 656, 847
- Zhao, J.-H. 2003, *Radio Variability of the Supermassive Black Hole at the Galactic Center: Double Quasi-Periodic Oscillation in Radio Flux Density and Flares at 1 Millimeter Wavelength*, Acta Astronomica Sinica, 44, 158
- Zhao, J.-H., Morris, M. R., & Goss, W. M. 2013, *Radio Detection of a Candidate Neutron Star Associated with Galactic Center Supernova Remnant Sagittarius A East*, ApJ, 777, 146
- Zhao, J.-H., Morris, M. R., & Goss, W. M. 2016, *A New Perspective of the Radio Bright Zone at The Galactic Center: Feedback from Nuclear Activities*, ApJ, 817, 171
- Zubovas, K., Nayakshin, S., & King, A. R. 2012, *What's in a Fermi Bubble: A Quasar Episode in the Galactic Center*, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 460, AGN Winds in Charleston, ed. G. Chartas, F. Hamann, & K. M. Leighly, 268

**Résumé** Le centre Galactique (GC) est une région très riche et complexe. Le taux de supernovae (SN) associé à la formation d'étoiles massives y est très élevée et devrait créer une injection continue de rayons cosmiques (CRs) dans le GC à travers les chocs qu'elles produisent. Cette région abrite également un trou noir supermassif (SMBH) de  $4 \times 10^6 M_{\odot}$ , nommé Sgr A\*. De nombreux arguments ont permis de montrer que le SMBH pouvait accélérer des particules à très haute énergie (VHE); son activité actuelle et passée pourrait donc également contribuer à la population de CRs. En 2006, la collaboration H.E.S.S. a révélé la présence d'une émission diffuse à VHE dans les 100 pc centraux de la Galaxie, très corrélée à la distribution de matière moléculaire répartie dans la zone moléculaire centrale (CMZ). Une partie importante de cette émission a donc très probablement une origine hadronique mais celle-ci reste toujours inconnue. Nous présentons une nouvelle analyse spectrale et morphologique détaillée de la région en utilisant 10 ans de prise de données de H.E.S.S. ainsi qu'une modélisation de l'émission  $\gamma$  induite par les SNe. Nous étudions l'impact de la distribution temporelle et spatiale des SNe dans le CMZ sur la morphologie et le spectre de l'émission: nous construisons un model 3D d'injection de CRs à VHE et d'une propagation diffusives dans la région avec une distribution de gaz réaliste. La contribution des SNe ne peut pas être négligée. Nous montrons qu'un profil piqué de rayon  $\gamma$  ainsi qu'un excès de CRs vers le GC peuvent être obtenus en utilisant une distribution spatiale réaliste de SNe prenant en compte les amas d'étoiles massives centraux. La morphologie de l'émission est très dépendante de l'énergie dans ce scénario. Le profil de densité de CRs peut également être reproduit avec une injection stationnaire unique au centre par Sgr A\* mais cela implique alors une morphologie stable en énergie. L'utilisation d'une analyse 3D est donc nécessaire pour distinguer les modèles. Nous présentons les premiers résultats de cette analyse que nous avons développé dans la librairie Gammapy afin d'ajuster simultanément un spectre et une morphologie sur des données. Avec la prochaine génération d'instruments comme le Cherenkov Telescope Array, les observations de régions avec une morphologie complexe, avec une émission diffuse ou de multiples sources, vont devenir de plus en plus nombreuses. Elles nécessitent donc également le développement de cette technique. Nous détaillons les premières validations de cette méthode appliquée sur des sources ponctuelles avec un outil Monte Carlo. Pour l'émission diffuse, nous présentons le nouveau spectre obtenu en utilisant une méthode que nous avons développée pour l'extraction spectrale 1D classique. Nous réalisons par ailleurs une analyse morphologique dans différentes bandes en énergie indépendantes en utilisant de nouveaux modèles spatiaux. Pour l'instant, aucune variation significative n'est détectée mais des observations supplémentaires sont nécessaires ainsi qu'une vraie analyse 3D de la région du GC pour pouvoir donner une conclusion définitive. Les observations de CTA permettront de donner des réponses précises à ces questions.

**Mots-clés** : centre Galactique, H.E.S.S., Reste de Supernova, Zone Moléculaire Centrale, Rayons Cosmiques, Diffusion, CTA, Analyse 3D

**Abstract** The Galactic center (GC) is a very rich and complex astrophysical region. The high supernovae (SN) rate associated with the strong massive star formation should create a sustained cosmic rays (CR) injection in the GC via the shocks they produce. This region also harbors a Super-Massive Black Hole (SMBH) of  $4 \times 10^6 M_{\odot}$ , named Sgr A\*. Since it has been argued that the SMBH might also accelerate particles up to very high energies (VHE), its current and past activity could contribute to the CR population. In 2006, the H.E.S.S. collaboration revealed the presence of a VHE diffuse emission in the inner 100 pc of the Galaxy in close correlation with the molecular matter spread in the central molecular zone (CMZ). A major part of this emission is thus certainly of hadronic origin but it still remains mysterious. We report a new detailed spectral and morphological analysis of this region using 10 years of H.E.S.S. observations as well as a detailed modelling of the  $\gamma$ -ray emission induced by the SNe. We study the impact of the spatial and temporal distribution of SNe in the CMZ on the VHE emission morphology and spectrum: we built a 3D model of VHE CR injection and diffusive propagation with a realistic gas distribution. The contribution of SNe can not be neglected. We show that a peaked  $\gamma$ -ray profile and CR excess towards the GC, can be obtained using realistic SN spatial distribution taking into account the central massive star clusters. A strong dependence on the morphology of the emission with the energy is expected in this scenario. The CR density profile can also be reproduced by a unique stationary injection at the center by Sgr A\* but it implies a stable morphology across the energy range. To distinguish the models, we need a 3D analysis. We present the first results of this analysis that we started to design in the software Gammapy to simultaneously fit a spectral and morphological model to the data. The observations of complex morphological regions with diffuse emission or multiple sources will become more and more numerous with the next generation instruments such as the Cherenkov Telescope Array. They will also require the development of this technique. We detail the first validations of this method on point sources using a Monte Carlo tool. For the ridge emission, we report the new spectrum using a method that we developed for the classical spectral fitting necessary for faint emission. By using new spatial templates to describe the complexity of the diffuse emission, we perform a morphological analysis in different energy bands independently. No significant variation is found but more observations are needed to give a conclusive statement as well as a real 3D analysis in the GC region. The observations of CTA will allow to give precise answers to these questions.

**Key-words** : Galactic center, H.E.S.S., Supernova Remnant, Central Molecular Zone, Cosmic Rays, Diffusion, CTA, 3D analysis