



HAL
open science

Étude de l'origine de l'émission à très haute énergie au centre de notre galaxie et connexion possible avec Sgr A*, notre plus proche trou noir super-massif

Samuël Zouari

► **To cite this version:**

Samuël Zouari. Étude de l'origine de l'émission à très haute énergie au centre de notre galaxie et connexion possible avec Sgr A*, notre plus proche trou noir super-massif. Astrophysique galactique [astro-ph.GA]. Université Paris Cité, 2023. Français. NNT : 2023UNIP7120 . tel-04585326

HAL Id: tel-04585326

<https://theses.hal.science/tel-04585326>

Submitted on 23 May 2024

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

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



Université Paris Cité

École Doctorale STEPUP : Sciences de la Terre, de l'environnement et Physique de l'univers de Paris (560)

Laboratoire Astroparticules et Cosmologie

Thèse de doctorat de physique de l'univers

Étude de l'origine de l'émission à très haute énergie au centre de notre Galaxie et connexion possible avec Sgr A^{*}, notre plus proche trou noir super-massif

Par **Samuël ZOUARI**

Soutenue publiquement le 06/03/2023

Dirigée par Régis TERRIER

Devant le jury composé de :

Président	Pr. Sylvain CHATY	PU	APC-Paris
Rapporteure	Dr. Marianne LEMOINE-GOUMARD	DR	LP2I-Bordeaux
Rapporteur	Dr. Loïc ROLLAND	DR	LAPP-Annecy
Examinatrice	Dr. Francesca CALORE	CR	LAPTh-Annecy
Co-Encadrante	Dr. Anne LEMIÈRE	CR	APC-Paris

Table des matières

1	Notre Galaxie et son centre	11
1.1	Structure générale de la Voie Lactée	12
1.2	Les 200 pc centraux	13
1.2.1	Observations	13
1.2.2	Description de la Zone Moléculaire Centrale	16
1.2.3	Le champ magnétique	19
1.2.4	Bulles de Fermi	20
1.3	Les 30 pc centraux	20
1.3.1	Amas d'étoiles	20
1.3.2	Complexe Sgr A	22
1.4	Le trou noir Sagittarius A*	26
1.4.1	Émissions stationnaires de la source	28
1.4.2	Variabilité et activité de Sgr A*	31
2	Astronomie et astrophysique des sources gamma	37
2.1	Rayonnement cosmique	37
2.1.1	Observations des rayons cosmiques	38
2.1.2	Accélération	39
2.1.3	Propagation	41
2.1.4	Origine des RC galactiques	42
2.2	Rayonnement photonique des rayons cosmiques	44
2.2.1	Processus leptoniques	44
2.2.2	Processus hadroniques	45
2.3	Sources gamma	45
2.3.1	Sources extra-galactiques	46
2.3.2	Sources galactiques	46
2.4	Le centre de la Galaxie en rayons gamma	50
2.4.1	La source au TeV HESS J1745-290	50
2.4.2	Source au GeV	53
2.5	Émission diffuse dans les 300 pc centraux	54
3	Étude phénoménologique du CG en rayons gamma	57
3.1	Modèles d'émission gamma	57
3.1.1	Sources potentielles de rayons gamma	58
3.1.2	Modèles d'émission impliquant Sgr A*	61
3.1.3	Conclusion sur les modèles	65
3.2	Modélisation de l'émission à THE	66
3.2.1	Motivations	66
3.2.2	Méthodologie	67
3.2.3	Scénarios	70
3.2.4	Résultats	71

3.3	Interprétations	77
4	L’astronomie gamma à très haute énergie avec HESS	81
4.1	L’astronomie en rayons gamma	82
4.1.1	Télescopes spatiaux	82
4.1.2	Télescopes au sol	82
4.2	Imageurs Tcherenkov	84
4.2.1	Gerbes atmosphériques dues aux rayons gamma	84
4.2.2	Précédentes expériences d’astronomie Tcherenkov	85
4.3	H.E.S.S. : l’instrument et la prise de données	86
4.3.1	Le système H.E.S.S. (et son histoire)	86
4.3.2	Acquisition de données	89
4.4	Des données brutes aux rayons gamma	90
4.4.1	Calibration	91
4.4.2	Reconstruction	92
4.4.3	Simulations	94
4.4.4	Discrimination gamma/fond	95
4.4.5	Chaînes d’analyse, configurations et coupures	97
4.5	Estimation de la réponse de HESS	98
4.5.1	Fonctions d’instruments	98
4.5.2	Estimation du fond	101
4.6	Outils numériques	102
4.6.1	Format GADF	102
4.6.2	Gammapy	102
4.7	Analyses de haut-niveau	103
4.7.1	Détection de sources et tests d’hypothèses	103
4.7.2	Forward folding	103
4.7.3	L’analyse spectrale ("1D")	104
4.7.4	L’analyse morphologique ("2D")	105
4.7.5	L’analyse spectro-morphologique ("3D")	105
4.8	Performance des méthodes d’analyses	106
4.8.1	Validation des méthodes	106
4.8.2	Domaines de validité d’une analyse	106
4.9	Conclusion	107
5	Étude spectro-morphologique de HESS J1745-290	109
5.1	Analyse du centre galactique au TeV	110
5.1.1	État de l’art	110
5.1.2	Limitations des analyses 1D et 2D	111
5.2	Application au centre galactique	113
5.2.1	Sélection de données	113
5.2.2	Réduction des données	115
5.2.3	Modéliser le CG au TeV	118
5.2.4	Résultats	122
5.3	Étude des effets systématiques	126
5.3.1	Effets systématiques connus dans HESS	126
5.3.2	Simulations avec gammapy	129
5.3.3	Notre étude	129
5.4	Discussion	135

6	Étude temporelle de HESS J1745-290	137
6.1	Suivi temporel du centre galactique	138
6.2	Étude temporelle du flux de la source HESS J1745-290	141
6.2.1	Données	141
6.2.2	Recalibration de la source	141
6.2.3	Méthode	143
6.2.4	Résultats	143
6.2.5	Recherche de variabilité	144
6.2.6	Recherche de variabilité spectrale	146
6.3	Études de sensibilité	147
6.3.1	Sensibilité au bruit statistique	149
6.3.2	Sensibilité aux variations linéaires	150
6.4	Conclusion et discussion	152
7	Perspectives pour l'étude du Centre Galactique avec CTA	157
7.1	Une nouvelle étape pour l'astronomie Tcherenkov	158
7.1.1	Le Cherenkov Telescope Array : le premier observatoire gamma de taille mondiale	158
7.1.2	L'observation du Centre Galactique par CTA	161
7.2	Simulation des données de CTA	162
7.2.1	Modèle source	162
7.2.2	Fonctions d'instruments	162
7.2.3	Prédiction du ciel vu par CTA	163
7.2.4	Effets des erreurs systématiques	165
7.2.5	Simulations Monte Carlo des paramètres HESS J1745-290	167
7.3	Évaluation spectro-morphologique avec CTA	167
7.3.1	Contraintes sur la morphologie de HESS J1745-290	168
7.3.2	Contraintes sur les paramètres spectraux	171
7.4	Variabilité de HESS J1745-290	171
7.4.1	Simulations	171
7.4.2	Interprétations	172
7.4.3	Sensibilité à une variation linéaire	173
7.4.4	Sensibilité à une variation non-linéaire	175
7.5	Conclusions sur les performances à venir de CTA	176
A	Étude phénoménologique	181
B	Étude spectro-morphologique	183
C	Étude temporelle	187

Remerciements

Je finis cette thèse après 3 ans et demi, non sans grandes difficultés, mais en étant plutôt satisfait de ce que j'ai accompli, ce qui est assez rare pour moi, comme beaucoup pourront en témoigner. J'ai longtemps cru ne jamais arriver au bout de ce travail, mais force est de constater que tous les gens qui m'ont assuré que j'allais y arriver avaient raison ; ce sont ces personnes que je voudrais remercier ici.

Encore aujourd'hui je pense que j'ai du mal à réaliser la chance que j'ai eu d'avoir été encadré par Anne et Régis. J'ai peut-être (ou peut-être pas) eu plus de soucis que le commun des doctorants, et j'aurais probablement vite abandonné sans leur patience, compréhension et bienveillance. Je tenais donc à les remercier chaleureusement pour leur soutien à travers toutes ces épreuves.

Je suis sûr d'une seule chose sur ce qu'aurait pu être ma thèse, c'est que je n'y serais pas arrivé sans le soutien de ma mère. Elle dira probablement que c'est bien normal, c'est ce que font les mamans, mais tous le monde n'a pas besoin d'autant de soutien (enfin j'espère), et ma mère a su être là, plus que je n'aurais pu l'espérer. Merci à mon père (Z"L), qui à mon avis doit être assez fier qu'il existe désormais un Dr. Zouari dans la famille. Merci aussi à ma famille, papy, mamie, Alain et Christine, que je n'ai pas pu voir très souvent malheureusement.

Je ne serais pas non plus arrivé au bout de ma thèse sans mes ami-es, qui méritent peut être d'être co-auteur-es de cette thèse. Merci tout particulièrement à Louise pour sa correspondance et son amitié, à Cécile, car c'est la meilleure, et à Lionel, car c'est le meilleur mais en particulier le meilleur binôme de TP avec qui préparer l'agrég. Merci à Héloïse, toujours. J'ai eu la chance d'avoir connu les habitants du C4 avant ma thèse, et d'avoir pu continuer à partager des moments avec tout ce beau monde : Lucas, Assil, Mathieu, Eva, Aliénor, Philibert, merci beaucoup (pour les sorties restau, champignons et pour mes trop nombreux déménagements surtout). Merci aux ami-es du lycée, de prépa et de l'ENS que j'ai pu revoir après toutes ces années. Après des mois et des années de d'isolation, ça fait du bien de revoir des anciennes têtes même une ou deux fois. Je tiens aussi à remercier les gens-qui-habitent-dans-mon-téléphone, dont les blagues, les discussions, le soutien, mais surtout les blagues m'ont beaucoup aidé pendant ces presque 4 ans. Et un très grand merci à Ameni, pour sa gentillesse et son soutien ces derniers mois.

Malgré les difficultés à être présent au labo durant cette période, je suis très heureux d'avoir pu y rencontrer tant de chouettes personnes parmi mes co-doctorant-es. Je mentais évidemment quand je disais venir à la cantine juste pour les pizzas, c'était pour profiter des discussions et de la compagnie. Mentions spéciales pour Hugo, Baptiste, Valentin, Pili, Jani, Camille, Sruthi, Julien et Magdy, à qui je souhaite tous et toutes de très bonnes continuations.

J'ai été très heureux de travailler au sein du groupe HESS à l'APC, Bruno, Arache, Justine et Luca notamment. Je n'ai fait qu'une seule thèse, donc je n'ai pas beaucoup de points de comparaison, mais je pense pouvoir affirmer que c'était un très bon environnement où travailler. Heureux également d'avoir fait partie de la collaboration HESS. Même si le cours de l'Histoire ne m'a permis d'assister qu'à une réunion de collaboration, cette unique expérience fut très enrichissante. Je doute encore de la qualité de mon apport à l'expérience, mais je me suis rendu à l'évidence que je n'y croirai jamais, qu'importe ce qu'on me dira. Thank you/dankeschön to everyone in HESS that got interested in my work, despite of my relative lack of communicating on the subject, I am still somewhat surprised to have worked with actual scientists, but I know I shouldn't be. Je voudrais aussi remercier Stefano et Catherine pour avoir fait parti de mon comité de suivi, notamment pour leur bienveillance, ainsi que les membres du jury qui on bien voulu relire mon travail, dont la longueur m'effraie moi-même un peu a posteriori. Par ailleurs, cette thèse aurait été beaucoup beaucoup plus compliquée sans le travail de mes illustres prédécesseur-es au sein de l'équipe : Maica, Dimitri, Marion et surtout Léa, dont j'ai tenté de poursuivre le travail impressionnant sur le Centre Galactique.

Merci à mes professeur-es, qui m'ont soutenu dans mes aventures académiques (qui arrivent enfin à leur terme). Il y aurait beaucoup de gens à remercier, mais je tenais à remercier particulièrement

Arnaud et Erwan pour leur soutien pendant la préparation de l'agrég; Pierre-Étienne qui m'a probablement le plus transmis la passion de la recherche au lycée, ainsi que l'équipe enseignante du Parc des Loges; mes professeur-es de prépa sans qui j'aurais peut-être dû suivre un autre chemin; et enfin les enseignants de l'ENS et de l'observatoire qui m'ont permis de découvrir et de poursuivre dans le domaine de l'astrophysique, choix que je ne regrette pas le moins du monde.

Je me permets de finir ces remerciements par quelques mentions très honorables : Merci à M. Pietri et au service santé de l'Université pour leur aide précieuse pendant ces 4 années difficiles. Merci à mon colocataire, dont la curiosité pour l'astrophysique a su me remotiver à plus d'une reprise. Je remercie l'ESS'pace d'avoir permis à la scène punk parisienne de (re/sur)vivre ces dernières années, et si prêt du labo en plus! Merci à Hayley Williams, Gerard Way, Have Heart, Title Fight, CTTS, Orchid, Syndrome 81, Reprisal, Facedown et Tigers Jaw pour le soutien émotionnel et musical déterminant pendant ces 4 années; aux fast food d'Ivry qui m'ont épargné l'épreuve de me faire à manger à de (trop) nombreuses reprises; à l'ENS pour m'avoir évité les affres du salariat étudiant depuis 2015. Enfin, merci à tout le personnel du labo et de l'université qui rend aussi toute cette recherche scientifique possible.

Introduction

Le Centre Galactique (ou CG) est l'une des régions les plus fascinantes de notre Galaxie. Les conditions extrêmes qui y règnent, en termes de densité d'objets, de formation d'étoiles et d'événements violents en font un laboratoire particulièrement précieux pour plus d'un domaine de l'astrophysique et de la physique en général. Mais ce pourquoi le Centre Galactique est le plus connu, y compris du grand public, peut se résumer à un seul objet, un trou noir supermassif (ou SMBH pour SuperMassive Black Hole) au centre dynamique de la Galaxie, appelé Sagittarius A* (ou Sgr A*). Initialement "juste" une puissante source radio, on sait depuis une vingtaine d'années que le CG abrite un objet compact supermassif, avec une masse de l'ordre de 4 millions de masses solaires, notamment grâce aux travaux des équipes d'Andrea Ghez et de Reinhard Genzel, lesquels ont reçu le prix Nobel pour ces travaux en 2020. Une telle masse, dans un espace aussi restreint, ne pouvait être expliquée que par un trou noir. Très récemment, et durant ma dernière année de thèse, Sgr A* a à nouveau fait parler de lui avec la publication des résultats de l'Event Horizon Telescope début 2022, qui a pu en fournir une image radio de très haute résolution angulaire, apportant la preuve définitive que Sgr A* était bien un trou noir.

L'observation du CG n'est cependant possible que dans certaines bandes du spectre électromagnétique : aux basses énergies (ondes Radio, millimétriques et infrarouges) et aux hautes énergies (rayons X et gamma). Entre les deux, et notamment dans le visible, le contenu du plan galactique se trouvant entre le Soleil et le CG rend délicate l'observation directe. Les résultats évoqués précédemment viennent pour la plupart des observations à basse énergie, mais on peut détecter une émission dans chacune de ces bandes, souvent avec ses propriétés propres. En particulier, pour les rayons gamma de haute énergie (c'est-à-dire pour des photons d'énergie supérieure au GeV), si une émission est détectée, elle n'est pour l'instant pas encore formellement associée à Sgr A*. Dans la suite de notre travail, nous ferons la distinction entre hautes énergies (HE, entre 1 et 100 GeV) et très hautes énergies (THE, entre 100 GeV et 100 TeV). Dans ces deux sous-domaines, si des sources gamma ont été détectées et sont compatibles en position avec Sgr A*, la résolution des divers instruments n'est pas suffisante pour exclure une contribution d'autres objets proches de Sgr A*. En attendant la nouvelle génération d'instruments qui sera peut être en mesure de révéler Sgr A* en rayons gamma, il existe d'autres propriétés observables de la source gamma qui pourraient permettre de déterminer son association (ou non) au trou noir supermassif.

En particulier, une variabilité de la source sur des échelles de temps suffisamment courtes (de l'ordre de la décennie ou moins) serait un argument très fort dans ce sens. C'est ce que nous nous proposons d'étudier dans cette thèse, grâce aux données collectées par le High Energy Stereoscopic System (H.E.S.S) situé en Namibie. HESS dispose ainsi de près de 20 ans de données (de 2003 à 2022) sur le Centre Galactique, et a détecté une source dès 2004, appelée **HESS J1745-290**. Il s'agit du jeu de données à THE le plus important au monde, et donc le plus adapté à un suivi temporel sur le moyen terme du CG en rayons gamma. De plus, l'amélioration constante des outils d'analyse numérique de HESS, notamment avec la librairie python `gammapy`, rend cet exercice plus aisé et plus performant que jamais.

Afin de mieux comprendre le contexte général du centre de la Galaxie, nous présentons dans le Chapitre 1 une revue des résultats principaux sur cette région. On s'intéressera ainsi à plusieurs

échelles spatiales : d'abord les 200 à 300 parsecs centraux, puis les quelques dizaines de parsecs autour de Sgr A* et les nombreux objets qu'ils contiennent, et enfin Sgr A* lui-même. Une certaine attention sera aussi portée sur la variabilité de Sgr A* dans les différentes gammes d'énergie où il en présente.

Le Chapitre 2 sera lui consacré à une revue sur les hautes énergies (rayons gamma de plus de 1 GeV). Nous commencerons par quelques rappels sur la nature des processus à l'origine des rayons gamma astrophysiques, ainsi que sur l'accélération des rayons cosmiques, deux domaines extrêmement liés. Nous effectuerons ensuite une revue rapide de l'astronomie gamma de haute énergie en général, et sur l'émission gamma au Centre Galactique en particulier.

Nous traiterons des divers modèles cherchant à expliquer cette émission gamma dans le Chapitre 3. La question étant encore relativement récente, plusieurs modèles différents peuvent expliquer les observations. Nous nous intéresserons en particulier aux modèles expliquant l'émission gamma par des particules accélérées au voisinage du SMBH et interagissant à longue distance (1-3 pc) de Sgr A*. A la fin de ce chapitre nous proposerons une mise à jour de l'un de ces modèles, notamment à l'aune de découvertes plus récentes sur l'activité passée de Sgr A* et d'une description plus détaillée de la distribution de matière autour de Sgr A* (paramètre important pour l'émission gamma de la région). Le but de cette étude est de fournir des prédictions sur l'évolution temporelle de HESS J1745-290, que l'on pourra ensuite comparer aux données récoltées par HESS.

Dans le Chapitre 4, nous reviendrons plus en détail sur l'expérience HESS, le fonctionnement de l'instrument lui-même jusqu'à l'obtention de données de haut niveau qui nous serviront par la suite.

Notre travail d'analyse des données HESS sera présenté aux Chapitres 5 et 6. Dans le Chapitre 5 nous commencerons par une analyse dite "spectro-morphologique" de HESS J1745-290. Le spectre de HESS J1745-290 et la morphologie de la région sont des sujets déjà étudiés, mais nous réalisons ici une étude simultanée des deux, grâce à de nouvelles techniques d'analyse de données et aux données récoltées jusqu'en 2019.

Le Chapitre 6 présente notre étude du comportement temporel de la source HESS J1745-290, ainsi que la sensibilité du relevé HESS à divers scénarios d'évolution temporelle théoriques de la source. Nous comparerons cette sensibilité avec les résultats théoriques du Chapitre 3, pour déterminer notamment si HESS possède une sensibilité suffisante pour détecter les variations prédites par notre modèle.

Enfin, dans le dernier Chapitre, nous nous intéresserons aux perspectives apportées par le système devant bientôt remplacer la génération de télescopes de HESS, le Cherenkov Telescope Array (CTA). En utilisant les outils d'analyse qui seront ceux de CTA, ainsi que des prédictions sur les performances de l'instrument, nous reproduirons un certain nombre de résultats d'analyse détaillée faits aux Chapitres 5 et 6, pour voir de quelle façon CTA pourra améliorer notre connaissance du CG, et quelles hypothèses il sera en mesure de confirmer ou d'infirmer.

Chapitre 1

Notre Galaxie et son centre

Sommaire

1.1	Structure générale de la Voie Lactée	12
1.2	Les 200 pc centraux	13
1.2.1	Observations	13
1.2.2	Description de la Zone Moléculaire Centrale	16
1.2.3	Le champ magnétique	19
1.2.4	Bulles de Fermi	20
1.3	Les 30 pc centraux	20
1.3.1	Amas d'étoiles	20
1.3.2	Complexe Sgr A	22
1.4	Le trou noir Sagittarius A*	26
1.4.1	Émissions stationnaires de la source	28
1.4.2	Variabilité et activité de Sgr A*	31

Le but de notre travail étant l'étude de la source gamma à très haute énergie située au centre de notre Galaxie, il est important de comprendre le contexte plus général de cette région, et ce sur plusieurs échelles. La Galaxie, également appelée Voie Lactée, nous est visible par la tranche, ce qui limite historiquement notre capacité à l'étudier dans son ensemble comme il est possible de le faire pour les galaxies lointaines. Sa structure est néanmoins relativement bien connue, même si la richesse et la quantité d'objet et de matière qui se trouvent au Centre Galactique (ou CG, c'est-à-dire le point de coordonnées galactiques $l=0^\circ$ et $b=0^\circ$) limitent la visibilité dans certaines bandes d'énergie, et notamment dans le visible. On sait aujourd'hui que le centre de la Voie Lactée abrite ce que l'on appelle un trou noir supermassif, souvent nommé **Sagittarius A*** (Sgr A*) comme la source radio associée (BALICK et al., 1974), qui fut le premier signal mesuré en provenance du Centre Galactique. La question de l'activité du Centre Galactique est tout particulièrement intéressante, puisqu'elle semble différer de celle des autres noyaux actifs de galaxies (AGN) connus. On s'intéressera dans la suite à la variabilité des signaux ayant pour origine Sgr A* ou son environnement proche, sur des échelles de temps courtes (quelques heures) et plus longues (des années, voire des siècles).

Après avoir présenté la structure de notre Galaxie, nous nous intéresserons aux 200-300 pc centraux, contenant de larges structures de gaz moléculaire sous différentes phases. Ensuite, nous évoquerons les quelques dizaines de parsecs centraux, qui abritent une population importante d'étoiles et une région complexe baptisée Sgr A, contenant notamment des restes de supernova et des structures denses liées au trou noir supermassif. Enfin nous nous pencherons sur Sgr A*, ou plus exactement les émissions associées au trou noir à travers le spectre électromagnétique, des ondes radio jusqu'au rayons gamma de très haute énergie. Nous verrons également dans quelle mesure ces émissions présentent ou non de la variabilité temporelle.

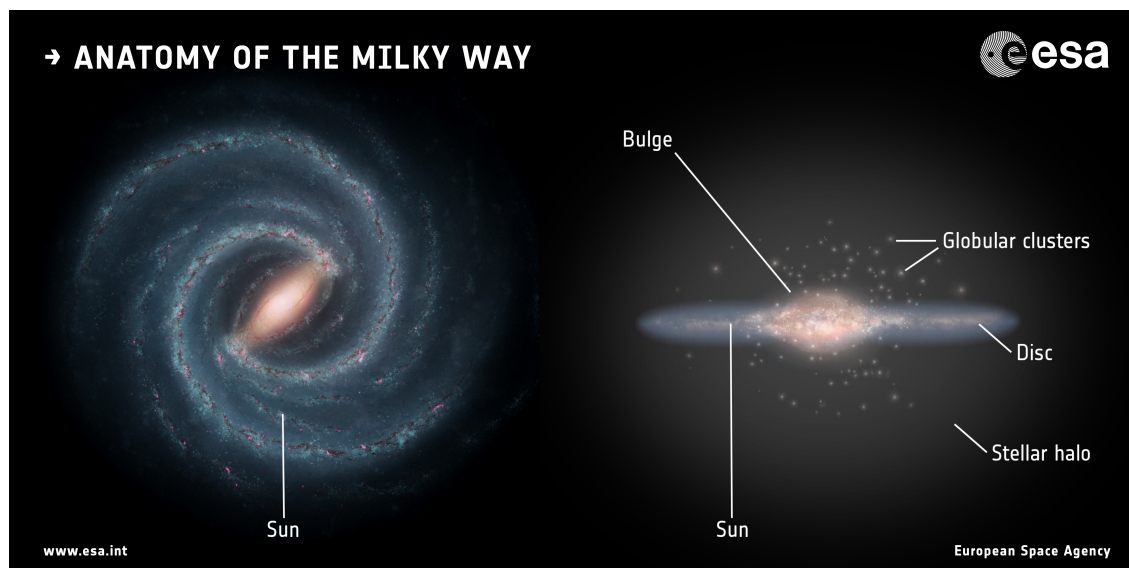


FIGURE 1.1 – Vue d’artiste de la Voie Lactée et schéma de la structure de la Galaxie vue par la tranche. Source : site de l’ESA

1.1 Structure générale de la Voie Lactée

Bien qu’étant la galaxie la plus proche de nous, la Voie Lactée reste compliquée à étudier en ce qui concerne sa structure générale, puisqu’on peut l’observer uniquement par la tranche. En effet, la distance de nombreux objets galactiques n’est pas connue précisément, tandis que certaines structures, notamment les divers nuages moléculaires, obstruent le champ de vue. Il a cependant été possible de reconstruire l’allure générale de notre Galaxie, dont une représentation artistique est donnée Figure 1.1. Il s’agit d’une galaxie spirale barrée, dont on discerne 4 bras majeurs, même si le nombre exact de bras est encore sujet à débat (voir BENJAMIN, 2008 ; SANNA et al., 2017). On estime le nombre d’étoiles dans notre Galaxie à environ 10^{11} . Le système solaire se situe lui plus ou moins en périphérie, à ~ 8.5 kpc du centre dynamique de la Galaxie, dans une région appelée le bras d’Orion (bras mineur).

On distingue deux structures principales dans la Galaxie : un disque de 30 kpc de diamètre et de 100 pc d’épaisseur (pour le disque fin), et un bulbe de 6 kpc d’environ diamètre (cf. Figure 1.1). La principale différence entre ces deux structures est la population d’étoiles et la richesse en gaz. Le bulbe contient ainsi une population d’étoiles âgées, et donc de masses relativement faibles, tout en étant relativement pauvre en gaz. Le disque galactique, et plus particulièrement les bras spiraux, sont beaucoup plus riches en gaz, et leur population d’étoiles est en moyenne plus jeune, plus massive et de métallicité plus importante que dans le bulbe. L’essentiel de la formation stellaire s’effectue ainsi dans le disque. Enfin, on peut aussi mentionner l’existence d’un halo sphérique d’étoiles et d’amas globulaires d’étoiles de rayon 30 kpc environ. Les étoiles qu’on peut y observer sont très âgées.

On distinguera cependant le bulbe de la région que nous appellerons Centre Galactique (CG) qui correspond à une région du ciel de $4^\circ \times 2^\circ$ (soit 600×300 pc), car cette région contient une quantité importante de gaz, et elle montre le taux de formation d’étoiles le plus élevé de la Galaxie. On parle de zone moléculaire centrale (CMZ, pour Central Molecular Zone, terminologie établie par MORRIS et al., 1996).

En termes d’observations, les poussières du plan galactique absorbent la lumière dans le domaine visible et ultraviolet, il n’est donc possible d’observer le CG qu’à des longueurs d’onde plus grandes (de la radio à l’infrarouge) et plus courtes (rayons X au dessus du keV et rayons gamma) en se rapprochant des bords du spectre électromagnétique.

1.2 Les 200 pc centraux

Les 200 pc centraux de la Galaxie détonnent avec le reste du bulbe galactique par la très forte densité en matière moléculaire (10% de la masse moléculaire de la Galaxie), mais également par son fort taux de formation stellaire. On y observe donc assez logiquement un nombre important de restes de supernovae, ce qui implique qu’elles surviennent plus régulièrement dans cette région que n’importe où ailleurs dans la Galaxie. Le champ magnétique qui y règne est également en moyenne plus élevé que dans le reste du milieu interstellaire.

1.2.1 Observations

Radio Les premières observations en radio du CG remontent aux années 50, avec la découverte de 4 structures principales par Frank Drake (DRAKE, 1959) : Sgr A, Sgr B1, Sgr B2 et Sgr C.¹ Sgr D et Sgr E sont découvertes par la suite (HOFFMANN et al., 1971). Dans les années 90, un relevé grand champ ($4^\circ \times 5^\circ$, à $\lambda = 90$ cm) du CG a été effectué par le Very Large Array (KASSIM et al., 1999). Le dernier relevé radio grand champ du Centre Galactique est celui de l’instrument MeerKAT du SARAO en Afrique du Sud, publié début 2022 (HEYWOOD et al., 2022), nous montrons la carte du CG vu par ce télescope Figure 1.2.

Les structures Sgr A, B1, B2, C et D sont identifiées sur la Figure 1.2. Leur émission est due ici à un rayonnement de freinage (Brehmsstrahlung) d’origine thermique², dû à un plasma de température $\sim 10^4$ K. Ces régions sont en effet composées de gaz partiellement ionisé, ou régions HII, car il s’agit principalement d’hydrogène ionisé. Cette ionisation est causée par la présence de nombreuses étoiles jeunes et massives, qui se forment au sein de ces régions. On reviendra dans la section suivante sur la zone de Sgr A, qui n’est pas seulement une région HII.

On observe par ailleurs de nombreuses structures filamentaires s’étendant sur plusieurs dizaines de parsecs, généralement perpendiculairement au plan galactique (YUSEF-ZADEH et al., 1984). L’émission de ces filaments est en revanche non-thermique : leur spectre est une loi de puissance et leur émission est fortement polarisée linéairement. Ces structures sont généralement interprétées comme l’émission synchrotron d’électrons piégés par un champ magnétique jusqu’à 1 mG (dont les filaments indiqueraient les lignes de champ), bien qu’il subsiste encore des doutes sur cette interprétation. Enfin, on a pu détecter des coquilles sphériques indiquant des restes de supernova (ou SNR pour SuperNova Remnant) en expansion. Ces objets sont très notables sur les cartes radio grand champ de MeerKAT et du VLA avant lui. L’émission est là encore une émission synchrotron non-thermique d’électrons confinés par un fort champ magnétique. Ces SNR sont également un lieu important de l’accélération de particules dans la Galaxie (voire Chapitre suivant), et souligne la forte présence d’étoiles massives dans les 200 pc centraux.

Infrarouges Les premières observations en infrarouge du cœur de la Galaxie sont réalisées dans les années 60 par BECKLIN et al., 1968. L’intérêt initial du domaine infrarouge était, comme avec les ondes radio, de voir au travers de l’extinction interstellaire qui empêche l’observation de la région dans le domaine visible. Un avantage de l’infrarouge sur la radio est toutefois la possibilité d’observer des étoiles individuelles et de manière générale une meilleure résolution. Les observations sont actuellement obtenues soit par des télescopes au sol comme le Keck à Hawaii ou le Very Large Telescope (VLT) dans le désert d’Atacama, soit par des satellites comme Spitzer (voir Figure 1.3).

Les relevés infrarouges permettent ainsi de constater la très forte densité d’étoiles dans la région (composante bleue sur la Figure 1.3), leur densité décroît avec la distance r au centre comme r^{-2} . Le nombre d’étoiles par parsec cube (qui vaut 1 pc^{-3} dans l’environnement du système solaire) peut atteindre jusqu’à 10^7 pc^{-3} dans le pc central (SANDERS, 2014).

1. Il s’agit là de la nomenclature actuelle, et non celle de DRAKE, 1959.

2. L’agitation thermique des électrons entraîne des chocs, puis freinage coulombien des électrons contre les ions du plasma. Le spectre d’émission observé présente une distribution d’énergie caractéristique d’un continuum thermique.

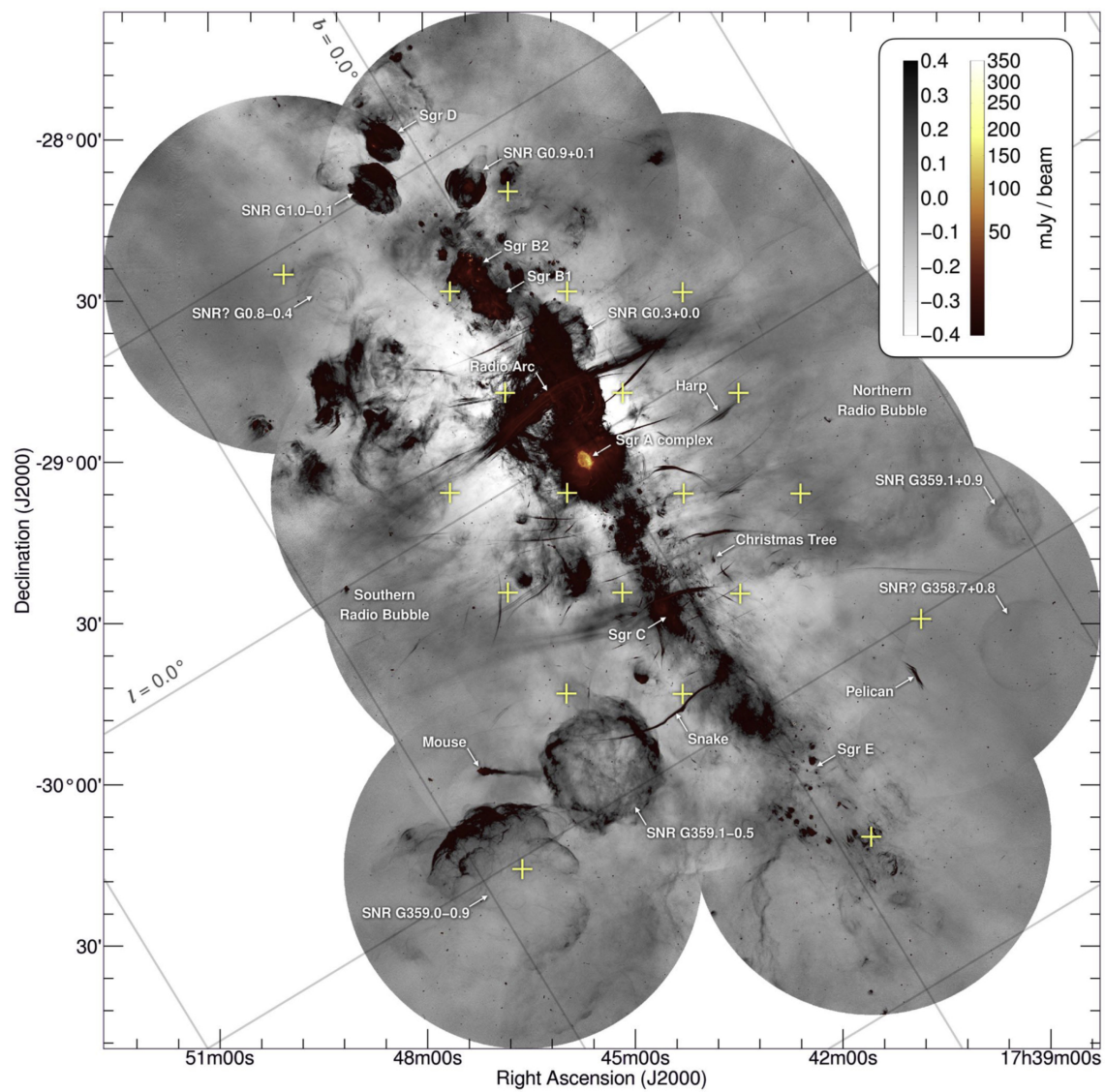


FIGURE 1.2 – Image du Centre Galactique obtenue par l'instrument MeerKAT du SARAO.
Source :HEYWOOD et al., 2022

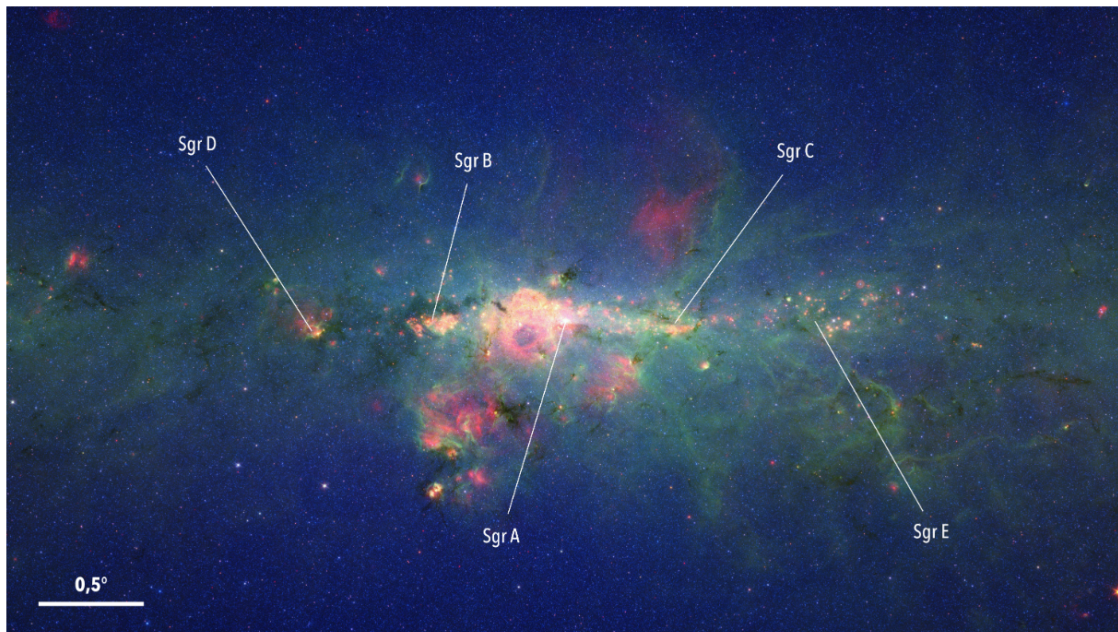


FIGURE 1.3 – Image composite en infrarouge du Centre Galactique, obtenue par le télescope Spitzer. Le champ de vue représenté ici est de 5.3×3 degrés. La couleur rouge représente la longueur d'onde $\lambda = 24 \mu\text{m}$, la verte représente $\lambda = 8 \mu\text{m}$ et la bleue représente $\lambda = 3.6 \mu\text{m}$. Crédits : NASA/JPL-Caltech

Les signaux infrarouges permettent également de sonder une partie du contenu moléculaire organique de la région (composante verte sur la Figure 1.3), ainsi que l'émission thermique des poussières (composante rouge). Ces éléments sont également des marqueurs de régions de formation stellaire, qu'on peut voir correspondre aux régions Sgr A, B et C évoquées précédemment (régions jaunes par superposition).

Rayons X Un certain nombre de sources non-thermiques détectées en radio possèdent également une émission à bien plus haute énergie, en rayons X, voire en rayons gamma, mais l'observation en X révèle également de nombreuses nouvelles sources.

La Figure 1.4 montre un relevé du Centre Galactique effectué par le satellite Chandra entre 2000 et 2007. Il s'agit du résultat de 88 observations en rayons X mous ($E < 10 \text{ keV}$), acquise avec une résolution angulaire très fine de $0.5''$. Chandra a ainsi pu détecter plus de 9000 sources ponctuelles dans une région carrée de 1.6° de côté (MUNO et al., 2009). Il s'agit surtout d'étoiles variables cataclysmiques. Les *variables cataclysmiques* sont des systèmes binaires composés d'une naine blanche et d'une étoile compagne lui transférant sa masse. Le transfert de masse s'effectue car l'étoile compagne remplit son lobe de Roche, la matière dépassant cette limite peut donc tomber vers la naine blanche et former un disque d'accrétion. La période de ces systèmes est de l'ordre de quelques heures, donc leur émission possède une variabilité comparable, bien visibles en UV et rayons X, et très reconnaissables. L'aspect "cataclysmique" vient du déclenchement régulier de *novae naine*, c'est-à-dire des explosions thermonucléaires sur la naine blanche, causées par des instabilités du disque d'accrétion.

Les observations montrent également plusieurs binaires X³ très brillantes comme 1E1743.1-2843 et 1E1740.7-2942, qui sont d'autant plus visibles à haute énergie (sources de couleur vert-bleu sur la Figure 1.4). Un problème des sources de photons de hautes énergies est que certaines d'entre elles

3. Il s'agit de systèmes binaires composés d'une étoile et d'un objet compact (soit une étoile à neutron soit un trou noir). L'objet compact accrete la matière de l'étoile, ce qui dégage une importante quantité d'énergie, qui rayonne assez en rayons X pour être observable.

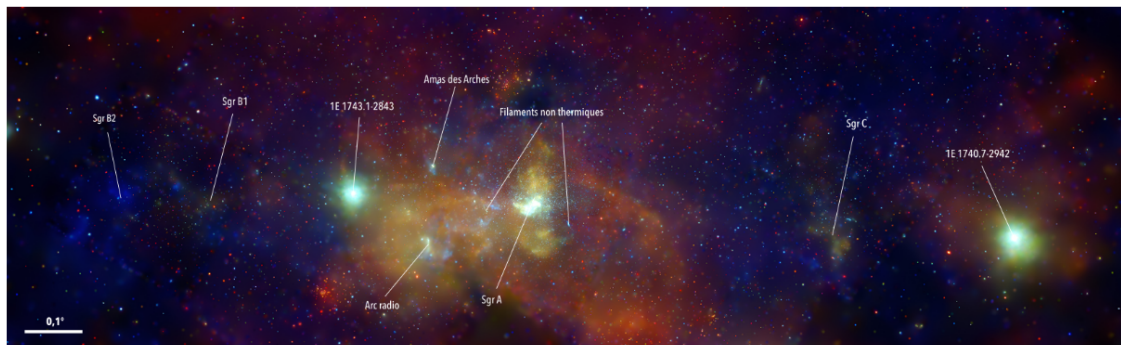


FIGURE 1.4 – Image composite des régions centrales de la Galaxie vue par le télescope Chandra en rayons X entre 2000 et 2007. Le champ de vue est ici de 117 par 36 minutes d’arc (soit 280 par 86 pc en projection). La couleur rouge représente les photons entre 1 et 3 keV, le vert les photons entre 3 et 5 keV et le bleu ceux entre 5 et 8 keV. Crédit : NASA/CXC/UMass/D. Wang et al.

absorbent leur propre émission en dessous d’un seuil (on parle d’absorption photoélectrique, nous ré-aborderons ce sujet dans les chapitres suivants), c’est notamment le cas des binaires X qui sont éteintes en dessous de 3 keV.

Enfin, on peut noter la présence de structures filamenteuses en X mous, potentiellement dues à des nébuleuses de pulsar (JOHNSON et al., 2009), et la présence de plusieurs émissions diffuses thermiques et non thermiques.

Rayons gamma Nous reviendrons en détail sur les observations en rayons gamma du CG (notamment avec Fermi-LAT et HESS) dans le Chapitre 2, mais on peut déjà noter la présence d’une émission diffuse suivant globalement le CMZ dans les quelques degrés centraux (voir Figure 1.5), détecté par HESS (AHARONIAN et al., 2006a; H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2018a), ainsi que plusieurs sources ponctuelles, dont une correspondant au Centre Galactique (AHARONIAN et al., 2004b). Plus récemment, une émission diffuse s’étendant sur l’ensemble de plan Galactique a également pu être mesurée (ABRAMOWSKI et al., 2014). On note également la présence d’une émission diffuse nommé Galactic Center Excess (GCE) (ACKERMANN et al., 2017) observée par le Fermi-LAT, en plus de plusieurs sources ponctuelles dans la région, sur lesquelles nous reviendrons dans le Chapitre 2. A grande échelle, mais techniquement en dehors des 200 pc centraux, le satellite Fermi a également identifié deux très larges "bulles" de part et d’autre du plan Galactique (Figure 1.7), que nous évoquons en plus amples détails dans la suite de cette section.

1.2.2 Description de la Zone Moléculaire Centrale

Les différentes phases du gaz interstellaire

Dans cette région se superposent différentes phases du milieu interstellaire, accessibles à différentes longueurs d’onde ou grâce à différentes raies émission.

La plus importante dans le cadre de cette thèse est la phase moléculaire dense. Il s’agit d’un ensemble de nuages moléculaires (dont Sgr A, B1, B2 et C) dont les densités sont de l’ordre d’environ 10^4 cm^{-3} , soit très élevées par rapport au MIS dans le reste de la Galaxie, mais également dans les 200 pc centraux (avec une densité en hydrogène atomique entre 10 et 30 cm^{-3}). La présence de cette phase dans les 500 pc centraux lui donne son nom de Zone Moléculaire Centrale (ou CMZ pour Central Molecular Zone). Elle contiendrait à elle seule 10% du contenu moléculaire de la Galaxie (soit quelques $10^7 M_{\odot}$ (FERRIÈRE et al., 2007)).

Les nuages moléculaires denses sont typiquement observés grâce aux raies d’émission de plusieurs molécules CO et CS, ou grâce à l’émission thermique des poussières contenues dans les nuages. Cependant, afin de remonter à un profil de densité des nuages, il faut convertir les mesures

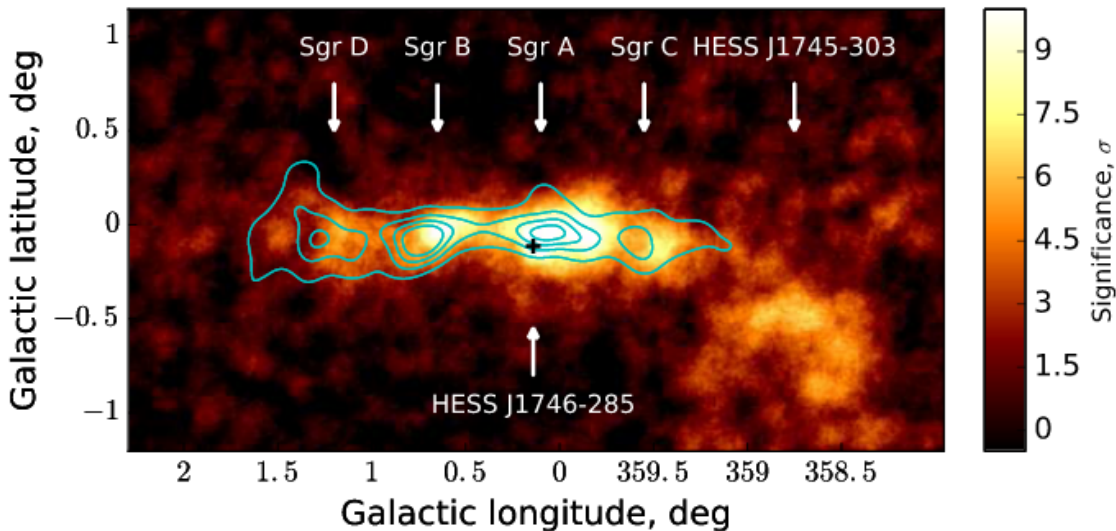


FIGURE 1.5 – Carte en significativité des quelques degrés centraux de la Galaxie, observés par HESS, où l’on a soustrait les deux principales sources ponctuelles de la région, et où l’on a indiqué en bleu les contours d’une carte du gaz CS. Source : H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2018a

d’abondances et de vitesses des traceurs en densités de molécules H_2 et en distances, ce qui n’est pas évident. La conversion de l’intensité des raies d’émission en une densité de colonne dépend de nombreux paramètres (épaisseur optique, température, abondance des molécules) qui sont connus pour entraîner de forts gradients du facteur de conversion dans le CMZ (OKA et al., 1998).

En plus de nuages de matière dense, il existe une phase moléculaire beaucoup moins dense ($\sim 100 \text{ cm}^{-3}$) mais beaucoup plus chaude ($\sim 250 \text{ K}$) recouvrant les 200 pc centraux. Cette composante est tracée par exemple grâce aux molécules $C^{18}O$ (DAHMEN et al., 1998) et grâce aux ions H_3^+ (RODRÍGUEZ-FERNÁNDEZ et al., 2001). Il pourrait s’agir, malgré la faible densité, de 30% de la masse totale du CMZ. Une composante atomique du gaz est également présente, et est tracée simplement grâce à la raie à 21 cm de l’hydrogène. Sa distribution suivrait celle de la matière moléculaire, mais de nombreuses inconnues subsistent (FERRIÈRE et al., 2007). Enfin, grâce aux observations en rayons X, il a été possible de mettre en évidence la présence d’un plasma chaud multicomposante (voir Figure 1.4).

Descriptions morphologique à 3 dimension

La description spatiale, et a fortiori à trois dimensions, de la zone moléculaire centrale est un exercice difficile. En effet, la répartition des nuages et la structure générale du CMZ est un sujet intensément débattu, notamment à cause de la dégénérescence des positions des nuages sur la ligne de visée. Dans le reste de la Galaxie, situer un nuage est relativement aisé grâce aux courbes de rotation autour du Centre Galactique, qui permettent de réduire les positions possibles pour chaque objet à seulement deux, parmi lesquelles il est en général relativement simple de choisir. Le Centre Galactique est cependant une région très chaotique, et il est difficile d’y déterminer des courbes de rotation. La forme de cette zone est globalement celle d’un anneau, qui s’étend sur 300 pc en longitude galactique et sur 30 pc en latitude.

Depuis les années 90, on utilise par exemple les vitesses apparentes des nuages/structures pour tenter de déterminer leurs orbites autour du CG, qui correspondent globalement aux orbites x_2 de la Figure 1.6 (gauche). Des relevés observant la molécule ^{13}CO (SOFUE, 1995) ont ainsi mis en évidence l’existence de 2 bras autour de Sgr A* sur lesquels se trouvent des objets tels que Sgr B1, B2 et C (Figure 1.6). Plus récemment, grâce aux données Herschel, MOLINARI et al., 2011 donnent une nouvelle estimation de la répartition de matière autour de Sgr A*, sur une orbite formant un signe ∞ dans le plan du ciel (Figure 1.6). La vitesse sur cette orbite serait constante à 80 km

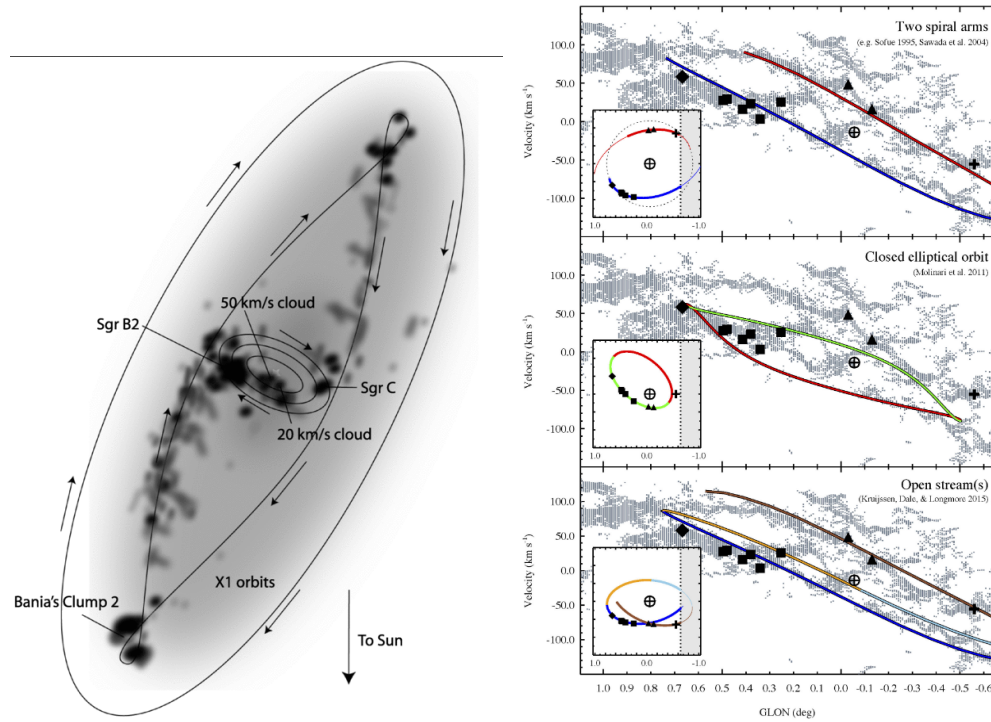


FIGURE 1.6 – *Gauche* : Schéma représentant les 500 pc centraux de la Galaxie vues depuis le pôle nord galactique (longitudes positives vers la gauche). La barre galactique est représentée en gris, et les lignes en trait plein représentent les orbites stables dans le potentiel de la barre, dites x_1 (les 2 grandes orbites dans le sens de la barre) et x_2 (les 3 petites orbites elliptiques perpendiculaires à la barre). BALLY et al., 2010 font l'hypothèse que certains des nuages moléculaires (en noir) de la région sont disposés sur ces orbites et indiquent leur positions possibles. L'émission du CMZ est principalement localisée au niveau des orbites x_2 . Crédits : BALLY et al., 2010 *Droite* : Représentations de 3 modèles cherchant à expliquer la répartition des structures denses autour de Sgr A*, d'après SOFUE, 1995, MOLINARI et al., 2011 et KRUIJSSEN et al., 2015. Source : HENSHAW et al., 2016

s^{-1} , et son petit axe (incliné de 40° par rapport à la ligne de visée) mesurerait 100 pc. Ce modèle permet d'expliquer la répartition des structures denses dans le CG mais contredit les précédentes estimations sur les positions de deux nuages proches de Sgr A* (voir Section suivante dans "Nuages moléculaires"). Enfin une mise à jour du modèle (KRUIJSSEN et al., 2015), en prenant en compte la répartition du gaz dans la région, détermine que l'orbite suivie ne serait pas fermée, mais 4 orbites ouvertes distinctes (Figure 1.6 (droite)).

Cependant, les mesures de vitesse sont possibles principalement pour les structures les plus denses, contenant des molécules dont on peut facilement étudier les raies. Les modèles précédents ne reproduisent donc pas la distribution des structures moins denses. C'est pourquoi d'autres méthodes ont été développées afin d'éviter l'utilisation de modèles cinématiques. C'est notamment le cas du modèle de SAWADA et al., 2004, qui compare deux raies d'absorption du CO (2.6 mm) et du OH (18 cm), pour extraire une distribution du gaz sur la ligne de visée. Cette méthode utilise le fait que le CO émet proportionnellement à la quantité de gaz sur la ligne de visée, tandis que le OH absorbe seulement quand il se trouve devant une source radio. Cette méthode a permis de décrire la distribution du gaz diffus dans le parsec central, mais également de localiser des structures denses telles que Sgr A, B et C. Cette localisation est compatible avec le modèle à deux bras établi par SOFUE, 1995. Enfin, FERRIÈRE et al., 2007 ont établi un modèle 3D des différentes phases du gaz à partir de l'étude de SAWADA et al., 2004.

1.2.3 Le champ magnétique

Le champ magnétique mesuré dans le CMZ est généralement plus fort que dans le reste de la Galaxie, avec toutefois d'importantes variations locales (tant en intensité qu'en direction). Pour plus de détails sur ce sujet complexe, on pourra se référer aux revues sur le sujet (FERRIÈRE, 2011 ; MORRIS, 2015). Les filaments radio précédemment évoqués (ou NRF pour Nonthermal Radio Filament) sont une forte indication de l'orientation du champ magnétique perpendiculairement au plan galactique. On peut en effet voir sur la Figure 1.2 leur orientation perpendiculaire, et leur émission synchrotron est également polarisée dans la direction des filaments, ce qui indique l'orientation du champ magnétique lui-même.

Différentes hypothèses existent pour estimer l'intensité du champ dans les NRF : si l'on suppose une équi-répartition entre l'énergie magnétique et l'énergie cinétique des particules chargées, on peut l'estimer à $50 - 100 \mu\text{G}$ (contre $\sim 10 \mu\text{G}$ dans le reste du MIS) (LAROSA et al., 2004). On peut également supposer que le champ est plus intense que ce que fixerait l'équipartition, dans la mesure où les NRF présentent une grande rigidité, c'est-à-dire qu'il y a peu de déformations malgré les interactions avec les nuages moléculaires de leur voisinage. Cela suggère un équilibre entre pression magnétique dans les filaments et pression turbulente dans les nuages, ce qui conduit YUSEF-ZADEH et al., 1987 à estimer un champ supérieur à 1 mG dans les filaments.

Dans les nuages moléculaires denses, le champ magnétique atteint des valeurs également très élevées, de l'ordre de $0.1 - 1 \text{ mG}$ (CHUSS et al., 2003 ; NISHIYAMA et al., 2010). Dans ces régions, la polarisation de l'émission thermique des poussières indique un champ plutôt parallèle au plan galactique de forme toroïdale. Nous renvoyons à MORRIS, 2015 pour une discussion plus détaillée sur le sujet complexe de la morphologie du champ magnétique dans ces nuages.

Dans le reste de la région, à grande échelle et hors des structures denses comme les NRFs ou les nuages moléculaires, le champ magnétique est plus faible. Les estimations varient entre la dizaine de μG en supposant l'équipartition comme précédemment (LAROSA et al., 2005) à plus de $50 \mu\text{G}$ en considérant une cassure à 1.7 GHz dans l'émission radio diffuse. L'étude CROCKER et al., 2010 conclue quant à elle à une valeur moyenne du champ magnétique autour de $50 \mu\text{G}$ dans les 400 pc centraux, à partir de l'étude de l'émission gamma des électrons (voir Chapitre 2).

Comme nous le verrons dans les chapitres suivants, l'intérêt de connaître les valeurs du champ magnétique pour l'astronomie gamma est que son intensité peut fortement influencer sur la propagation des particules chargées dans le MIS. Les particules de plus haute énergie étant responsables de l'émission gamma galactique, le champ magnétique est l'une des façons de relier les signaux gamma

aux sources de rayons cosmiques.

1.2.4 Bulles de Fermi

Bien que n'étant pas techniquement dans les 200 pc centraux le long du plan galactique, les bulles de Fermi⁴ sont un élément important pour l'étude du Centre Galactique.

WMAP a observé en micro-ondes une émission diffuse de chaque côté du plan galactique (FINKBEINER, 2004), émission baptisée *WMAP haze* s'étendant sur 4 kpc de part et d'autre du plan galactique, dont l'origine semblait vraisemblablement de l'émission synchrotron par des électrons provenant du centre de la Galaxie DOBLER et al., 2008. Le satellite Fermi (et son Large Area Telescope, ou LAT) a ensuite détecté la présence de deux bulles s'étendant sur 10 kpc de part et d'autre du plan galactique (voir SU et al., 2010 pour la découverte, et Figure 1.7 pour une image récente). Elles possèdent un spectre dur (indice spectral de 1.9 ± 0.2) en rayons gamma de haute énergie (> 1 GeV) et une coupure vers 100 GeV SU et al., 2010; ACKERMANN et al., 2014, et une luminosité d'environ 4×10^{37} erg.s⁻¹. Enfin, une contrepartie en rayons X a pu être observée récemment par eROSITA (PREDEHL et al., 2020), ce qui renforce l'hypothèse d'une émission due à des électrons.

Les origines de ces bulles de Fermi et leurs implications sur l'activité du Centre Galactique sont discutées en fin de ce chapitre, et les considérations propres à l'émission gamma sont traitées dans le Chapitre 2.

1.3 Les 30 pc centraux

Au centre de la zone moléculaire centrale, c'est-à-dire dans les quelques dizaines de parsecs autour du centre de gravité de la Galaxie (point de coordonnées galactique $l=0^\circ$, $b=0^\circ$), se trouvent trois amas d'étoiles, les plus massifs de la Galaxie, ainsi qu'un complexe appelé Sgr A pour la source radio qui lui correspond, contenant diverses structures, dont le trou noir supermassif que nous évoquerons dans la section suivante.

1.3.1 Amas d'étoiles

Les 3 amas d'étoiles au CG sont l'amas des Arches, l'amas du Quintuplet, et l'amas central. Leur caractérisation s'effectue soit par l'observation directe d'étoiles individuelles, soit par des observations en infrarouge proche, plus précisément la raie Paschen- α , qui mettent en évidence les régions ionisées par rayonnement UV, lequel est émis intensément par les étoiles massives (WANG et al., 2010). On note également la présence de nombreuses étoiles isolées (MAUERHAN et al., 2010), qui peut représenter entre un tiers et la moitié des étoiles détectées dans la région selon les relevés.

Ces trois amas sont particulièrement massifs, avec des masses totales de l'ordre de $10^4 M_\odot$ (FIGER et al., 1999). Ils sont également relativement jeunes, i.e âgés de quelques millions d'années, on pourra se reporter à NAJARRO et al., 2004 pour le Quintuplet, à FIGER et al., 1999 pour les Arches et à LIU et al., 2013 pour l'amas central. La densité peut quant à elle atteindre $3 \times 10^5 M_\odot \text{pc}^{-3}$. En termes de distance au Centre Galactique, les amas du Quintuplet et des Arches se trouvent à environ 30 pc, tandis que l'amas central se trouve dans le parsec central autour de Sgr A*.

La distribution de masses (ou IMF pour Initial Mass Function) de ces amas est par ailleurs relativement plate (FIGER et al., 1999) comparée aux IMF classiques (IMF de Salpeter et de Kroupa). Cela signifie que les étoiles massives y sont plus fréquentes, et donc que la formation stellaire dans cette région favorise ces types d'étoiles. La forte concentration d'étoiles massives concerne également les étoiles isolées (MAUERHAN et al., 2010), ce qui pourrait s'expliquer par le fait que le taux de

4. Par abus de langage, ce terme se réfère a priori pour les structures observées par Fermi à proprement parlé, mais nous l'utiliserons pour parler des objets physiques sous-jacents.

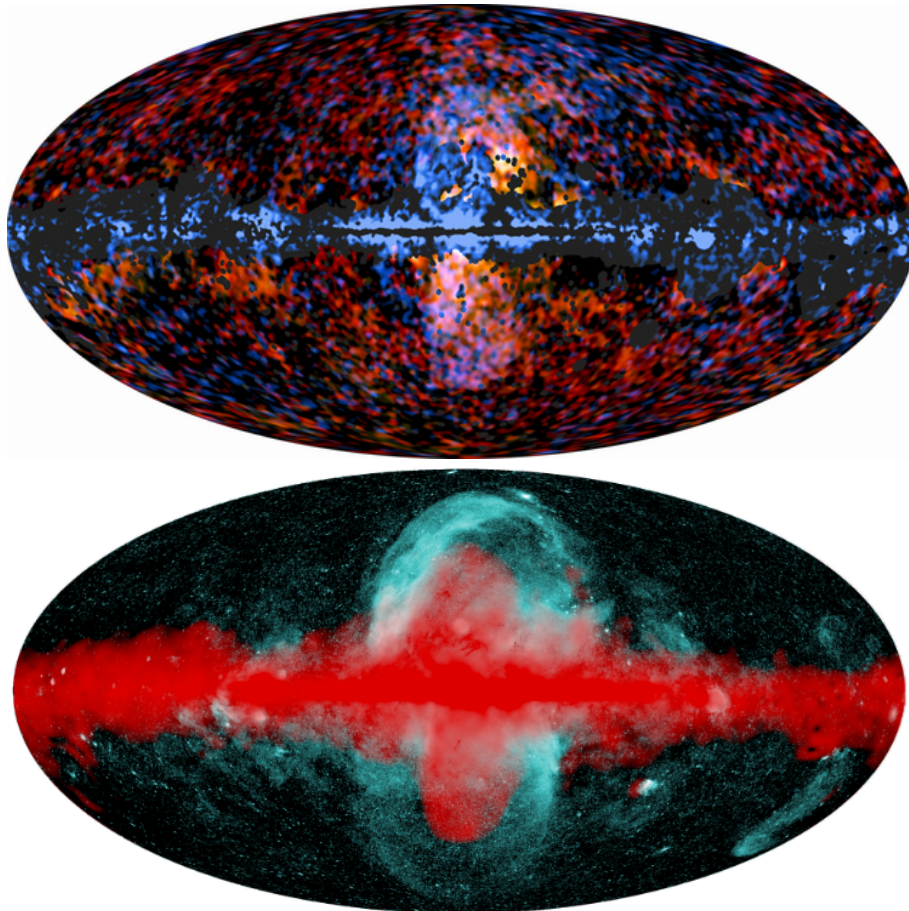


FIGURE 1.7 – Haut : Image composite micro-ondes (via Planck, en rouge-orange) et gamma (via Fermi-LAT, en bleu) de la Galaxie. Source : [site de l'ESA](#). Bas : Image composite en rayons X (via EROSITA, en turquoise) et gamma (Fermi-LAT, en rouge) de la Galaxie. Source [PREDEHL et al., 2020](#).

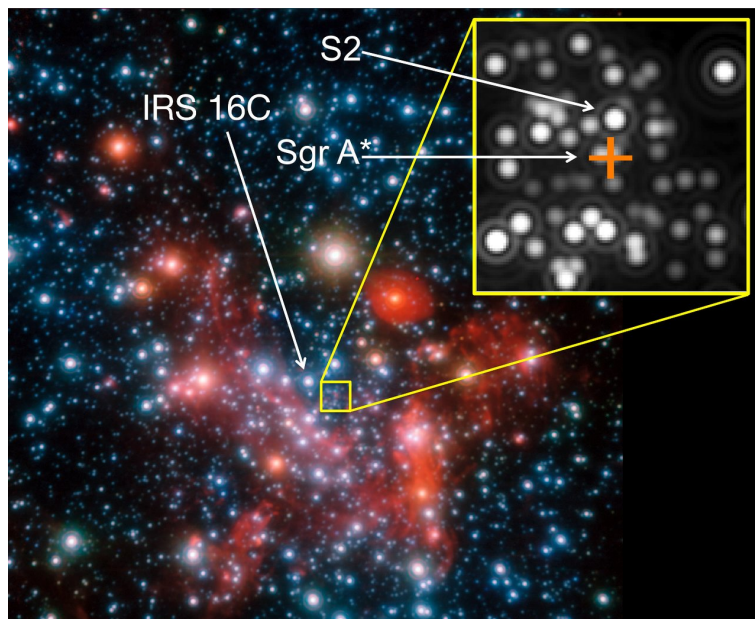


FIGURE 1.8 – *Grande image* : Centre de la Galaxie observée avec l’instrument NACO du VLT. On voit ici principalement des étoiles de l’Amas Central. *Partie agrandie de l’image* : observations par l’interféromètre GRAVITY montrant les étoiles les plus proches du trou noir Sgr A*, dont on a pu suivre les orbites sur plusieurs décennies (voir Section suivante). Les positions des Sgr A* et des étoiles S2 et IRS 16C (prise comme référence par GRAVITY) sont indiquées. Source : [Site de l’ESO](#) : Crédits : ESO/MPE/S. Gillessen et al.

formation d’étoiles reste important même hors des amas. Une autre explication serait que de très nombreuses étoiles soient éjectées des amas des Arches et du Quintuplet par les forces de marée importante de la région (HABIBI et al., 2014).

En plus d’un fort taux de formation stellaire dans cette petite région, il semble donc y avoir une préférence marquée pour les étoiles les plus massives, ce qui aurait également pour conséquence un taux de supernova élevé dans cette région. Ces informations sont d’intérêt particulier pour notre étude du trou noir supermassif, car les vents stellaires générés par ces étoiles massives ont a priori un impact sur l’accrétion par le trou noir, et donc sur son émission dans diverses longueurs d’onde.

1.3.2 Complexe Sgr A

Initialement détectée comme une source radio dans les années 50 (DRAKE, 1959), la région de 10 pc par 10 pc appelée Sgr A est aujourd’hui connue comme contenant beaucoup d’objets de natures diverses, y compris en son centre la source radio Sgr A*. Une revue détaillée de la géographie de cette région peut être trouvée dans FERRIÈRE, 2012, dont nous montrons un schéma Figure 1.9. Des images radio à différents niveaux de précision sont montrées Figure 1.10, elles ont été obtenues avec le Jansky Very Large Array (JVLA) à 5.5 GHz, et nous les décrivons dans la suite de cette section.

Nuages moléculaires On distingue par ailleurs deux autres structures moléculaires dans cette région : deux nuages moléculaires géants (GMC) baptisés M-0.13-0.08 et M-0.02-0.07, ou respectivement 20 km/s et 50 km/s, en référence aux vitesses grâce auxquelles ils ont été détectés par effet Doppler. Leurs masses en hydrogène atomique sont estimées à environ $2 \times 10^5 M_{\odot}$ (FERRIÈRE, 2012). Ces nuages sont au sud de Sgr A* pour le 20 km/s, et à l’est pour le 50 km/s (dans le plan du ciel). Leurs positions sur la ligne de visée (et donc leur distance réelle à Sgr A*) est en revanche un sujet plus débattu, comme pour les autres nuages du CMZ. M-0.13-0.08 est généralement considéré

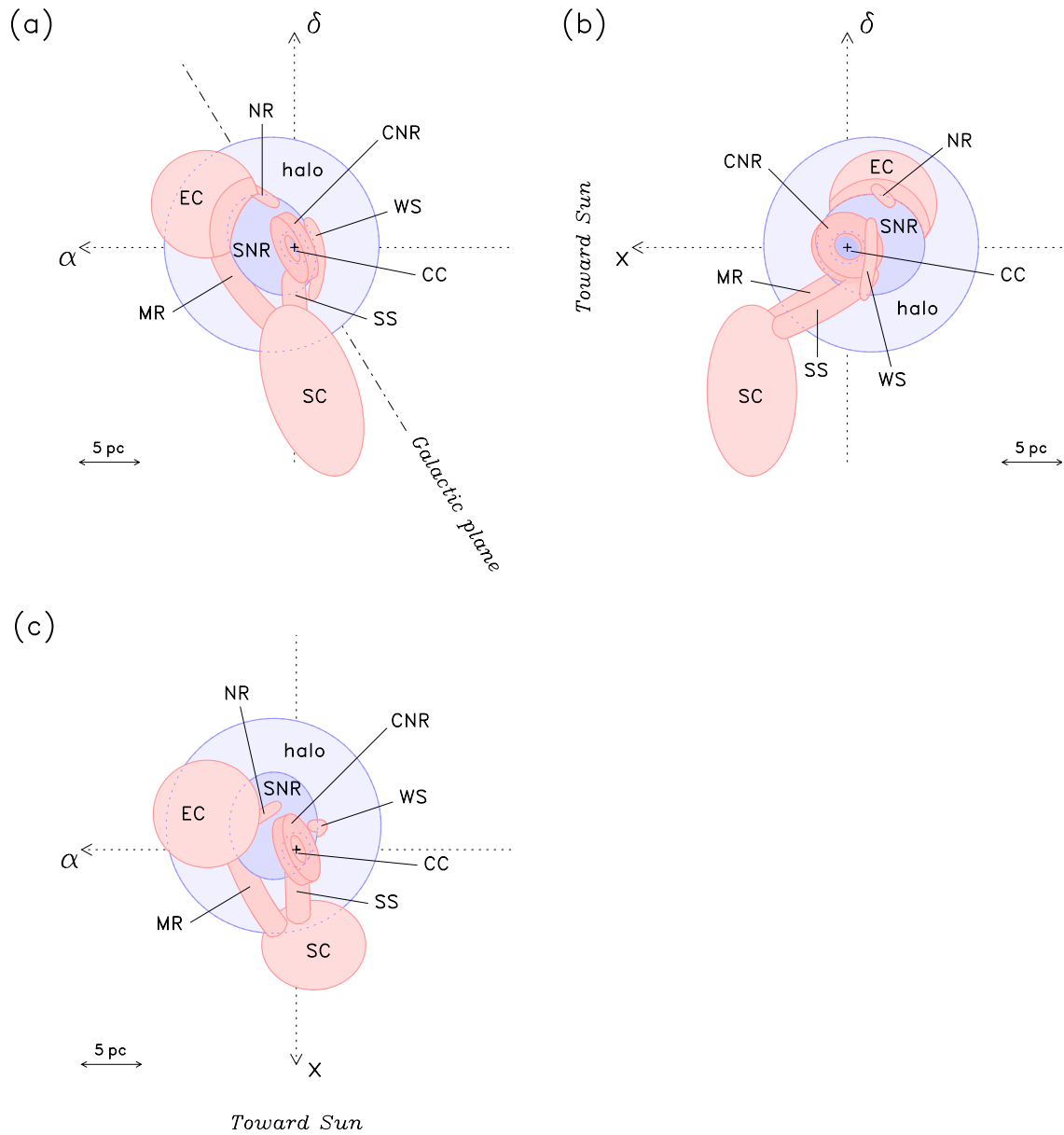


FIGURE 1.9 – Dessin schématique de la disposition spatiale des composantes de la représentation du modèle de gaz interstellaire dans les 30 pc centraux selon FERRIÈRE, 2012. La figure (a) montre cet arrangement dans le plan du ciel, avec l'axe α celui de l'ascension droite, et l'axe δ celui de la déclinaison, et l'axe x celui de la ligne de visée. Les figures (b) et (c) montrent le même arrangement vu respectivement selon les axes α et δ . Les composantes en bleu (incluant la CC) sont des composantes diffuses de gaz majoritairement ionisé, tandis que les composantes en rouge sont des nuages moléculaires plus denses. Légende : CNR ou anneau circumnucléaire, SNR est Sgr A Est, CC est la cavité centrale/Sgr A Ouest, le halo est un halo observé en radio, les autres composantes sont diverses ceintures de nuages moléculaires, en notant que la composante EC correspond au nuage dit 50 km/s et la composante SC au nuage dit 20 km/s.

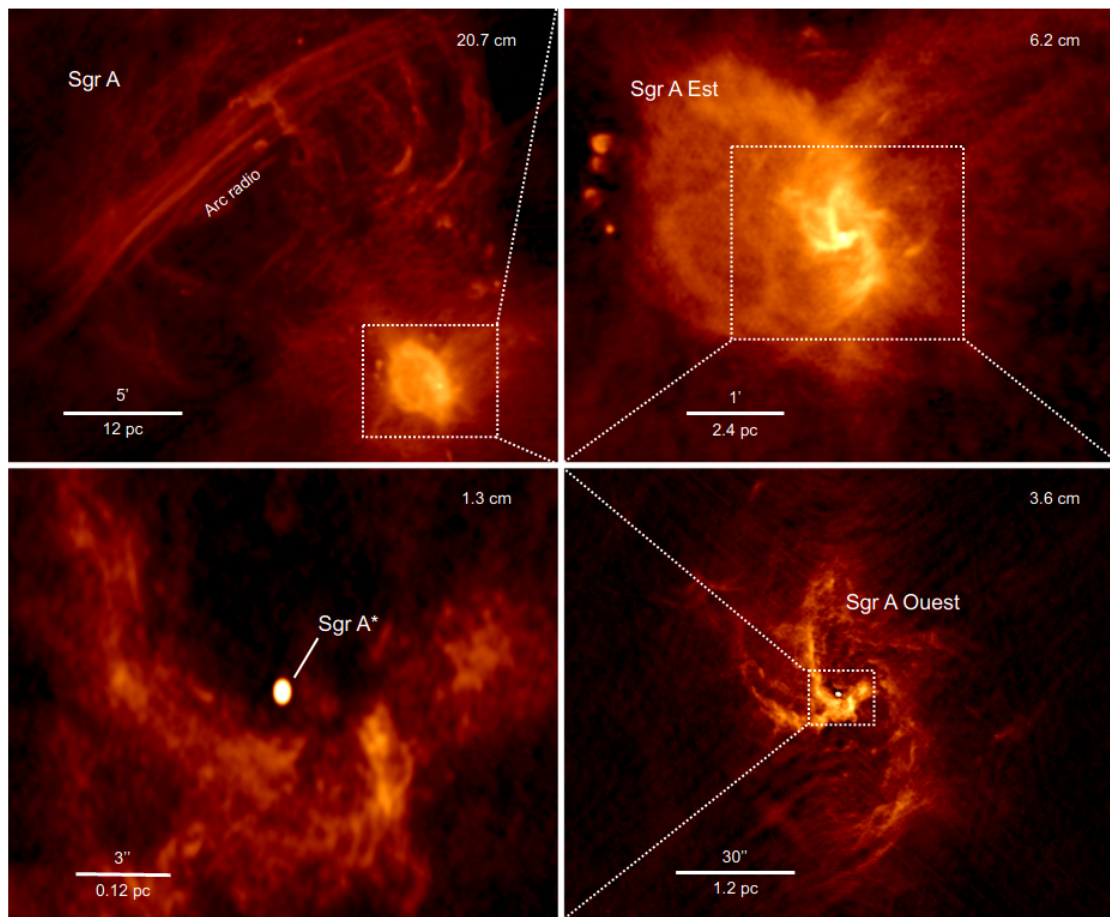


FIGURE 1.10 – Images en radio ($\lambda = [20.7; 6.2; 3.6; 1.3]$ cm) du complexe Sgr A à différents niveau de précision. Crédit : TRAP, 2011, images d'origine prise par le VLA par F. Yusef-Zadeh.

comme situé en avant de Sgr A*, du CNR (anneau circumnucléaire) et de Sgr A* Est (ZYLKA et al., 1990; HERRNSTEIN et al., 2005; COIL et al., 2000). Il serait situé à au plus 9 pc de Sgr A* (COIL et al., 2000). Quant à M-0.02-0.07, une partie du nuage semble située derrière Sgr A*, mais il serait également assez étendu vers Sgr A Est pour interagir avec (COIL et al., 2000; HERRNSTEIN et al., 2005).

Toutefois les modèles d'orbites autour de Sgr A* (MOLINARI et al., 2011; KRUIJSSEN et al., 2015) évoqués précédemment suggèrent que ces nuages seraient placés en avant plan de Sgr A*, à bien plus grande distance du centre de l'ellipse, ce qui a des implications sur la position exacte du trou noir par rapport à cette ellipse.

Sgr A Est La source la plus étendue du complexe est Sgr A Est (9 pc \times 7 pc). Il s'agit d'un reste de supernova dont le centre géométrique est décalé de 2 pc par rapport à Sgr A*. L'explosion aurait eu lieu il y a environ 10 000 ans. Le SNR possède une morphologie hybride : on distingue en effet une coquille extérieure en radio (cf. Figure 1.10), due à une émission synchrotron (non thermique), et à l'intérieur, une cavité visible en rayons X correspondant à un plasma chaud (SAKANO et al., 2004). Plusieurs discussions existent sur les relations entre Sgr A Est et ses voisins : par exemple sur une interaction possible avec le nuage 50 km/s, ou sur les positions relatives de Sgr A Est et de la minispirale (cf. paragraphe suivant et GOSS et al., 1989). On peut également souligner que des études récentes en X suggèrent que ce reste de supernova correspondrait à un type de SN très particulier, le type Iax ZHOU et al., 2021. Des observations en X durs et en radio ont montré la présence d'une source nommée "Cannon Ball" (ZHAO et al., 2013; NYNKA et al., 2013), qui est considérée comme une candidate nébuleuse de pulsar (PWN pour Pulsar Wind Nebula), a priori associée à Sgr A Est, et qui aurait été éjectée du reste de supernova (son mouvement propre est compatible avec une explosion il y a 10 000 ans).

Sgr A Ouest Plus proche de Sgr A*, et vraisemblablement située devant Sgr A Est, se trouve une région moins dense appelée Sgr A Ouest, à l'intérieur de ce qu'on l'appelle parfois la "cavité centrale" (sous-entendu à l'intérieur de Sgr A Est). Il s'agit d'une structure spirale très visible en radio (cf. Figure 1.10 et Figure 1.11), composée de plasma chaud et ionisé par les étoiles de l'amas central (région H_{II}), s'étendant sur 3 pc \times 2 pc et ayant une masse d'environ 60 M_☉. Surnommée la minispirale, Sgr A Ouest est composé de trois bras de matière dont la dynamique est complexe. Une partie du gaz pourrait être de la matière tombant vers le trou noir, tandis qu'une autre partie pourrait être en rotation rapide autour de Sgr A*, à des vitesses supérieures à 150 km s⁻¹ (voir GENZEL et al., 2010).

Anneau Circumnucléaire L'anneau circumnucléaire (CNR pour CircumNuclear Ring, également appelé circumnuclear disk, ou CND) est une structure composée de gaz moléculaire et de poussières tièdes (\sim 100 K) ayant la forme d'un tore asymétrique, centré sur et en rotation autour de Sgr A*, et entourant la minispirale. En projection, il s'étend sur 4 pc \times 2 pc (ascension droite et déclinaison), et est aligné avec le plan galactique (en penchant légèrement dans la direction de la Terre). Sa vitesse de rotation est de 110 km s⁻¹ sur son bord intérieur et reste relativement constante. La température augmente vers le centre du fait des interactions avec les nombreuses étoiles de l'amas central. Pour une masse totale de 10⁴ M_☉, la densité du CNR est très variable selon les régions, pouvant varier entre 10³ et 10⁷ cm⁻³. Il est possible de l'observer grâce à des transitions du CN (voir Figure 1.11 et CHRISTOPHER et al., 2005) ou bien au niveau de la partie la plus brillante de Sgr A Est. Une publication récente fait état des observations de ALMA (TSUBOI et al., 2018) de la région (en incluant également la minispirale).

G359.95-0.04 Très proche de la source Sgr A* se trouve une source détectée en rayons X par Chandra (WANG et al., 2006) correspondant à une candidate nébuleuse de pulsar. Sa luminosité en rayons X (2-10 keV) est estimée à 10³⁴ erg.s⁻¹. Séparé de seulement 7 secondes d'arc de Sgr A*, il

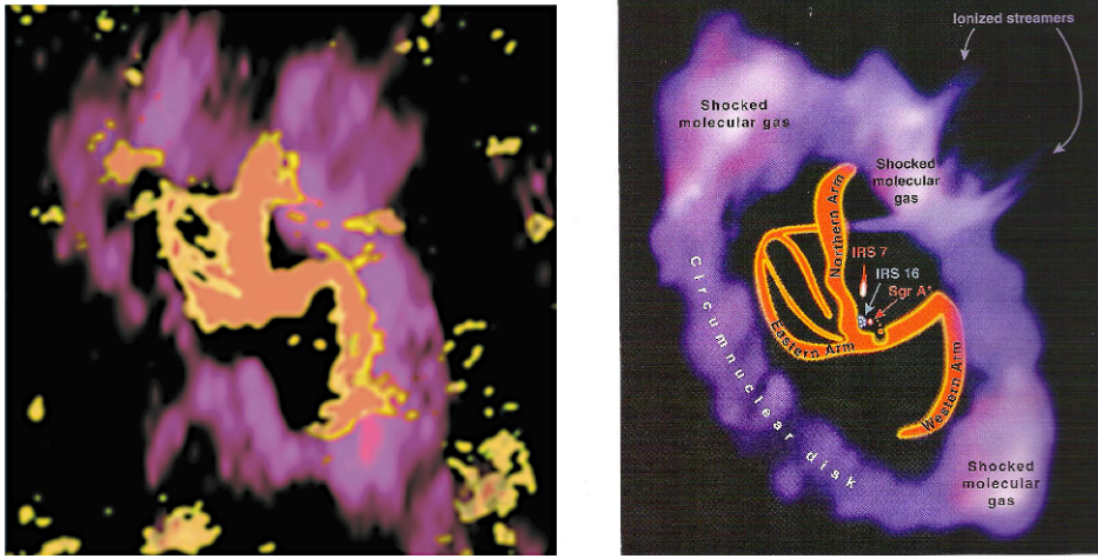


FIGURE 1.11 – Gauche : Image obtenue par le *Berkeley Illinois Maryland Array* dans les bande à 3 mm du HCN, montrant l’anneau circumnucléaire entourant la minispirale Sgr A Ouest. Droite : Vue d’artiste de la région, avec notations. Crédits : MELIA, 2003

est toutefois possible de clairement les distinguer en rayons X (cf. Figure 1.12 pour Chandra). On peut également noter que NuStar a pu détecter cette candidate PWN jusqu’à 80 keV (MORI et al., 2015), et qu’entre 40 et 80 keV, seule G359.95-0.04 est visible, et qu’il n’y plus de source associée à Sgr A*. On verra par la suite qu’il en va autrement pour la source centrale observée en rayons gamma de hautes énergies.

1.4 Le trou noir Sagittarius A*

L’hypothèse d’un trou noir supermassif siégeant au centre de notre Galaxie remonte aux années 60 (SALPETER, 1964 ; LYNDEN-BELL, 1969). D’une part, la possibilité de l’existence même des trous noirs (jusqu’alors vus comme des curiosités théoriques) est réexaminée suite à la découverte de sources X intenses et compactes (GIACCONI et al., 1962), de quasars (SCHMIDT, 1963) et d’objets exotiques tels que les pulsars (HEWISH et al., 1968). D’autre part, des observations de noyaux galactiques (donc d’autres galaxies) aux énergétiques extrêmes et aux variations très rapides, suggèrent la présence d’objets supermassifs dans les noyaux galactiques actifs. En 1971, LYNDEN-BELL et al., 1971 proposent l’hypothèse de l’existence d’un tel objet au centre de notre Galaxie. Une source radio compacte, Sagittarius A*, est découverte en 1974 par Bruce Balick et Robert Brown (BALICK et al., 1974). Celle-ci peut être expliquée par un objet supermassif au CG, mais il faut attendre quelques années et les travaux de WOLLMAN et al., 1977 et LACY et al., 1982 pour avoir une estimation de la masse contenue dans cette région, de l’ordre de quelques millions de masses solaires. Cependant, la nature de Sgr A* reste très débattue jusqu’à la fin des années 90, car la faible luminosité du Centre Galactique (comparé aux AGN, notamment en rayons X) était considérée incompatible avec l’émission attendue d’un trou noir supermassif (GOLDWURM et al., 1994).

Une première confirmation est apportée grâce au suivi des étoiles de l’amas central orbitant autour de Sgr A* par GHEZ et al., 2000 et SCHÖDEL et al., 2002. Leur période et la trajectoire de leurs orbites trahissent ainsi la présence d’une masse équivalente à plusieurs millions de masses solaires au foyer, qui a été rapidement interprétée comme un trou noir supermassif. La dernière étude de ce type en date a été effectuée par GRAVITY (GRAVITY COLLABORATION et al., 2019), voir Figure 1.14. Une estimation précise de la masse de Sgr A* est donnée à environ $4.5 \pm 0.4 \times 10^6 M_{\odot}$ grâce au suivi de l’étoile S2 (GHEZ et al., 2008 ; GILLESSEN et al., 2009 ; GRAVITY COLLABORATION

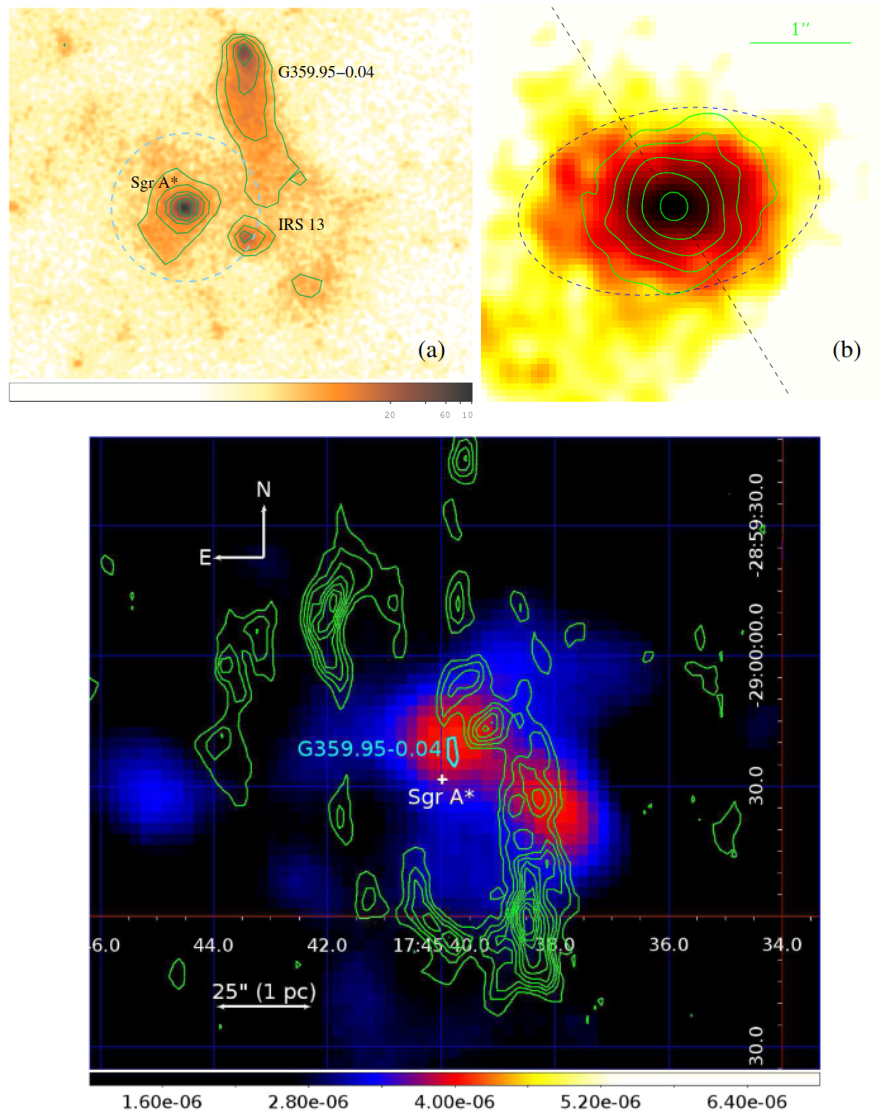


FIGURE 1.12 – *Haut* : Images en rayons X (1-9 keV) prise par Chandra (WANG et al., 2013). Dans l’image à gauche, le cercle en pointillé représente le rayon de capture de Bondi, supposé mesurant 4". L’image au centre montre que la source est maintenant résolue et non plus ponctuelle, ce qui permet de voir que sa forme elliptique est compatible avec la morphologie de la source radio. La ligne en pointillé indique l’orientation du plan galactique, et l’ellipse en pointillée indique la taille du disque stellaire autour de Sgr A*. *Bas* : Image dans la bande 40-79 keV prise par NuStar (MORI et al., 2015), avec correction de l’effet de l’exposition. La candidate PWN G359.95-0.04 est indiquée par le losange bleu, et Sgr A* par la croix blanche. Les contours verts montrent l’anneau circumnucléaire, à partir d’une carte du HCN de l’Owens Valley Radio Observatory (CHRISTOPHER et al., 2005).

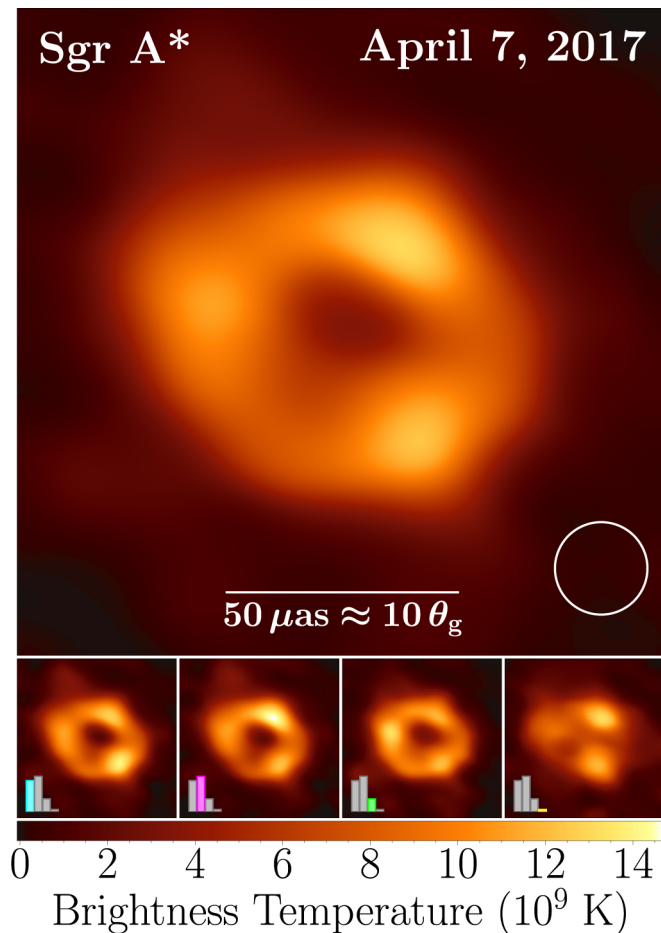


FIGURE 1.13 – Image représentative des observations par l’EHT de Sgr A*, prise le 7 avril 2017. Il s’agit d’une moyenne de différentes méthodes de reconstruction et de différentes morphologies reconstruites. La couleur montre l’intensité spécifique en unité de température (ou *Brightness temperature*). Les images du bas représentent des moyennes obtenues pour des images ayant des morphologies similaires (avec les histogrammes indiquant leur prévalence). Il ne s’agit pas d’images prises à différents moments, simplement de l’impact sur l’image des incertitudes sur la reconstruction. Source : EVENT HORIZON TELESCOPE COLLABORATION et al., 2022

et al., 2018).

Très récemment, l’Event Horizon Telescope est parvenu à produire une image à très haute résolution du voisinage de Sgr A* (Figure 1.13 tirée de EVENT HORIZON TELESCOPE COLLABORATION et al., 2022), fournissant une preuve directe de l’existence d’un trou noir supermassif au centre de notre Galaxie. Il est effectivement possible d’identifier une structure (émissive) en forme d’anneau d’un diamètre angulaire de $52 \mu\text{as}$ (soit $\sim 10R_g = 1.2 \times 10^7 \text{ km}$)

Dans cette section, nous revenons sur les observations de Sgr A* effectuées dans différentes longueurs d’onde, tant pour l’émission quiescent (i.e stable) que pour la composante variable de l’émission. La variabilité était jusqu’à récemment l’un des moyens les plus efficaces de contraindre l’extension de la source (dans chaque bande électro-magnétique), dans la mesure où la relativité interdit qu’une source variable à l’échelle de l’heure soit plus étendue que quelques heures-lumières (7 unités astronomiques), soit environ 90 rayons de Schwarzschild ici.

1.4.1 Émissions stationnaires de la source

Radio C’est en 1974 que la source radio compacte qui sera ensuite connue comme Sagittarius A* est découverte par BALICK et al., 1974, grâce à de l’interférométrie radio. Cette source, de

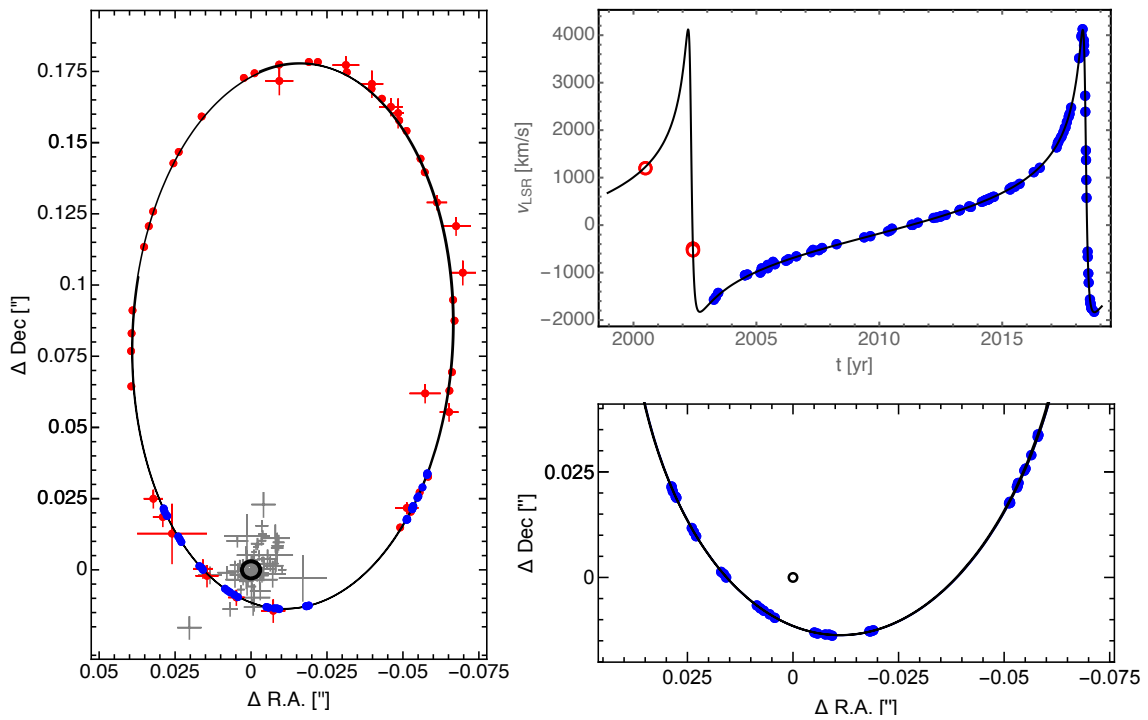


FIGURE 1.14 – Observations de l'étoile S2 menées entre 1992 et 2018 (en incluant les données de GRAVITY). A gauche : vue dans le plan du ciel des données astrométriques (en bleu) et le meilleur fit de l'orbite et en trait noir. Le cercle noir indique la position de Sgr A*. En haut à droite : Vitesse radiale de S2. En bas à droite : grossissement sur la vue *on sky* pour montrer le segment de l'orbite parcourue en 2017-2018, qui montre que les données GRAVITY ont une erreur plus petite que la taille du marqueur. Source GRAVITY COLLABORATION et al., 2019

taille inférieure à la seconde d’arc, possède une émission non-thermique intense de l’ordre du Jy. Sa position dans le parsec central du coeur de la Galaxie suggère une association entre la source et le Centre Galactique.

Jusqu’aux résultats de l’EHT, la meilleure contrainte sur la taille de la source radio était établie par le VLBA (Very Long Baseline Array) (BOWER et al., 2014), en observant sur plusieurs longueurs d’ondes. La morphologie trouvée alors était une gaussienne elliptique d’axes $35.4R_S \times 12.6R_S$, avec R_S le rayon de Schwarzschild (soit $0.36 \times 0.13 \text{ mas}^2$ en taille angulaire). Le spectre de Sgr A* en radio suit une loi de puissance, c’est-à-dire une densité de flux proportionnelle à $\nu^{1/3}$ (avec ν la fréquence des photons). On a longtemps supposé l’existence d’une bosse de ce spectre dans le domaine sub-mm, mais les récents résultats de *Herschel* semblent remettre cela en question (VON FELLEBERG et al., 2018). L’émission de Sgr A* possède une luminosité bolométrique d’environ $10^{36} \text{ erg.s}^{-1}$ (voir GENZEL et al., 2010 et références incluses, notamment SERABYN et al., 1997 pour la luminosité radio), principalement rayonnée entre les bandes radio et sub-millimétrique. Cette luminosité est largement inférieure à la luminosité d’Eddington du trou noir, à $10^{44} \text{ erg s}^{-1}$, mais également à la luminosité attendue à partir du flot d’accrétion observé (de l’ordre de $10^{41} \text{ erg s}^{-1}$, voir GENZEL et al., 2010).

Rayons X Des sursauts en rayons X, dont l’origine est compatible en position avec Sgr A* sont mis en évidence en 2001 par le télescope Chandra (BAGANOFF et al., 2001), puis une source quiescente étendue est détectée peu de temps après par Chandra également (BAGANOFF et al., 2003).

La source persistante possède une luminosité de $2.4 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ (sur la bande 2-10 keV), soit 11 ordres de grandeur en-dessous de la luminosité d’Eddington. L’extension de la source, de l’ordre de la seconde d’arc, soit $10^5 R_S = 0.04 \text{ pc}$ est compatible avec le rayon de Bondi⁵ du trou noir. La matière issue des vents stellaires des étoiles proches accrète au niveau du rayon de Bondi, avec un taux mesuré à $10^{-5} M_\odot \text{ an}^{-1}$ (BAGANOFF et al., 2003). Les données Chandra publiées par WANG et al., 2013, disposant de 10 ans de données, ont pu confirmer la présence d’un plasma grâce aux raies du Fer ionisé notamment. Le spectre de la source est par ailleurs compatible avec les modèles de flots d’accrétion chauds (voir la revue YUAN et al., 2014 et références incluses).

La luminosité X de la source étant très basse (en dépit de l’importance de l’apport en matériau par les vents stellaires (HO, 2008)) les modèles d’accrétion sur le trou noir doivent expliquer la relative inefficacité d’accrétion et de rayonnement, on parle alors de *Radiatively Inefficient Accretion Flow* (RIAF). Deux éléments se dégagent pour expliquer cette inefficacité, et l’on pourra se référer à YUAN et al., 2014 et CHUARD, 2018 pour plus de détails. Dans un premier temps, il semble y avoir un découplage entre ions et électrons dans le plasma du flot d’accrétion, les premiers emportant l’essentiel de l’énergie cinétique, et les seconds rayonnant le plus efficacement. Il suffit alors que les ions advectent au delà de l’horizon des événements pour que l’essentiel de l’énergie soit perdue au rayonnement (YUAN et al., 2014). Ensuite, des mesures par effet Faraday (MARRONE et al., 2007) en sub-millimétrique montrent que le taux d’accrétion à une centaine de R_S de Sgr A* tombe à $10^{-7} - 10^{-9} M_\odot \text{ an}^{-1}$, ce qui signifie que 99% de la matière accrétée au rayon de Bondi est éjectée/advectée du flot d’accrétion avant d’atteindre le trou noir, par divers écoulements.

Rayons gamma Une source ponctuelle a été détectée au GeV (ABDO et al., 2010; ABDOLLAHI et al., 2020) (par le Fermi-LAT, nous citons les premier et quatrième catalogues FGL) ainsi qu’au TeV (AHARONIAN et al., 2004b) (par divers observatoires Tcherenkov, d’abord par HESS, puis par MAGIC et VERITAS), bien que le lien entre les deux ne soit pas entièrement clair. Par la suite nous nous référerons à la source au TeV découverte par HESS comme **HESS J1745-290**. Les instruments observant à ces énergies ayant des résolutions et des sensibilités très inférieures aux instruments X, il n’est pas encore possible d’associer fermement les sources gamma du CG à Sgr A*. Plus précisément, cela est dû à la proximité de la PWN G359.95-0.04 voire de Sgr A Est, et

5. Dans le cadre de l’accrétion dite de Bondi sur les objets compacts, le rayon de Bondi délimite les régions où le flot d’accrétion est supersonique (à l’intérieur de celui-ci) voir BONDI, 1952.

l'absence de variabilité détectée jusqu'à présent. La localisation la plus précise de l'émission gamma au TeV a été obtenue par HESS (ACERO et al., 2010), et a permis d'exclure le reste de supernova Sgr A Est comme origine de la source au TeV. Pour l'émission au GeV, le satellite Fermi a également pu atteindre un niveau de précision suffisant pour que sa source 4FGL J1745.6-2859 ne soit plus compatible qu'avec Sgr A* et G359.95-0.04 (au dessus de 300 MeV) (CAFARDO et al., 2021). Nous reviendrons dans le Chapitre suivant sur l'historique des observations gamma de haute et très haute énergie du CG. La question de la variabilité de la source ponctuelle HESS est la question centrale de cette thèse.

1.4.2 Variabilité et activité de Sgr A*

Les sources associées à Sgr A* dans différentes longueurs d'onde présentent presque toutes des formes de variabilité, à l'exception notable des sources gamma de haute et très hautes énergies. De surcroît, un certain nombre d'objets dans l'environnement proche et moins proche de Sgr A* portent les marques d'activité passée de Sgr A*.

Variabilité rapide La variabilité rapide de Sgr A*, et plus particulièrement les sursauts, est ce qui a permis d'identifier les sources en rayons X (BAGANOFF et al., 2001) et en infrarouge proche (GENZEL et al., 2003) compatibles avec la source radio Sgr A*.

Comme évoqué plus haut, il n'y a pour l'instant pas de source persistante détectée en IR. La source "s'allume" plusieurs fois par jour (BREMER et al., 2011), avec des événements très variés pouvant présenter des échelles de temps de variation inférieures à 10 minutes, ce qui contraint très fortement la taille de la région d'émission. Une possible périodicité de 17 minutes avait été avancée par GENZEL et al., 2003, ce qui pourrait être relié à un mouvement orbital par exemple, mais cette observation manquait de significativité. Cependant des mesures effectuées par GRAVITY (GRAVITY COLLABORATION et al., 2018) ont récemment détecté une variabilité spatiale de la source infrarouges durant les flares, qui est compatible avec un mouvement orbital d'un "point chaud" autour du trou noir.

En radio, des variations de l'ordre de quelques dizaines de pourcent du flux ont été constatées du domaine centimétrique au sub-millimétrique (voir HERRNSTEIN et al., 2004; ZHAO, 2003). En sub-millimétrique, il a été possible d'observer des variations sur des échelles typiques de 8 heures (DEXTER et al., 2014), voire d'une heure (TRAP et al., 2011), impliquant une région d'émission de l'ordre de quelques R_S (FISH et al., 2011).

En IR proche comme en sub-millimétrique, les flux des sursauts observés sont distribués comme un "bruit rouge"⁶ (DO et al., 2009). Plus récemment, une étude de GRAVITY (GRAVITY COLLABORATION et al., 2020) sur les sursaut IR a pu dresser une courbe de lumière des sursauts entre 2017 et 2019 (montrée Figure 1.15). Cette étude cherchait à mesurer une éventuelle évolution du taux de sursauts sur les dernières années, ce sur quoi nous revenons dans la section suivante

Les sursauts observés en rayons X interviennent eux à peu près quotidiennement (NEILSEN et al., 2013) (et voir Figure 1.16), et il a pu être montré qu'ils avaient systématiquement une contrepartie en infrarouge proche (DODDS-EDEN et al., 2009), l'inverse n'étant pas vrai. Leur durée peut aller de la dizaine de minutes à quelques heures (BAGANOFF et al., 2001; NEILSEN et al., 2013), avec là encore des sous-structures très courtes (~ 200 s), qui contraignent d'autant plus la taille de la région d'émission en X (de l'ordre de 20 rayons de Schwarzschild ici). Ces échelles de temps très courtes impliquent également que la source variable est distincte de la source quiescente. Les sursauts peuvent atteindre une luminosité transitoire jusqu'à deux ordres de grandeur au dessus de celle de la source quiescente (NEILSEN et al., 2013). Les luminosités sont distribuées selon une loi de puissance d'indice -1.9 (NEILSEN et al., 2013), bien que cette distribution semble pouvoir évoluer (PONTI et al., 2015) (voir paragraphe suivant).

6. Signal de spectre de puissance proportionnel à l'inverse du carré de la fréquence.

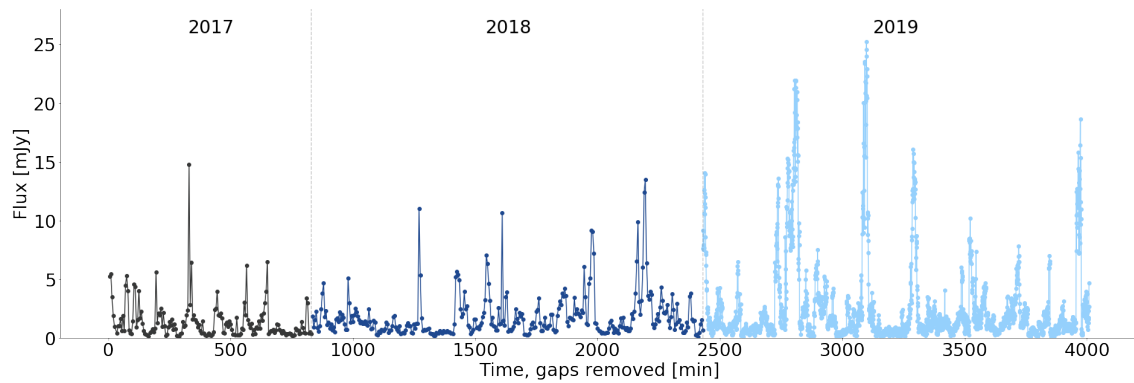


FIGURE 1.15 – Courbe de lumière de Sgr A* observé par GRAVITY entre 2017 et 2019 (les temps morts sont retirés). Source : GRAVITY COLLABORATION et al., 2020

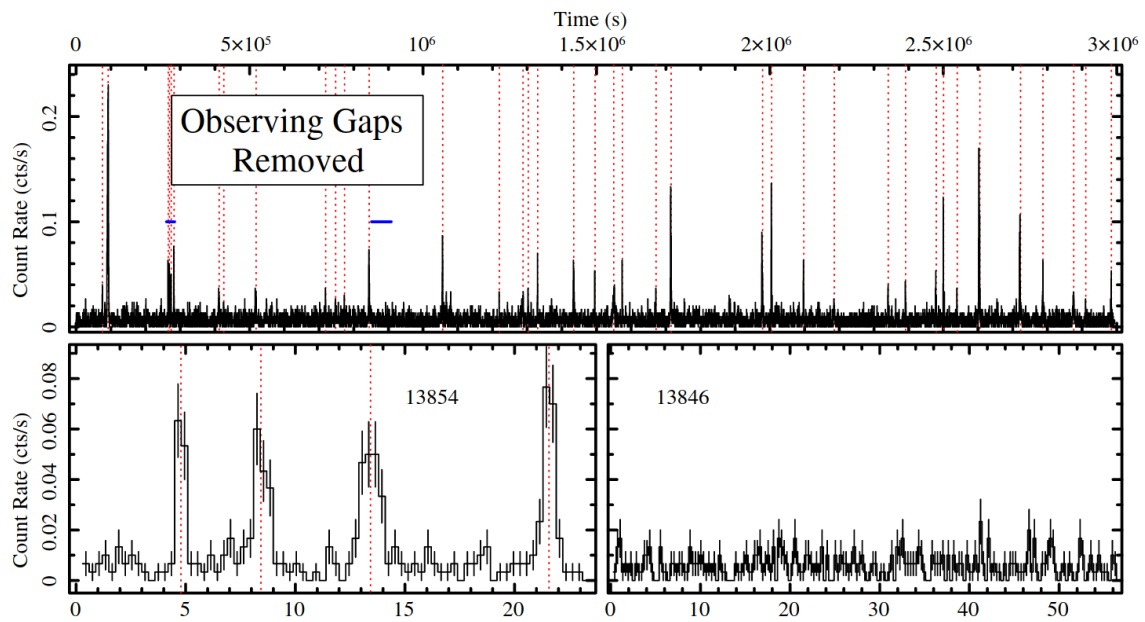


FIGURE 1.16 – Haut : courbe de lumière de Sgr A* observé par Chandra en 2012, avec toutes les observations mises bout à bout. Les traits pointillés verticaux rouge indiquent les sursauts X détectés. Bas : deux détails de la courbe de lumière pour deux prises de données continues de Chandra, à gauche (signalé par le premier trait horizontal bleu) l'observation numéro 13854, où l'on peut voir une succession rapide de plusieurs sursauts, et à droite l'observation 13846 sans sursauts. Source : NEILSEN et al., 2013

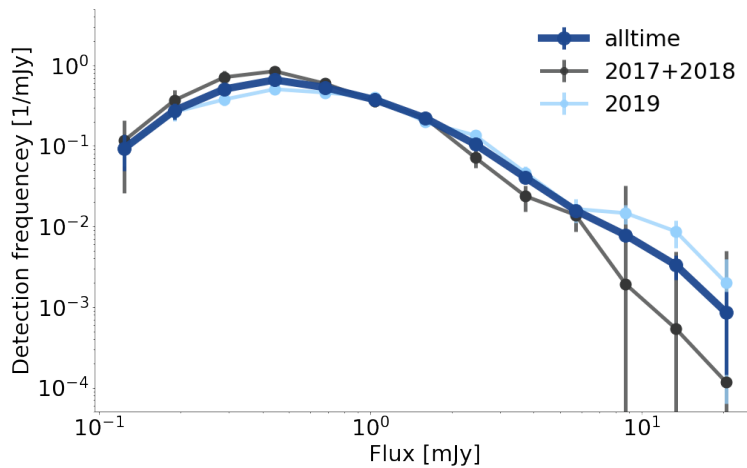


FIGURE 1.17 – Distributions des flux mesurés pour les 3 années (courbe bleu épaisse), pour 2017 et 2018 (courbe noire) et pour 2019 (courbe bleu claire). Source : GRAVITY COLLABORATION et al., 2020

Variations sur le long terme En plus d’une variabilité quotidienne et rapide, la source en rayons X montre divers signes de variabilité sur des échelles beaucoup plus longues. Nous reviendrons à plusieurs reprises sur ce sujet au cours de cette thèse.

Tout d’abord, le suivi des sursauts X indique une évolution du taux de sursauts les plus brillants à partir de 2013 (PONTI et al., 2015; MOSSOUX et al., 2017; MOSSOUX et al., 2020). Si le taux de *flares* X reste essentiellement inchangé, ils sont devenus en moyenne un peu plus lumineux à partir de cette période. Les campagnes d’observations ayant mené à cette découverte cherchaient initialement à étudier l’impact du passage d’un objet, G2, au péricentre de son orbite autour du trou noir (voir GILLESSEN et al., 2012 pour la découverte de cet objet, initialement pensé être un nuage de gaz, mais qui pourrait s’avérer être un jeune objet stellaire, voir PEISSKER et al., 2021 pour une discussion récente sur la question). Le changement du taux de *flares* X brillants coïncide à peu près avec le passage de G2, il a donc entre autres été suggéré que le passage de cet objet, alors considéré comme étant un nuage, avait transféré de la matière (de l’ordre de quelques masses terrestres au plus) dans le disque d’accrétion, occasionnant des sursauts X plus puissants. Il semble toutefois que le lien entre G2 et l’évolution du taux de sursauts X ne soit pas évident (BOUFFARD et al., 2019).

En infrarouge, une modification de la distribution des flares semble apparaître en 2019, avec une légère augmentation du nombre des flares les plus puissants (6 sursauts particulièrement puissants sont observés par GRAVITY cette année là, ce qui modifie la courbe de distribution, voir GRAVITY COLLABORATION et al., 2020 et Figure 1.17).

Une étude récente sur les diverses campagnes d’observation sub-millimétrique par MURCHIKOVA et al., 2021 semble indiquer des variations à l’échelle de plusieurs années. En moyennant le flux (très variable) de Sgr A* dans cette bande d’énergie, on peut constater des variations de l’ordre de 10% sur les 20 dernières années, voire Figure 1.18.

D’autre part, des observations X des environs de Sgr A* indiquent que le Centre Galactique était considérablement plus actif dans un passé plus ou moins lointain. L’étude des variations de l’émission diffuse en rayons X, à une énergie correspondant à la désexcitation d’une raie particulière du fer ($\text{Fe K}\alpha$), montre l’existence d’échos, c’est-à-dire de variations induites par le passage d’une onde lumineuse très intense. Ces échos sont interprétés comme provenant d’une éruption très intense il y a 100 à 300 ans, qui aurait vraisemblablement eu lieu dans la région de Sgr A* (PONTI et al., 2013). Il a par ailleurs été montré que les échos observés ne sont pas dus à une unique éruption, mais au moins deux CLAVEL et al., 2013; CHUARD et al., 2018, qui se seraient produites à respectivement environ 100 ans et 200-230 ans CHUARD et al., 2018; CHERNYSHOV et al., 2018. On pourra se

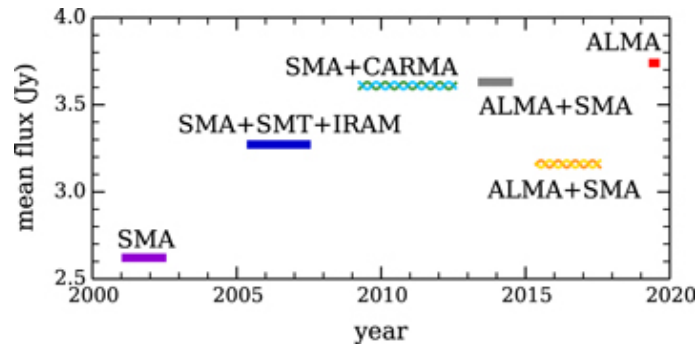


FIGURE 1.18 – Comparaison des densités de flux moyennes observées à 230 GHz depuis 2001 par différents observatoires travaillant dans le domaine millimétrique. Source : MURCHIKOVA et al., 2021 et références incluses.

reporter aux travaux de thèse de Maica Clavel (CLAVEL, 2014) et de Dimitri Chuard (CHUARD, 2018) pour plus de développements sur ce sujet. La Figure 1.19 tirée de CLAVEL et al., 2013 montre comment se manifeste la propagation d’un écho à partir des variations spatio-temporelles de la luminosité.

Enfin, le phénomène le plus spectaculaire vraisemblablement lié à une activité passée du CG sont les bulles de *Fermi* mentionnées précédemment. Ces structures auraient un âge entre 6 et 9 millions d’années (BORDOLOI et al., 2017), et seraient soit le résultat d’une éjection de matière depuis Sgr A* (initialement sphérique mais collimatée par le gaz du CMZ) (ZUBOVAS et al., 2012) soit initiées par des jets bipolaires émis par Sgr A* (GUO et al., 2012) ou bien par des vents dus aux mécanismes d’accrétion chaude observés actuellement, mais 1000 à 10 000 fois plus puissants (MOU et al., 2014).

Toutes ces interprétations impliquent que Sgr A* ait été très actif par le passé. Cette variation d’activité pourrait être expliquée par une variation significative de la quantité de matière accrétée par le trou noir à différentes époques. D’autre part les observations X indiquent qu’une quantité considérable de particules cosmiques a été accélérée par le système dans le passé. Sous certaines hypothèses, que l’on abordera dans un chapitre ultérieur, cette injection ponctuelle de rayons cosmiques peut induire également des variations du flux photoniques de très haute énergie.

Conclusion

La source au centre associée au trou noir supermassif possède une émission de large bande, dont on peut généralement distinguer une composante stationnaire (sauf en IR) et une composante variable (non détectée en gamma). La composante variable se caractérise par des sursauts d’émission courts (quelques heures) et fréquents (un à plusieurs par jour). Sur des échelles de temps plus longues (les années), on peut observer de faibles variations, notamment pour le spectre de puissance des sursauts par exemple. Enfin, les échos X et les bulles de Fermi suggèrent une forte activité passée du Centre Galactique.

Nous nous intéresserons par la suite à la source gamma, vue par HESS sous le nom de **HESS J1745-290** et par le Fermi-LAT sous le nom de **4FGL J1745.6-2859**, dont l’association avec Sgr A* est probable mais pas encore fermement établie. Dans le chapitre 3, on se posera la question du lien entre le SMBH et l’émission centrale en gamma, ainsi que d’une éventuelle variabilité de cette émission.

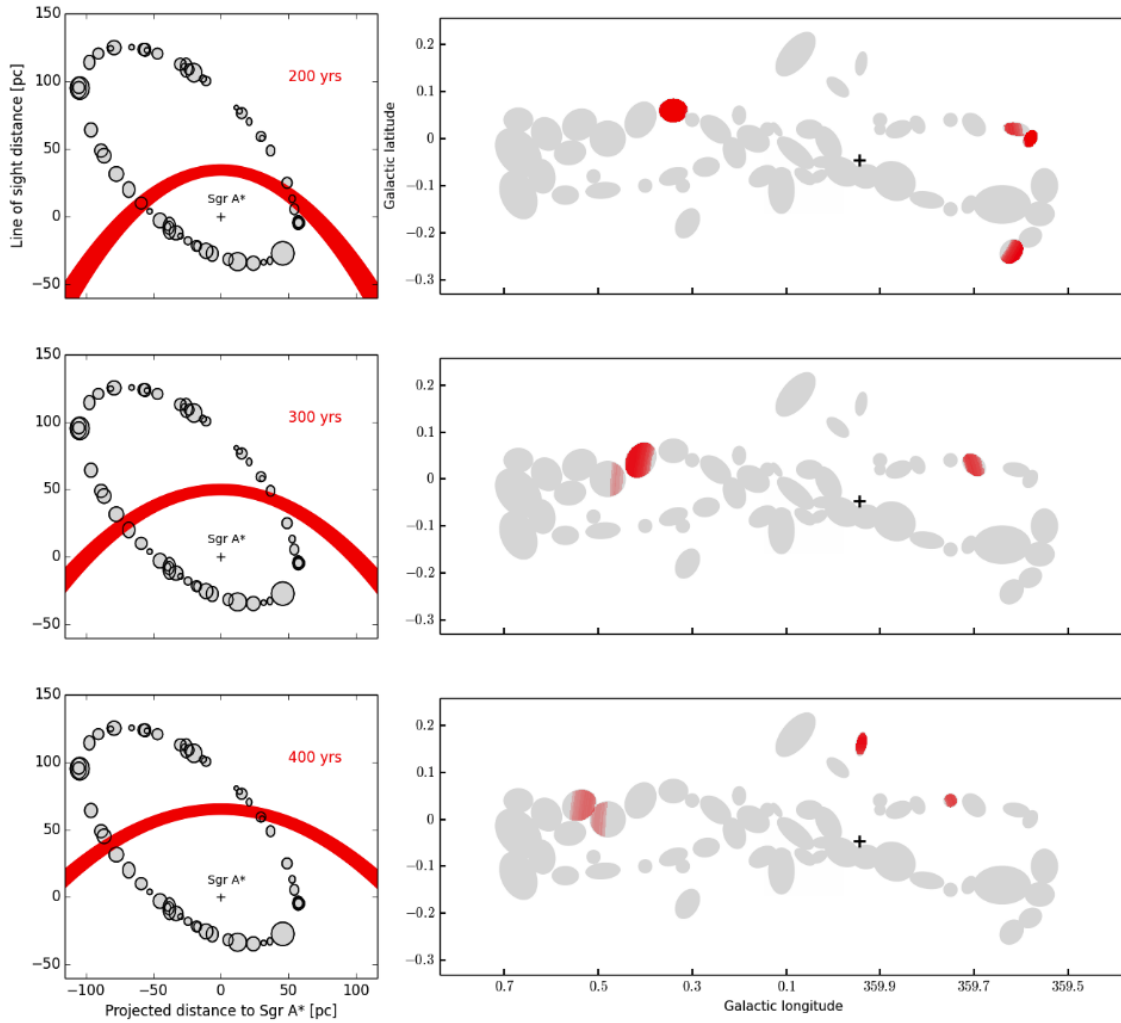


FIGURE 1.19 – Extrait d’une figure de CLAVEL et al., 2014. *A gauche* : la propagation d’un événement originant de Sgr A*, d’une durée de 50 ans (en rouge) à travers les structures moléculaires (en gris), vu depuis le pôle nord galactique. *A droite* : distribution de matière projetée dans le plan du ciel (gris) et les régions réfléchissant l’événement de Sgr A* (en rouge), la couleur est d’autant plus intense que l’intensité de la raie d’émission Fe K α est grande. La croix indique la position de Sgr A*.

Chapitre 2

Astronomie et astrophysique des sources gamma

Sommaire

2.1	Rayonnement cosmique	37
2.1.1	Observations des rayons cosmiques	38
2.1.2	Accélération	39
2.1.3	Propagation	41
2.1.4	Origine des RC galactiques	42
2.2	Rayonnement photonique des rayons cosmiques	44
2.2.1	Processus leptoniques	44
2.2.2	Processus hadroniques	45
2.3	Sources gamma	45
2.3.1	Sources extra-galactiques	46
2.3.2	Sources galactiques	46
2.4	Le centre de la Galaxie en rayons gamma	50
2.4.1	La source au TeV HESS J1745-290	50
2.4.2	Source au GeV	53
2.5	Émission diffuse dans les 300 pc centraux	54

Les rayons gamma sont des messagers très importants lorsque l'on étudie les phénomènes astrophysiques les plus énergétiques, en particulier la production des rayons cosmiques de haute énergie. Comme brièvement évoqué au premier Chapitre, il est possible d'observer les régions centrales de la Galaxie en rayons gamma, et un certain nombre de découvertes y ont d'ores et déjà été faites. Nous revenons dans ce Chapitre sur ces éléments d'astronomie gamma, mais également sur l'astrophysique associée.

Après avoir donné des éléments sur la production et la propagation des rayons cosmiques (qui ne sont pas le coeur du sujet de cette thèse), nous abordons donc les principaux mécanismes de production de rayons gamma dans les systèmes astrophysiques. Ensuite, nous faisons une rapide revue des sources gamma aux énergies d'intérêt ici : les hautes (1 MeV-100 GeV) et très hautes (100 GeV-100 TeV) énergies. Nous nous intéressons aux relevés de différents observatoires pour les sources galactiques et extra-galactiques. Enfin, nous nous attarderons un peu plus sur le cas du centre Galactique observé à haute énergie, notamment la source ponctuelle centrale et l'émission diffuse s'étendant sur les ~ 200 pc centraux.

2.1 Rayonnement cosmique

Le rayonnement cosmique est initialement découvert au début du XX^{ème} siècle grâce à la décharge des électroscopes. Ces appareils, constitués de deux plaques métalliques chargées de même

signe, avaient tendance à se décharger même en étant isolés de tout apport de charge. Ce phénomène a rapidement été attribué à l'ionisation de l'air les entourant, le rendant plus conducteur. La cause de cette ionisation avait quant à elle été attribuée à la radioactivité terrestre initialement. Des tentatives de mesure de la décharge des électromètres en altitude, par Théodore Wulf en 1910 (à 300m) puis Victor Hess en 1912 (à 5000m), montrèrent cependant l'existence d'un rayonnement ionisant provenant "d'en haut". Le rayonnement détecté par Hess était dû à des particules secondaires, produites par l'interaction de particules primaires (les rayons cosmiques) avec l'atmosphère.

Quelques années plus tard, Arthur Compton mettra en évidence la nature chargée des particules primaires, en observant que l'intensité du rayonnement cosmique variait avec la latitude terrestre, c'est-à-dire avec l'intensité du champ magnétique terrestre. En 1939, Pierre Auger parvient à observer les gerbes de particules créées par les rayons cosmiques, et à mesurer des énergies allant jusqu'au PeV. Les rayons cosmiques et leurs interactions sont ainsi le meilleur outil pour étudier la matière à très haute énergie jusqu'à l'avènement des accélérateurs de particules dans les années 50. On découvre ainsi le positron (1933), le muon (1936) et le pion (1947) grâce à l'observation des rayons cosmiques.

On appelle donc *rayons cosmiques* (ou RC) l'ensemble des particules chargées nous arrivant de l'espace, et par extension celles se propageant dans l'univers (entre étoiles, entre galaxies, etc.)

2.1.1 Observations des rayons cosmiques

Les méthodes modernes pour observer les rayons cosmiques utilisent soit des détections directes, soit des détections indirectes. La détection directe, à la manière de celle effectuée par Victor Hess, est accessible à des instruments situés à haute altitude, comme des ballons, ou dans l'espace, la Station Spatiale Internationale étant par exemple équipée pour détecter des RC (instrument AMS-02). Les détecteurs typiquement utilisés sont des trajectographes, c'est-à-dire des plaques de matériaux sensibles au passages de particules très énergétiques (soit par rupture de liaisons chimiques, soit par ionisation), qui vont permettre d'enregistrer le passage de RC et mesurer leurs trajectoires pour en déduire leurs propriétés (nature, masse et énergie).

La détection indirecte quant à elle est possible depuis le sol, par des instruments cherchant à identifier des gerbes atmosphériques créées par l'arrivée de RC dans l'atmosphère. Nous revenons en détail sur ces méthodes dans le Chapitre 4, puisqu'elles permettent également à des instruments tels que HESS, MAGIC ou VERITAS d'observer des photons gamma de très haute énergie. En termes d'instrument au sol spécifiquement dédié à l'étude des rayons cosmiques, on peut citer l'observatoire Pierre Auger situé en Argentine.

Les méthodes citées là sont cependant non directionnelles, car les RC arrivant sur un détecteur ou sur l'atmosphère peuvent a priori venir de n'importe quelle région du ciel (excepté aux très hautes énergies). Toutefois, il est possible de mesurer indirectement une densité de rayons cosmiques de manière directionnelle, par l'intermédiaire des observations gamma. Comme on le verra dans la suite de ce chapitre, l'interaction entre RC et le MIS est une source importante de production de photons gamma (notamment pour les hadrons), et la "mer de rayons cosmiques" est la principale cause de l'émission gamma diffuse telle qu'observée par le satellite Fermi ou le télescope HESS (voir Figure 2.12 pour l'émission diffuse vue par HESS dans les 200 pc centraux de la Galaxie).

Composition Les différentes expériences de détection de rayons cosmiques ont permis d'établir que 99% d'entre-eux sont des noyaux, et 1% sont des électrons. Parmi les noyaux, on trouve 89% de protons, 10% de noyaux d'Hélium et 1% d'éléments plus lourds. L'abondance des différents éléments détectée parmi les RC est intéressante quand on la compare à l'abondance des éléments dans le système solaire : on observe en effet une surabondance du Lithium, du Béryllium et du Bore. Cette surabondance peut s'expliquer si les noyaux en question sont formés par spallation de rayons cosmiques plus légers au cours de leur propagation dans le milieu interstellaire. De cette hypothèse il est possible de déduire un certain nombre de propriétés du parcours moyen des rayons cosmiques galactiques : le temps pendant lequel ils ont été confinés (10^7 ans), la densité moyenne de protons

rencontrés (0.1 cm^{-3} , soit moins que le disque galactique à 1 cm^{-3} , mais plus que le halo). La composition des rayons cosmiques est par ailleurs variable avec l'énergie, on retrouve en effet plus de noyaux lourds parmi les RC de plus haute énergie.

Anisotropie Les rayons cosmiques étant des particules chargées, ils ne se propagent a priori pas en ligne droite dès lors qu'ils traversent un champ électromagnétique : près de leur site de production, dans le milieu interstellaire ou dans le système solaire. On ne peut donc pas remonter aux positions des sources de RC à partir des directions d'arrivée de ceux-ci. Si en dessous du TeV, les RC détectés sont isotropes, il existe au-delà une anisotropie à grande échelle (se référer à ABDO et al., 2009 et plus récemment à AAB et al., 2018), mais pas à l'échelle de quelques degrés.

Spectre Le spectre observé des rayons cosmiques est très bien décrit par une loi de puissance par morceau : $\frac{dN}{dE} \propto E^{-\Gamma}$, et ce avec une grande régularité, entre 10^9 et 10^{20} eV en énergie, et pour des flux allant de 10^3 à $10^{-28} (\text{m}^2 \text{ sr GeV s})^{-1}$. Nous montrons le spectre Figure 2.1.

On distingue 4 parties dans le spectre des RC :

- en dessous de 10^{10} eV, il s'agit de particules faiblement relativistes produites dans notre Galaxie. A ces énergies le spectre n'est pas une loi de puissance, en particulier à cause de la modulation solaire.
- entre 10^{10} et 5×10^{15} eV (énergie dite du "genou"), le spectre des RC est bien décrit par une loi de puissance d'indice 2.7. A ces énergies, les RC sont vraisemblablement produits au sein de notre Galaxie.
- entre 5×10^{15} et environ 4×10^{18} (la "cheville"), le spectre s'infléchit avec un indice de 3.1 environ.
- au-delà, le spectre retrouve un indice de 2.7, on pense qu'il s'agit alors principalement de rayons cosmiques extra-galactiques. En effet, au delà des EeV, le rayon de giration des RC, pour un champ magnétique de l'ordre de celui que l'on trouve dans le MIS (environ $5 \mu\text{G}$) est de 200 pc, ce qui est suffisant pour sortir du disque galactique et s'échapper de la Voie Lactée¹.

L'observatoire Pierre Auger a pu mesurer des RC a des énergies atteignant jusqu'à 10^{20} eV (voir AAB et al., 2020 pour les résultats les plus récents). Il a pu également observer une coupure à très haute énergie, appelée coupure GZK (pour Greisen, Zatsepin et Kuzmin, qui ont prédit son existence en 1966), coupure liée à l'interaction des particules les plus énergétiques avec les photons du fond diffus cosmologique. Les brisures dans le spectre suggèrent soit différents processus physiques à l'origine des rayons cosmiques, soit des mécanismes d'extinction dépendant de l'énergie et du rapport charge/masse des particules (protons, noyaux, etc.).

2.1.2 Accélération

Un premier mécanisme d'accélération est suggéré par FERMI, 1949. Il suppose que les particules chargées vont être accélérées par des collisions avec des inhomogénéités magnétiques, typiquement des nuages magnétisés. La vitesse propre de ces nuages rend toutefois ce mécanisme peu efficace : les particules vont en moyenne gagner de l'énergie si les nuages se déplacent vers elles, mais peuvent également en perdre. L'augmentation relative moyenne de l'énergie des particules est du deuxième ordre en $\frac{V}{c}$ avec V la vitesse du nuage et c celle de la lumière. On parle donc de processus de Fermi *du second ordre*. Bien que prédisant un spectre de puissance, ce processus est à lui seul trop lent pour expliquer le spectre de RC observé sur Terre.

Un second mécanisme, cette fois-ci du premier ordre, est proposé par BELL, 1978. On suppose cette fois-ci que les particules sont accélérées au niveau de chocs dans le MIS, comme ceux créés par les supernovae. En traversant à plusieurs reprises le choc, les particules vont pouvoir gagner de l'énergie. Comme décrit Figure 2.2, les particules sont happées par le choc, puis ressortent en

1. C'est également pour cela que l'on observe a priori peu de RC de basse énergie extra-galactiques.

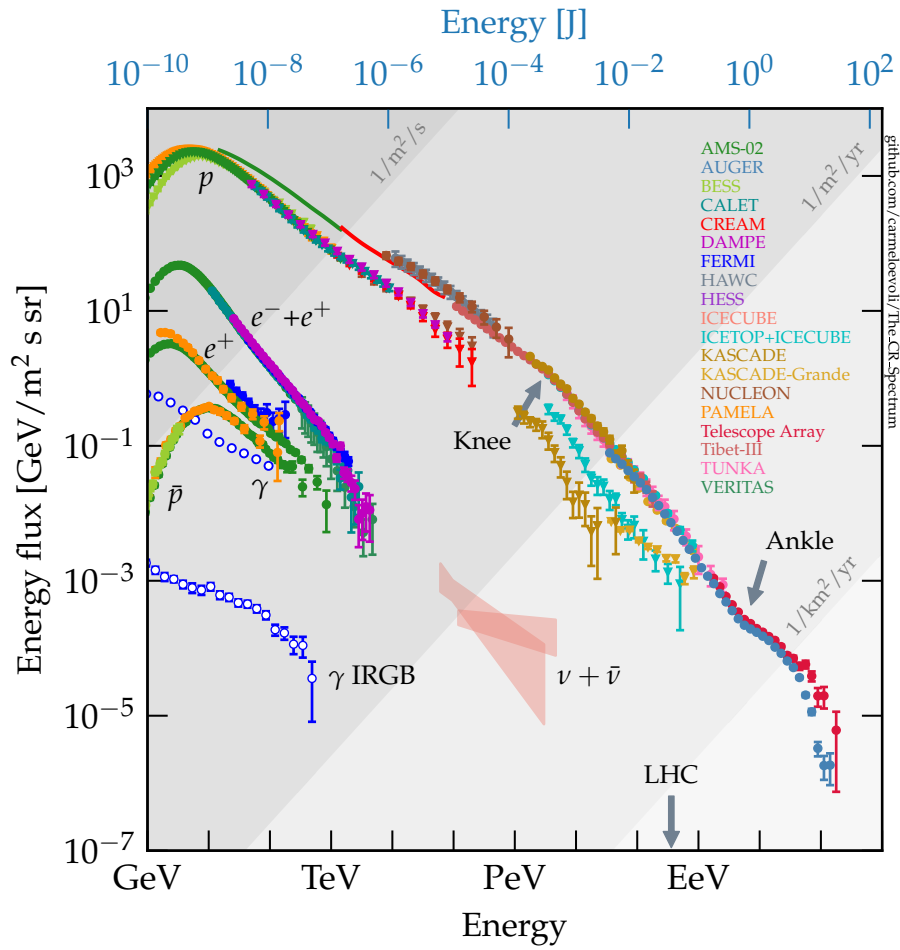


FIGURE 2.1 – Spectre du rayonnement cosmique (et gamma) observé depuis la Terre, obtenu par diverses expériences. Crédit : C. Evoli

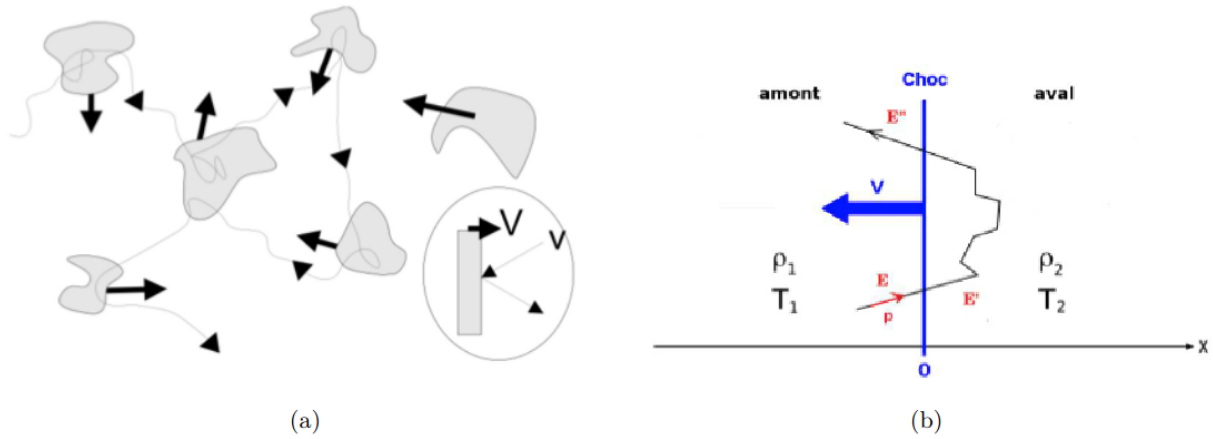


FIGURE 2.2 – Schémas des processus de Fermi, à gauche du second ordre, à droite du premier ordre. Crédits : LAFFON, 2012

diffusant dans le milieu en aval. L'énergie acquise sur un tel cycle est du premier ordre en $\frac{V}{c}$ (avec V la vitesse du choc). On parle alors de processus de Fermi *du premier ordre*. Ce processus produit un spectre en loi de puissance avec un indice égal à 2 pour un choc plan fort (nombre de Mach grand devant 1) non-relativiste. On pourra se reporter à la revue BELL, 2013 sur l'accélération des RC pour plus de détails.

Pour obtenir le spectre de RC observé, plusieurs effets vont cependant se rajouter aux processus de Fermi. Ainsi, les RC sont moins bien confinés à mesure que leur énergie augmente, tant au niveau des régions d'accélération qu'à l'échelle de la Galaxie, ce qui influe sur leur propagation dans celle-ci et sur leur temps d'échappement, et donc altère le spectre observé. Des effets non-linéaires vont par ailleurs modifier la distribution spectrale des particules accélérées. Les mécanismes décrits ci-dessus supposent un environnement qui affectent les RC sans être affecté par eux. Une liste des effets non-linéaires pouvant intervenir dans l'accélération de particules par un choc sont présentées dans BEREZHKO et al., 1999.

2.1.3 Propagation

La propagation des rayons cosmiques dans la galaxie est un phénomène complexe qui fait intervenir de nombreux processus : leur injection bien sûr, leur diffusion, leurs pertes en énergie (par ionisation par exemple), les phénomènes de spallation des noyaux (qui change la composition de la population de particules), ainsi que la désintégration radioactive des noyaux instables. Pour une revue détaillée sur le sujet des modèles de propagation des RC, on pourra se reporter à STRONG et al., 2007. L'équation de transport pour un noyaux i (avec N_i sa densité) est ainsi :

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

avec

- Q_i l'injection
- D le coefficient de diffusion
- $b_i(E)$ la puissance perdue par particule
- n la densité du MIS, v le volume considéré, σ_i et σ_{ij} les sections efficaces : de spallation du noyau i , de production du noyaux i par spallation d'un noyaux j
- τ_i le temps de demi-vie du noyau i

Plus précisément dans le cas pertinent à ce travail, on va s'intéresser à des protons accélérés au centre de la galaxie, pour lesquels il n'y a ni spallation ni désintégration, et dont on néglige les

peres énergétiques. La propagation des protons au centre de la galaxie est donc avant tout affaire de diffusion. Nous pourrions nous référer au Chapitre 2 de JOUVIN, 2017 pour plus de détails.

La diffusion est possible grâce à l'interaction entre les RC, possédant un mouvement de gyration dans le champ magnétique ambiant, et les turbulences du champ magnétique : quand le rayon de gyration est de l'ordre de la longueur d'onde de la turbulence², la particule effectue une marche aléatoire, ce qui correspond en moyenne à une diffusion des particules.

Le coefficient de diffusion D ainsi déduit va dépendre de l'énergie E_p des particules comme $D = D_0 E_p^\delta$, avec δ un indice égal à la puissance du spectre des turbulences et typiquement $D_0 \sim 10^{28} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ pour un proton à 10 GeV (BEREZINSKII et al., 1990), bien que cette valeur dépende du modèle de propagation. Cette valeur de D_0 est déduite d'observations locales, et est supposée valable à l'échelle de la Galaxie.

L'équation à résoudre de fait pour la distribution de densité $f(\vec{r}, p, t)$ de proton (dont les vitesses sont supposées isotropes) est une simple équation de diffusion dépendant uniquement du coefficient de diffusion et du terme d'injection Q , donc à résoudre pour une énergie donnée :

$$\frac{\partial f}{\partial t} - D\Delta f = Q$$

Deux cas de figure nous intéressent ici pour l'injection de rayons cosmiques. Pour une injection impulsive de particules, à $t = 0$ et en $r = 0$, avec un spectre d'énergie en loi de puissance d'indice a , ie $Q(\vec{r}, t, E_p) = N_0 E_p^{-a} \delta(\vec{r}) \delta(t)$, on obtient un spectre :

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

Dans le cas d'une injection continue entre des temps t_1 et t_2 , et avec le même spectre en énergie, on trouve :

$$\left. \frac{dN(\vec{r}, t, E_p)}{dE_p} \right|_{continue} = \frac{N_0 E_p^{-a}}{2\sqrt{\pi}Dr} \left[\text{erfc}\left(\frac{r/\sqrt{4D}}{t-t_2}\right) - \text{erfc}\left(\frac{r/\sqrt{4D}}{t-t_1}\right) \right] \text{ TeV}^{-1} \text{ m}^{-3}$$

Enfin, si l'on suppose que la source injecte des particules depuis un temps infini, ou suffisamment long pour que la distribution de particules autour ait atteint un état stationnaire, la distribution de la densité devient :

$$\left. \frac{dN(\vec{r}, t, E_p)}{dE_p} \right|_{stat} = \frac{N_0 E_p^{-a}}{4\pi Dr} \text{ TeV}^{-1} \text{ m}^{-3}$$

Comme nous le verrons dans la section suivante et dans le chapitre suivant, il est possible de remonter à la densité de rayons cosmiques dans une région par l'observation des rayons gamma (et avec les bonnes hypothèses). Ainsi, en observant l'évolution de l'émission diffuse en gamma avec la distance à une source potentielle de RC, on peut non seulement remonter aux propriétés des particules accélérées, mais également à la temporalité de l'injection.

2.1.4 Origine des RC galactiques

Les rayons cosmiques ne se propageant pas en ligne droite, il est compliqué de remonter aux sources de RC par la simple observation de ceux-ci. Nous verrons en détail dans la section suivante les liens entre rayons cosmiques et rayons gamma : l'émission gamma de haute ou très haute énergie peut en effet être un indice d'un site de production de rayons cosmiques.

On peut toutefois établir un inventaire des objets astrophysiques théoriquement capables d'accélérer des particules à haute énergie. HILLAS, 1984 établit une relation contraignant l'énergie maximum à laquelle un objet de taille caractéristique L , où règne en moyenne un champ magnétique B ,

2. Le spectre des turbulences étant large, ce phénomène de résonance est possible pour toutes les particules chargées de haute énergie qui nous intéressent ici.

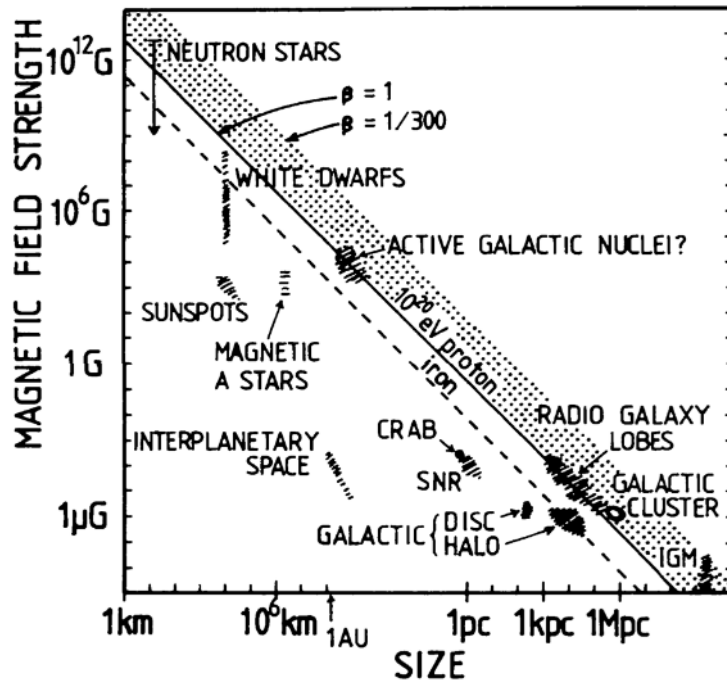


FIGURE 2.3 – Distribution de divers objets astrophysique en fonction de leur taille caractéristique et de leur champ magnétique. Crédits : HILLAS, 1984

peut accélérer des particules, et ce pour une vitesse caractéristique des centres de diffusion (nuages, chocs) V :

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

Plusieurs facteurs limitants vont ensuite intervenir dans la production de rayons cosmiques pour déterminer l'énergie maximale d'accélération :

- l'âge de l'objet doit être supérieur au temps caractéristique d'accélération (qui augmente avec l'énergie)
- le temps caractéristique d'échappement (plus court à haute énergie) va moduler le spectre des RC produit, car l'accélération s'arrête une fois les RC sortis de la zone d'accélération
- les pertes d'énergie des particules, et les échelles de temps de ces pertes vont également limiter l'énergie maximale atteignable

Les supernovae sont généralement considérées comme les sources principales de RC aux énergies inférieures au genou, tandis que l'origine des RC galactiques supérieurs au PeV est un sujet de recherche actif, notamment par HESS (H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2016; ABDALLA et al., 2021) qui tente de chercher des PeVatrons parmi les sources galactiques de RC.

Enfin pour la transition entre rayons galactiques et extra-galactiques, l'observatoire Pierre Auger l'identifie de plusieurs façons : d'abord car à haute énergie, le rayon de Larmor des particules est suffisamment grand pour leur permettre de s'échapper de la Galaxie. Ensuite, la mesure de la cheville dans le spectre accompagnée d'une anisotropie à grande échelle (voir plus haut) suggèrent également un échappement des RC au-delà d'un certain seuil, qui modifierait le spectre mesuré et créerait l'anisotropie dipolaire observée, dont l'amplitude varie avec l'énergie. Cependant, malgré le fait que les RC de 10^{19-20} eV soient en théorie peu déviés par les champs magnétiques, il n'a pas encore été possible d'identifier des sources (par manque de statistique et un alourdissement de la composition des RC, cf. Figure 2.1 et AAB et al., 2020).

2.2 Rayonnement photonique des rayons cosmiques

Si les particules chargées nous arrivent de l'espace sans information sur leur origine, il est toutefois possible d'y remonter grâce à l'étude des particules neutres qu'elles produisent le long de leur parcours, photons et neutrinos. On se concentrera ici sur les photons, car si les neutrinos sont uniquement produits par des interactions entre RC et le MIS, ils sont très difficiles à détecter. Les rayons cosmiques produisent en effet un large éventail de photons, qui sont particulièrement importants dans le domaine gamma³.

Ce rayonnement peut être soit produit au niveau des régions d'accélération, soit au cours de la propagation des RC dans le MIS, c'est pourquoi il est important de comprendre les mécanismes de propagation et diffusion des particules chargées. Entre les domaines radio et gamma, des photons sont produits par les électrons plus ou moins fortement accélérés, soit par émission synchrotron, soit par émission Compton inverse. Les hadrons accélérés produisent également des photons, généralement de plus hautes énergies, par interaction avec les hadrons du MIS.

2.2.1 Processus leptoniques

Synchrotron Le rayonnement synchrotron est un rayonnement produit par les particules chargées en mouvement en présence d'un champ magnétique. Les particules vont être déviées par le champ magnétique selon un mouvement hélicoïdal, ce qui implique une accélération non nulle, et donc une perte d'énergie sous forme de photons. Si les électrons sont non relativistes, la pulsation des photons émis est la même que celle de giration de l'électron $\omega_g = eB/\gamma m_e$. Pour des électrons relativistes (ie vitesse perpendiculaire à la direction du champ magnétique proche de c), la pulsation des photons est proportionnelle à $\gamma^3 \omega_g$. Les pertes énergétiques pour un électron individuel dépend de sa vitesse, de la valeur du champ magnétique mais aussi de l'angle entre la direction de la vitesse de l'électron et celle du champ magnétique.

L'énergie maximale atteignable par un photon synchrotron pour un électron de facteur de Lorentz γ est donnée par $E_{max} = 5 \times 10^{-12} (\frac{B}{1\mu G}) \gamma^2$ keV. Par exemple pour un électron ayant une énergie de l'ordre 100 TeV, pour un champ magnétique standard de $5 \mu G$, on aura au plus des photons d'énergies autour du MeV. Cela signifie que pour obtenir des photons de THE au TeV (ceux observables par HESS par exemple), il faut des électrons accélérés jusqu'à des énergies de l'ordre de l'EeV. De telles énergies requièrent un processus d'accélération de particules nettement plus long, ce qui paraît peu réaliste étant donné l'échelle de temps des pertes par synchrotron. Le rayonnement synchrotron contribue donc relativement peu à l'émission gamma de très haute énergie, mais produit un flux détectable entre les ondes radio et les rayons X. Pour obtenir un spectre de photon suivant une loi de puissance d'indice Γ , il faut une population d'électrons dont la distribution spectrale en énergie est une loi de puissance d'indice $\frac{\Gamma+1}{2}$.

Inverse Compton Le rayonnement Compton Inverse (IC) est quant à lui dû à l'interaction des électrons avec les champs de photons ambiants. Des photons de basse énergie peuvent diffuser sur des électrons de haute énergie et ainsi acquérir une part importante de l'énergie du lepton. Les principales sources de photons sont le fond diffus cosmologique (CMB pour Cosmic Microwave Background), l'émission infrarouge et optique de la Galaxie et dans certains cas, les photons produit localement par rayonnement synchrotron.

On distingue deux régimes à l'effet Compton Inverse, selon l'énergie du photon par rapport à l'énergie de masse d'un électron, dans le référentiel de l'électron :

- Le régime de Thomson, pour $E_{ph} \ll 2m_e c^2$, où le photon repart avec une énergie de $\gamma^2 E_{ph}$ (γ facteur de Lorentz de l'électron)
- Le régime de Klein-Nishina, pour $E_{ph} \gg 2m_e c^2$, pour lequel le photon acquiert une énergie de $\gamma m_e c^2$, et pour lequel la section efficace décroît rapidement avec l'énergie.

3. Si l'émission due aux RC est l'un des principales objets d'étude de l'astronomie THE, on peut également mentionner la recherche de matière noire qui s'intéresse également aux photons de très haute énergie.

L'effet Compton inverse peut produire des photons très énergétiques, mais devient de moins en moins efficace à mesure que l'énergie des photons incidents augmente. Cela implique, pour une population d'électrons donnée, une énergie maximale pour le spectre d'émission par IC. Comme précédemment, on peut obtenir un spectre de photon suivant une loi de puissance si le spectre des électrons en est une d'indice $\frac{\Gamma+1}{2}$.

Bremsstrahlung Le rayonnement de freinage, ou Bremsstrahlung, est le rayonnement émis par l'interaction entre des électrons et le champ coulombien des ions ou noyaux ambiants. C'est donc un processus intervenant naturellement à l'intérieur d'un nuage moléculaire. L'émission est proportionnelle à l'énergie de l'électron incident et à la charge du noyau, mais s'il s'agit d'un ion, le cortège d'électrons diminuera l'efficacité du rayonnement, rendant ce dernier dépendant au degré d'ionisation du milieu considéré.

Une propriété intéressante du Bremsstrahlung est que son spectre est continu car proportionnel au spectre de la population d'électrons qui en est à l'origine, spectre auquel on peut remonter en l'absence d'autres processus d'émission. C'est notamment le cas en dessous de 10 GeV, où le rayonnement de freinage domine les pertes radiatives des électrons par rapport aux rayonnements synchrotron et Compton inverse (qui prennent le dessus notamment au delà du TeV).

2.2.2 Processus hadroniques

Les protons étant des particules chargées, ils peuvent également rayonner par effet synchrotron ou par rayonnement de freinage, mais beaucoup moins efficacement que les électrons, du fait de leur masse 1000 fois plus importante. En effet, la section efficace de Thomson dont dépendent les pertes par rayonnement synchrotron, est proportionnelle à l'inverse du carré de la masse des particules impliquées.

L'essentiel du rayonnement issu des protons accélérés provient d'interactions entre rayons cosmiques et protons présents dans le MIS. Ces interactions protons-protons produisent principalement des pions, qui vont ensuite se désintégrer en deux photons (pour les pions neutres). La section efficace établie par KELNER et al., 2006, avec E_p l'énergie du proton incident :

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

Cette réaction est possible pour des protons de plus de 300 MeV environ, et sa section efficace croît de manière logarithmique au delà du GeV. L'énergie transférée aux photons est en moyenne de $\langle E_\gamma \rangle \simeq 0.085 E_p$. En notant le spectre des photons issus de la désintégration du pion neutre $F_\gamma(x, E_p)$, avec $x = E_\gamma/E_p$, on peut calculer le flux différentiel en photons $\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma}$ en intégrant la section efficace, le spectre différentiel des RC et la fonction F_γ , pour une région composée d'une masse M_{cible} de protons :

$$\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma}(r, t) = c M_{cible} \int_{E_{min}}^{E_{max}} \sigma_{pp} \frac{dN_p}{dE_p}(r, t) F_\gamma(x, E_p) \frac{dE_p}{E_p}$$

Il est également possible pour les protons de produire des mésons (et donc des pions) par interaction avec les champs de rayonnement ambiants.

2.3 Sources gamma

Les objets d'études de l'astronomie gamma peuvent se diviser en deux grandes catégories : les sources galactiques, généralement ramassées au niveau du plan Galactique, et les sources extragalactiques, visibles dans le reste du ciel. Une revue plus complète et récente des sources gamma de très haute énergie peut être trouvée dans BOSE et al., 2022 (sources observées par les instruments au sol HESS, VERITAS, MAGIC, mais également les instruments de la génération précédente comme

Whipple, HAGRA, CAT et CANGAROO). Pour une revue plus générale sur l’astronomie gamma, incluant le domaine gamma dit de haute énergies (en dessous de la centaine de GeV), et évoquant également les aspects instrumentaux, on pourra se reporter à FUNK, 2015.

2.3.1 Sources extra-galactiques

Les principales sources gamma extra-galactiques sont les noyaux actifs de galaxies (AGN). Si les AGN émettent dans un large spectre électromagnétique, l’astronomie gamma a principalement accès aux blasars, c’est-à-dire les AGN dont le jet est orienté vers la Terre (avec quelques contre-exemples comme M87). Le spectre des blasars est divisé en 2 bosses : la première due à l’émission synchrotron des électrons à l’intérieur du jet et soumis à un fort champ magnétique, et la seconde due à l’effet Compton inverse impliquant ces électrons, sur lesquels divers champs de photons diffusent par IC (il peut s’agir de photons externes, ou bien de photons produit localement par synchrotron). On distingue ensuite deux catégories de blasars. La première, les Flat-Spectrum Radio Quasars (FSRQ) possèdent une émission synchrotron entre les ondes radio et l’infrarouge, et donc une émission IC autour du GeV. Ils sont typiquement observés par un instrument comme le Fermi-LAT (cf. Chapitre 4 pour plus de détails sur les observatoires gamma). Le deuxième type de blasars, appelé BL Lacertae, s’il est en général moins lumineux, émet en synchrotron dans les rayons X, et en IC dans les gamma au TeV. C’est donc ce type de blasar qui est en majorité observé par des instruments au sol tels que HESS, MAGIC ou VERITAS (voire Chapitre 4). Ces objets, très lumineux en gamma et très variables, peuvent même être suivis sur des échelles temporelles de l’ordre de la minute, comme pour PKS 2155-304 dès 2005 (AHARONIAN et al., 2005b ; AHARONIAN et al., 2007).

Parmi les autres objets gamma extra-galactiques observés au TeV, on peut également citer des radio-galaxies, des objets stellaires dans le Grand Nuage de Magellan, et très récemment plusieurs sursaut gamma (au sens de Gamma Ray Burst ⁴) observés pour la première fois au TeV (ABDALLA et al., 2019).

Enfin, on peut noter que les distances inter-galactiques ont pour effet d’atténuer la luminosité des sources lointaines au delà des quelques TeV, à cause d’interactions entre photons (photons gamma et fond diffus cosmologique) dont la section efficace est trop faible pour influencer les rayons gamma produit au sein de la Voie Lactée. Ces sources sont pour la plupart observées depuis l’hémisphère nord, et présentent l’avantage d’être relativement isolées des autres sources.

2.3.2 Sources galactiques

Notre Galaxie abrite de nombreuses sources gamma, principalement dues à des objets stellaires (bien que de manière post-mortem pour la plupart). Il s’agit d’objets nettement moins lumineux que les AGN lointains, visibles grâce à leur proximité, proximité qui permet également d’en voir le spectre de plus haute énergie que pour les sources extra-galactique. Ces sources sont pour l’essentiel situées autour du plan Galactique, c’est-à-dire à des longitudes comprises entre $b \in [-5^\circ; 5^\circ]$. Parmi les sources les plus notables, nous pouvons mentionner la Nébuleuse du Crabe, la source la plus brillante du ciel gamma, et le Centre Galactique, qui est l’objet de cette thèse.

En 2017, HESS publie un relevé du plan galactique (H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2018c), identifiant un total de 78 sources, dont 16 nouvellement détectées. Si un peu plus de la moitié ne sont soit pas fermement identifiées, soit pas associées à un objet connu, HESS a pu établir que 12 de ces sources sont dues à des nébuleuses de pulsar (ou PWN pour Pulsar Wind Nebulae), 8 à des restes de supernova (SNR pour Supernova Remnant), 8 à des objets composites (généralement SNR et PWN superposées) et 3 sont dûs à des binaires gamma (voir Figure 2.7). L’horizon de sensibilité du relevé HESS du plan galactique est montré Figure 2.6. On constate cependant que

4. Les *Gamma Ray Bursts* sont des explosions extrêmement énergétiques observée principalement en rayons gamma et situées dans des galaxies lointaines. Ces événements durent entre quelques millisecondes et quelques heures, et sont suivies de diverses contreparties dans d’autres domaines électromagnétiques (ou *afterglow*). On pense que ces sursauts sont dûs à des supernovae particulièrement énergétiques.

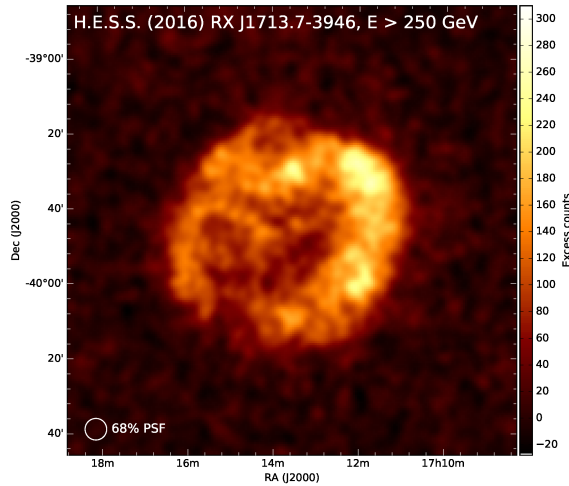


FIGURE 2.4 – Image du reste de supernova RX J1713.7-3946, tirée de H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2018b. On peut clairement voir la structure en "coquille" typiquement attendue pour les restes de supernova (mais pas forcément visible).

HESS est assez inhomogène dans sa couverture du plan Galactique, et en particulier des différents bras spiraux, bien que les régions situées "derrière" la Terre puissent être observées par HESS lors d'autres relevés. On remarque par ailleurs que le centre Galactique a été particulièrement observé par HESS.

Les restes de supernova Il s'agit des restes d'une explosion stellaire, soit d'une étoile en fin de vie à effondrement de cœur, soit d'une naine blanche atteignant la masse de Chandrasekhar. La formation d'une onde de choc lors de l'éjection des couches supérieures de l'étoile dans le MIS est ce qui va permettre l'accélération de rayons cosmiques jusqu'à haute énergie. Cette onde de choc va donc générer une émission gamma, soit directement dans les régions d'accélération (donc la "coquille" du reste) pour les supernovae jeunes comme RX J1713.7-3946 (voir Figure 2.4), soit dans les nuages moléculaires environnant, si les RC ont pu diffuser jusque là.

Les restes de supernova sont actuellement les meilleurs candidats pour expliquer l'accélération des rayons cosmiques galactiques. Il suffirait par exemple que 10% de l'énergie des supernovae soit converti en RC pour maintenir le niveau de flux actuellement observé sur Terre (étant donnée le taux connu de supernova) (BOSE et al., 2022). Le spectre d'émission gamma des SNR semble également dépendre de leur âge, avec les restes les plus jeunes plus visibles au TeV, et les restes plus anciens surtout visible au GeV (1-100 GeV). Les observations multi-longueurs d'onde permettent ainsi de suivre l'évolution des SNR, tout en apportant de précieuses informations sur les mécanismes d'émission. Des modèles hadroniques et leptoniques peuvent expliquer l'émission au TeV, mais la confrontation aux données GeV et X est souvent nécessaire pour valider ou infirmer les différentes hypothèses. Les observations X notamment permettent de sonder les conditions (champ magnétique, densité, émission thermique ou non) qui règnent à l'intérieur des SNR, et qui permettent de trancher sur les mécanismes d'émission dominant. BOSE et al., 2022 dressent un inventaire plus exhaustif des différents cas de figures.

Les nébuleuses de vent de pulsar Les pulsars sont des étoiles à neutrons en rotation rapide, formés par certaines supernovae. Ils sont détectables principalement en radio lorsque le jet qui en émane balaie dans la direction de la Terre, avec une périodicité très stable de l'ordre de la seconde à la milliseconde. Ces objets génèrent de très forts champs magnétiques et accélèrent électrons et positrons, qui vont alors émettre des photons radio par processus synchrotron, et certains sont également visibles en rayons X. Les pulsars ralentissent lentement au cours de leur existence, l'énergie rotationnelle étant typiquement transformée en accélération électromagnétique des particules émises.

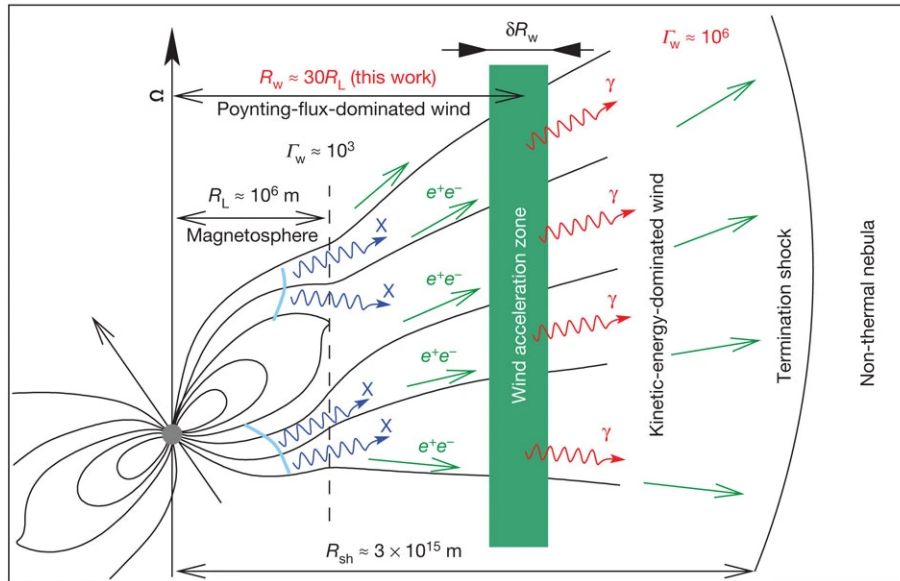


FIGURE 2.5 – Schéma de la production de photons gamma par le pulsar de la nébuleuse du Crabe, tirée de AHARONIAN et al., 2012

Des pulsations à très hautes énergies on pu être observées pour le pulsar de la nébuleuse du Crabe (VERITAS COLLABORATION et al., 2011).

Les vents d'électrons et de positrons ultra-relativistes éjectés par l'étoile à neutrons forment un choc terminal par interaction avec le MIS (et éventuellement le reste de supernova contenant le pulsar). En aval de ce choc, et dans la magnétosphère du pulsar, un plasma froid relativiste et magnétisé se forme, c'est cela qu'on appelle la nébuleuse de vent de pulsar (ou plérion) abrégée PWN (Pulsar Wind Nebula). Nous fournissons un schéma Figure 2.5 résumant le processus de production de photons gamma (et X) par les PWN à travers l'exemple de la Nébuleuse du Crabe. L'efficacité d'accélération des électrons et positrons par les PWNe en font l'origine très probable des RC leptoniques dans la Galaxie. L'émission de la nébuleuse dépend à la fois du spectre et de la puissance des particules injectées par le pulsar, et des propriétés du milieu ambiant, telles que le champ magnétique (pour l'émission synchrotron) et les divers champs de rayonnement (pour l'IC). Le pic de l'émission d'une PWN se trouve généralement entre l'optique et les rayons X (par émission synchrotron), et les signaux observés au GeV et au TeV sont le résultat d'une dispersion IC de photons de basse énergie (CMB ou IR) sur des électrons très énergétiques. La nébuleuse de pulsar la plus connue est sans doute la Nébuleuse du Crabe, objet de très nombreuses campagnes d'observation au TeV notamment.

Les particules constituant la nébuleuse restent confinées à l'intérieur du reste de la supernova ayant donné naissance au pulsar, ce qui peut conduire pour certaines sources dites "composites" comme G0.9+0.1 à une confusion de l'émission gamma due au reste de supernova et celle due à la PWN. Ces nébuleuses constituent la majorité des sources au TeV de la Galaxie. Celles que l'on observe sont en général d'âge moyen, c'est-à-dire relativement évoluées.

Les binaires gamma Les systèmes binaires sont un type de source relativement courant en rayons X, mais il en existe également qui sont plus visibles en rayons gamma, de nature différente, c'est pourquoi l'on distingue binaires X et binaires gamma (ou GRLB pour *Gamma Ray Loud Binary*). Seuls 10 tels objets, sur les 80 sources au TeV de la Galaxie, sont des systèmes binaires, on pourra consulter les revues CHERNYAKOVA et al., 2019; CHERNYAKOVA et al., 2020 et références incluses. Ces systèmes se constituent d'une étoile massive (de type spectral O ou Be) et d'un objet compact (étoile à neutrons ou trou noir), et l'émission gamma est vraisemblablement due à l'interaction entre les vents relativistes créés par l'objet compact, et les vents de particules non-relativistes ou le

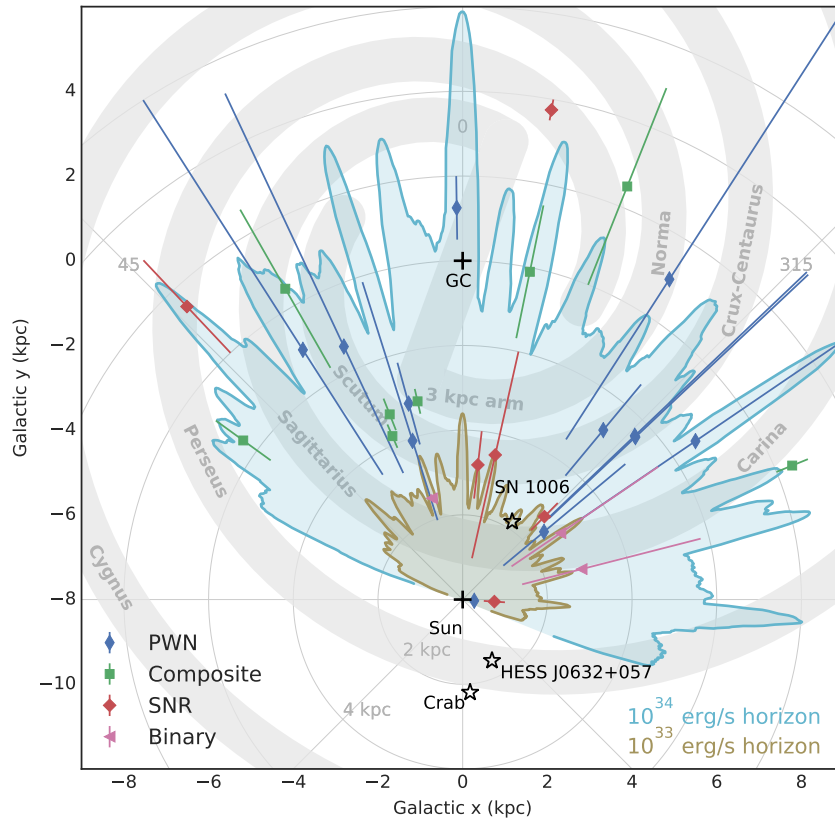


FIGURE 2.6 – Sensibilité du relevé HESS par rapport à la Galaxie en vue du dessus. Crédits H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2018c

champ de rayonnement de l'étoile compagnon. Cependant, pour la plupart de ces sources, la nature de l'objet compact ainsi que la géométrie du système restent inconnues. Il a été possible de mesurer les périodes de certains systèmes en observant leur évolution temporelle : les périodes orbitales vont de quelques jours à plusieurs dizaines d'années. On peut également citer une classe de binaires gamma appelée "micro-quasars" (comme SS 433 et Cyg X-1), où le matériau de l'étoile accrète sur l'objet compact, formant un disque d'accrétion et deux jets de matière collimatés, visibles en gamma ainsi que d'autres longueurs d'onde.

Les émissions diffuses à grande échelle Une émission gamma diffuse est présente sur l'ensemble du plan galactique observé par HESS, et plus particulièrement dans les régions centrales (voir dernière Section du présent Chapitre). L'émission diffuse centrale a été découverte dès 2006 par HESS (AHARONIAN et al., 2006a), et celle s'étendant sur tout le plan Galactique en 2014 (ABRAMOWSKI et al., 2014). Cette émission a trois origines possibles :

- l'interaction entre la matière d'un nuage dense avec les rayons cosmiques provenant d'un accélérateur proche. On s'attend ici à une corrélation entre ces structures et les observations en infrarouge et radio des-dits nuages.
- l'interaction entre la matière du MIS et la "mer" de rayons cosmiques, créant une émission beaucoup plus diffuse que la précédente, mais pour l'instant encore difficilement discernable
- l'émission gamma cumulée des sources trop faibles pour être résolues et des leptons de hautes énergies disséminés dans le MIS par ces sources.

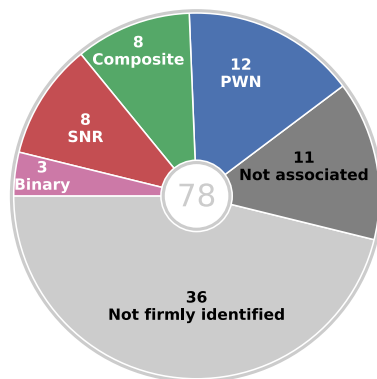


FIGURE 2.7 – Identification des 78 sources gamma détectées par HESS. Crédits H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2018c

2.4 Le centre de la Galaxie en rayons gamma

Si le centre de la galaxie (entendu comme la région des 10° centraux environ) est une région très lumineuse et très complexe en rayons gamma, on distingue néanmoins une source ponctuelle dont la position est compatible avec celle de Sgr A*.

2.4.1 La source au TeV HESS J1745-290

Historique Les premières observations d’une source au centre de la Galaxie sont effectuées par les imageurs Tcherenkov atmosphériques Whipple et CANGAROO. Pour Whipple, KOSACK et al., 2004 parvenaient alors tout juste à détecter une source ponctuelle avec une significativité de 3.7σ , compatible à $15'$ près avec la position de Sgr A*. Quant à CANGAROO-II, TSUCHIYA et al., 2004 revendiquèrent la détection d’une source brillante, mais possédant un spectre très mou (indice de l’ordre de 4), mesure qui n’a pas été reproduite depuis.

Les premiers résultats de HESS arrivèrent rapidement après (AHARONIAN et al., 2004b), confirmant la détection d’une source ponctuelle après 17 heures d’observations. On se référera à partir de maintenant à la source centrale à THE par **HESS J1745-290**. Ces résultats sont consolidés dès 2006 (AHARONIAN et al., 2006b), avec la détection de l’émission diffuse dans le CG (voir section suivante), et en 2009 (AHARONIAN et al., 2009) avec une nouvelle étude spectrale de la source, confirmant une coupure exponentielle à la source, ainsi qu’une recherche de variabilité. Sur le sujet de la variabilité, une campagne d’observations conjointes entre HESS et Chandra est menée dans les premières années d’opération de HESS, dans le but d’identifier des contreparties THE aux sursauts X de Sgr A* AHARONIAN et al., 2008b. En 2010 (ACERO et al., 2010), une étude poussée des effets systématiques permet d’améliorer la précision sur la position de HESS J1745-290, ainsi que de poser une contrainte sur son extension maximale. En 2016, H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2016 étudièrent les spectres de la source centrale et de l’émission diffuse, et proposent une origine commune des émissions issues d’un même PeVatron situé au centre de la Galaxie.

Par ailleurs, les télescopes Tcherenkov de l’hémisphère nord, MAGIC et VERITAS (voir Chapitre 4) ont également pu détecter la source centrale, bien que l’observant à grand angle zénithal. Voir ALBERT et al., 2006 ; MAGIC COLLABORATION et al., 2020 pour MAGIC, et ARCHER et al., 2014 ; ADAMS et al., 2021 pour VERITAS.

Description A l’heure actuelle, c’est l’observatoire HESS, situé dans l’hémisphère sud, qui est en mesure de fournir la mesure la plus précise de la source centrale. En effet, HESS possède un seuil en énergie plus bas que MAGIC et VERITAS en raison de sa situation dans l’hémisphère sud, ce qui permet de mieux contraindre le spectre de la source. De plus, HESS dispose de plus de temps d’observation, 260 heures pour la publication de 2018, H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2018a,

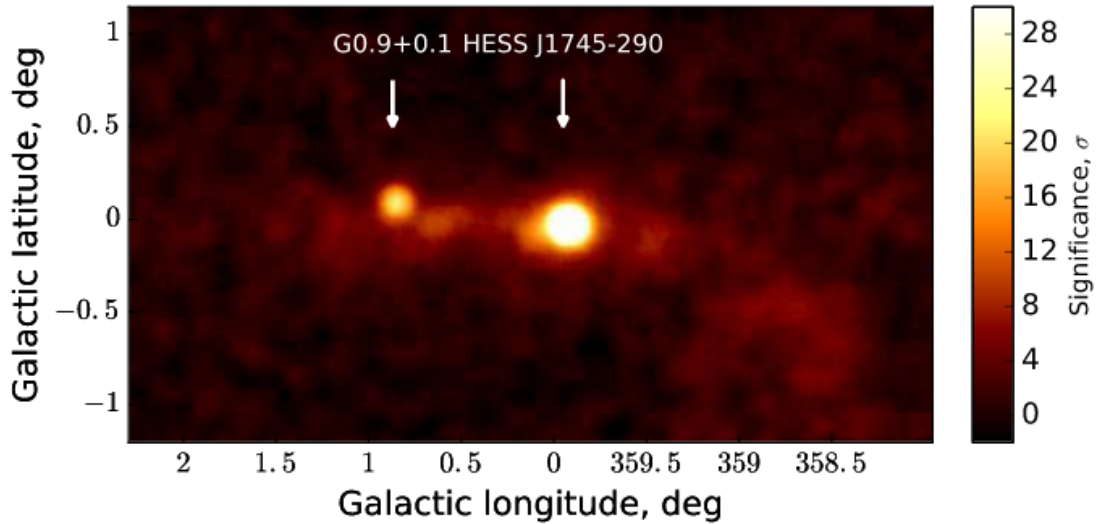


FIGURE 2.8 – Carte de significativité du Centre Galactique observé par HESS, avec les deux sources ponctuelles HESS J1745-290 et G0.9+0.1. Crédits H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2018a

contre une centaine pour les dernières analyses de MAGIC (MAGIC COLLABORATION et al., 2020) et de VERITAS (ADAMS et al., 2021). La Figure 2.8 montre la dernière image publiée par HESS du Centre Galactique, disposant de plus de 200 heures d’observation, et montrant clairement la source HESS J1745-290 ainsi que la source TeV associé au SNR composite G0.9+0.1 (connu comme HESS J1747-281).

A l’heure actuelle, la détermination la plus précise de **la position et de l’extension maximale** de la source en gamma au CG est celle publiée par HESS en 2010 (ACERO et al., 2010). La figure 2.9 montre la localisation de la source HESS (dans le cercle blanc en trait plein) par rapport à une image VLA du centre galactique (à 90 cm de longueur d’onde). Elle a reconfirmé la compatibilité de HESS J1745-290 avec Sgr A* (réticule) ainsi qu’avec la PWN G359.95-0.04 (WANG et al., 2006) (désigné par un triangle), tout en permettant d’exclure le reste de supernova SgrA Est comme origine de l’émission (masse noire sur l’image VLA). Dans des conditions optimisées, HESS parvient à déterminer la position du centre de la source à 13" près (cercle blanc en trait plein), et, en supposant une morphologie gaussienne étendue de la source, place une limite supérieure sur son extension à 1.2' (avec un niveau de confiance de 95%, cercle blanc trait-tillé pour le rayon de confinement à 95% correspondant).

Le **spectre** de HESS J1745-290 est décrit par une loi de puissance avec coupure exponentielle (AHARONIAN et al., 2009 ; H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2016), de la forme :

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

avec N la densité/flux d’événements (par unité de temps et unité de surface), E l’énergie reconstruite, E_0 l’énergie de référence (à 1 TeV), Φ la normalisation du flux, Γ l’indice spectral et E_{cut} l’énergie de coupure. La normalisation du flux à 1 TeV de la source est estimée à $(2.55 \pm 0.4) \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{TeV}^{-1}$ (H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2016). L’indice spectral est évalué à 2.14 ± 0.12 , et l’énergie de coupure à $10.7 \pm 4.1 \text{ TeV}$. On montre Figure 2.10 une figure tirée de l’étude MAGIC du CG de 2016 (AHNEN et al., 2017), montrant les différents points de flux obtenus sur la source centrale en fonction de l’énergie. Les différentes mesures restent compatibles à 1 sigma, constatant notamment à chaque fois la coupure du spectre vers 10 TeV. Le Chapitre 5, consacré à notre étude spectro-morphologique de HESS J1745-290, revient plus en détail sur ces différentes études.

Enfin, **aucune variabilité** n’est détectée à l’heure actuelle par HESS, ni à l’échelle de plusieurs années (AHARONIAN et al., 2009) (90 heures d’observation entre 2004 et 2006), ni sur des courtes

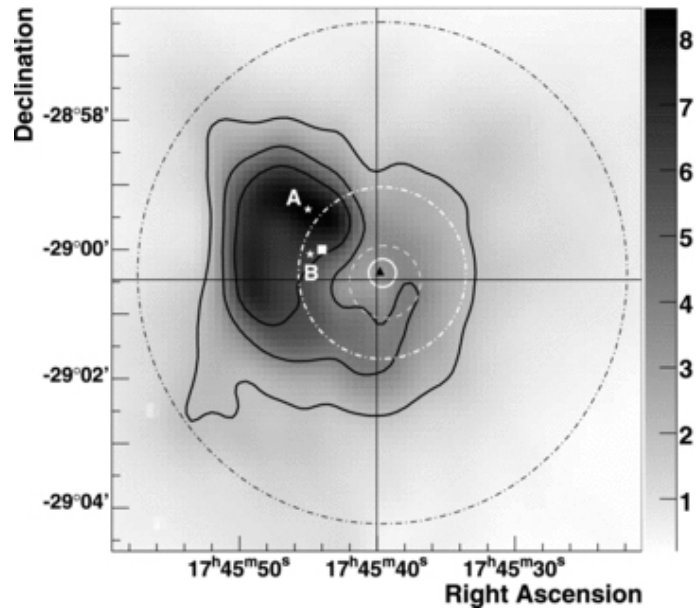


FIGURE 2.9 – Carte radio du CG, obtenue par le télescope VLA (longueur d’onde à 90 cm, voir LAROSA et al., 2000), sur laquelle on été rajoutées les localisations et extensions successives de HESS J1745-290. Tiré de ACERO et al., 2010 et références incluses. La position de Sgr A* est indiquée par le réticule, G359.95-0.04 par le triangle noir, le cercle blanc en trait plein représente le contour de confiance à 68% pour le centroïde de HESS J1745-290 (ACERO et al., 2010) et le cercle en pointillé la même chose d’après les résultats précédents de HESS (AHARONIAN et al., 2006b). Le cercle trait-tillé blanc montre le rayon de confiance à 95% de l’extension de HESS J1745-290, et le cercle trait-tillé noir montre le rayon de contenance à 68% de la PSF de HESS.

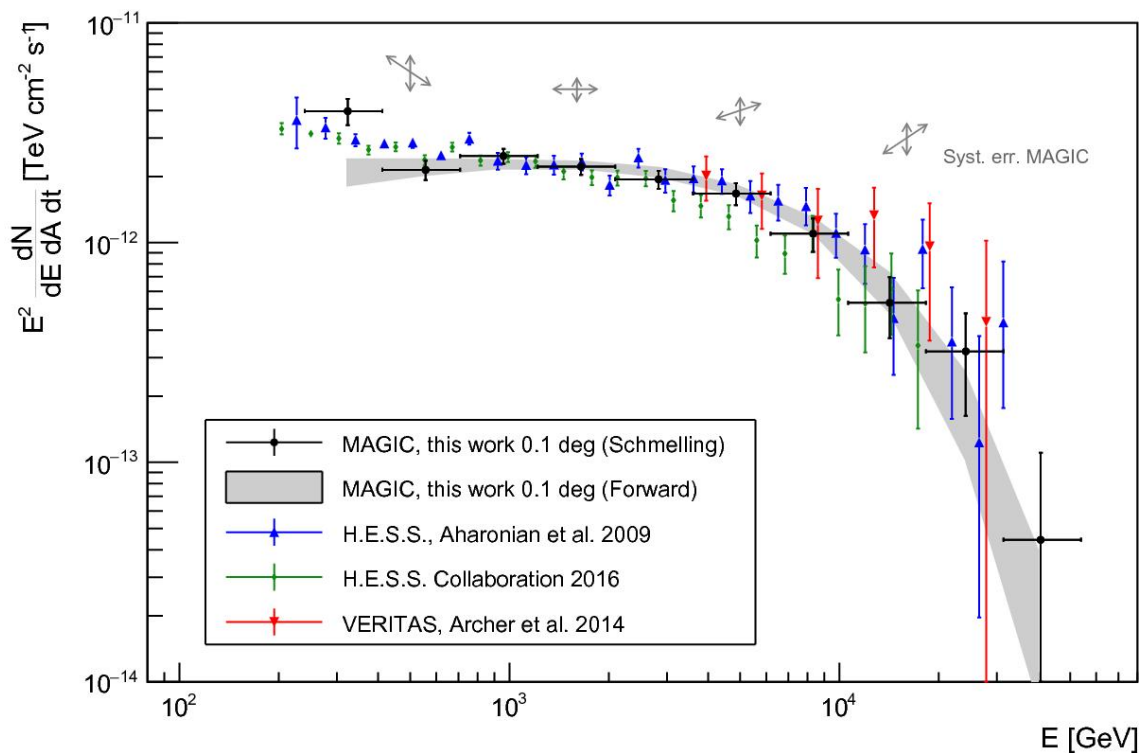


FIGURE 2.10 – Superposition des points de flux obtenus sur la source centrale par les différents observatoires Tcherenkov : HESS, MAGIC et VERITAS. Tiré de AHNEN et al., 2017

échelles, y compris durant les sursauts X observés par Chandra (AHARONIAN et al., 2008b). Les études menées par MAGIC (AHNEN et al., 2017) et VERITAS (ADAMS et al., 2021), plus récentes, font le même constat sur la non-variabilité de la source. On pourra se reporter au Chapitre 6 pour un compte rendu plus précis de la recherche de variabilité du CG au TeV.

2.4.2 Source au GeV

Si on s’attend à voir une contrepartie à HESS J1745-290 dans les bandes d’énergie directement inférieures et contiguës au domaine couvert par HESS, l’identification d’une telle source a été relativement compliquée, du fait de la résolution angulaire des instruments en question, qui devient très limitée à mesure que l’on descend en énergie. Une première détection a été effectuée par EGRET (HARTMAN et al., 1999 pour le troisième catalogue), mais contraignait assez mal la position de la source, qui incluait (avec le recul) plusieurs sources maintenant résolues, ainsi que de l’émission gamma diffuse.

Des progrès significatifs ont ensuite été réalisés avec le LAT à bord du Fermi Gamma Ray Space Telescope, lancé en 2008, mais des interrogations subsistent. Le premier catalogue Fermi, publié en 2010 (ABDO et al., 2010) détecte une source compatible en position avec Sgr A* et HESS J1745-290 : 1FGL J1745.6-2900c. Le spectre de cette source a été décrit par CHERNYAKOVA et al., 2011 comme étant bien représenté par une loi de puissance brisée entre 300 MeV et 100 GeV, avec une brisure à $E_b = 2.0_{-1.0}^{+0.8}$ GeV, et des indices à $\Gamma_1 = 2.20 \pm 0.04$ et $\Gamma_2 = 2.68 \pm 0.05$, respectivement avant et après la brisure du spectre. Ces résultats sont confirmés par une nouvelle étude spectrale et morphologique de la source (MALYSHEV et al., 2015), obtenue avec 6 ans de données, sur la source 2FGL J1745.6-2858 du second catalogue Fermi. Cette étude montre que la source est compatible en position et en spectre avec celle du premier catalogue, et ne présente pas de variabilité significative. Le troisième catalogue Fermi (ACERO et al., 2015) trouve quant à lui 7 sources dans le degré central autour de Sgr A*, et 2 à moins de 0.1° . La source la plus proche de Sgr A* est alors 3FGL J1745.6-2859c. Enfin, le quatrième catalogue 4FGL (ABDOLLAHI et al., 2020), identifie la source **4FGL J1745.6-2859** comme la plus proche de Sgr A*, dont la courbe spectrale est donnée Figure 2.11.

A la distance du CG, cette source ponctuelle possède une luminosité de $(2.61 \pm 0.05) \times 10^{36}$ erg s^{-1} sur la plage 0.1-500 GeV (CAFARDO et al., 2021), et son spectre entre 0.1 et 500 GeV est bien décrit par une loi log-parabole :

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha - \beta \log(E/E_0)}$$

Avec $\alpha = 2.59$, $\beta = 0.26$, $N_0 = 2.53 \times 10^{-12}$ $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}$ et $E_0 = 4.134$ GeV. Pour le spectre entre 0.06 et 0.3 GeV, CAFARDO et al., 2021 le modélisent par une loi de puissance d’indice -1.745 . Par ailleurs, ils remarquent que la localisation et l’extension de la source semble se rapprocher de la position de Sgr A* à mesure que l’énergie augmente.

Rétrospectivement, on peut penser que les 2 premiers catalogues avaient probablement associé plusieurs sources à une seule détection. Cela montre que la détection et l’identification d’une source ponctuelle au GeV associée à Sgr A* et à HESS J1745-290 est compliquée par la proximité des différentes sources, et dépend aussi fortement de la modélisation de l’émission diffuse sous-jacente (appelé Interstellar Emission Models, ou IEM).

Si les relevés HESS et Fermi-LAT ont aujourd’hui un bon recouvrement en gamme d’énergie, il reste difficile d’établir un lien clair entre les 4FGL J1745.6-2859 et HESS J1745-290. En effet, le spectre de la source 4FGL apparaît, au delà du GeV, nettement plus mou que celui de la source HESS. Nous montrons une comparaison entre les différents spectres (2FGL et MAGIC) Figure 2.10, le spectre de la source 2FGL J1745.6-2858 (MALYSHEV et al., 2015) étant comparable à celui de la source 4FGL associé à Sgr A*. Une interprétation simple conclurait par exemple que l’on observe là deux mécanismes d’émission gamma distincts, et donc potentiellement deux sources différentes. Cette discussion a préoccupé au premier chef les différents travaux tentant de modéliser cette ou ces émissions gamma, sur lesquels nous revenons en détail dans le chapitre suivant.

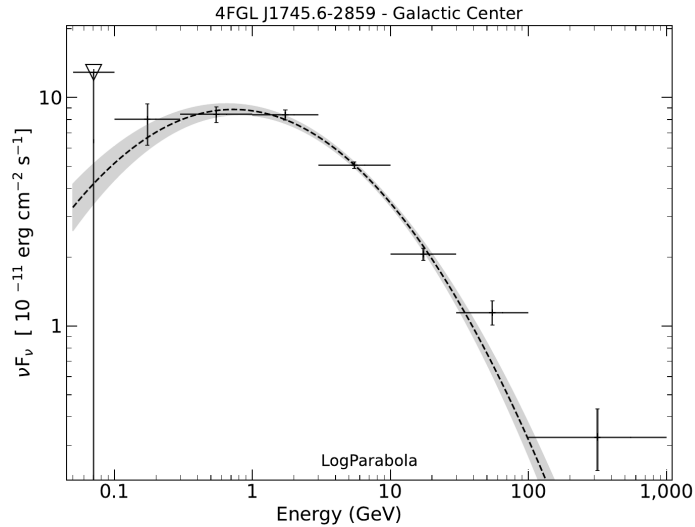


FIGURE 2.11 – Spectre de la source 4FGL J1745.6-2859 entre 0.1 et 1000 GeV. Courbe accessible via le [Catalogue 4FGL en ligne](#) ABDOLLAHI et al., 2020

2.5 Émission diffuse dans les 300 pc centraux

En soustrayant les deux sources ponctuelles principales (cf. Figure 2.8), la collaboration HESS a pu identifier dès 2006 la présence d’une émission gamma diffuse dans les 200-300 pc centraux de la Galaxie (AHARONIAN et al., 2006a). Cette émission suit relativement bien la distribution du gaz moléculaire dense dans la région, notamment telle que déduite de la distribution du gaz CS (voir TSUBOI et al., 1999), au moins dans le degré central, au delà duquel celle-ci semble modulée par un gradient prononcé.

Nous mentionnons la dernière publication HESS sur le sujet, H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2018a, qui sera notre étude de référence pour le Chapitre 5 notamment. Les résultats sont montrés Figure 2.12, par une carte de significativité des résidus après avoir retiré les deux principales sources ponctuelles HESS J1745-290 et G0.9+0.1 de la Figure 2.8 (on a retiré au signal le profil de chaque source telle que prédit par le modèle le mieux ajusté aux données par minimisation de vraisemblance). Cette étude, utilise plus de 200 heures d’observations ayant permis de mener une étude morphologique plus précise de l’émission, par l’ajustement d’un modèle 2D comprenant plusieurs composantes. Nous aborderons les méthodes d’ajustement dans le Chapitre 4 et les détails du modèle au Chapitre 5. Le contour du nuage de CS observé par TSUBOI et al., 1999 est visible en bleu sur la figure, et divers objets sont indiqués : on peut notamment voir HESS J1746-285 (croix noire), source détectée près de l’Arc Radio et du candidat nébuleuse de pulsar G0.13-0.11 détecté par Chandra (ZHANG et al., 2020), mais aussi des objets tels que Sgr B, C ou D, présents dans les observations de gaz moléculaires.

Le spectre de cette émission diffuse, qui fut entre autre l’objet d’étude de H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2016, est une loi de puissance d’indice 2.3 ± 0.2 , ne semblant pour l’instant pas présenter de coupure à haute énergie (voir Figure 2.13). Ce spectre est notamment compatible avec celui attendu pour une région accélérant des protons jusqu’au PeV sans coupure (du spectre de protons), faisant du Centre Galactique l’un des sites potentiels de production de tels RC (H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2016) (aussi appelé *PeVatron*). La brillance de la région ($-0.8^\circ \leq l \leq 0.8^\circ$) est mesurée à $1.7 \text{ TeV}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ à 1 TeV, et sa luminosité au dessus de 500 GeV est de l’ordre de $10^{35} \text{ erg s}^{-1}$.

L’évolution de l’intensité du flux gamma avec la distance (projetée) au CG est également une donnée d’intérêt dans H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2016, et est présentée Figure 2.13. Cette intensité dépendant entre autres de la densité de rayons cosmiques, il est possible de remonter à

cette dernière, moyennant les incertitudes non-négligeables sur la densité de matériau avec lequel les RC vont interagir (via des interactions proton-proton et la désintégration de pions neutres). La conclusion est que ce profil de densité des RC (d'énergie supérieure à 10 TeV) décroît avec la distance au CG, et que son évolution semble la mieux décrite par un modèle de densité en $1/r$. Cela a des implications sur la temporalité d'injection des rayons cosmique dans le MIS, notamment que cette injection pourrait avoir été continue sur un temps long, et qu'on aurait là un état stationnaire de la distribution de RC.

L'origine des rayons cosmiques "éclairant" la région du CMZ est également débattue. Le candidat le plus naturel est le trou noir supermassif Sgr A*, au voisinage duquel on suppose que des rayons cosmiques (hadrons et/ou leptons, voir Chapitre suivant) sont accélérés. On observe ensuite l'interaction de ces RC avec le milieu plus ou moins proche du trou noir sous forme d'une source gamma ponctuelle. Il est donc aisé de supposer qu'une partie (la majorité même) des particules hadroniques⁵ s'échappent bien au delà des quelques parsecs du CNR dans le CMZ, et peuvent ainsi être responsables de la production de rayons gamma à plusieurs centaines de parsec du CG. Toutefois, il existe d'autres objets dans cette région également capables d'accélérer de grandes quantités de rayons cosmiques, à savoir les restes de supernova. S'il a pu être supposé que l'excès au TeV pouvait être dû aux RC produits par une seule supernova âgée de 10 000 ans (AHARONIAN et al., 2006a), le fort taux de supernova dans la région, ainsi que des études ultérieures (MELIA et al., 2011) sur la capacité des RC à diffuser ont remis cette hypothèse en question. En 2017 une étude de JOUVIN et al., 2017 réexamine l'hypothèse d'une injection de RC dans le CMZ originant de multiples supernovae, en utilisant une distribution réaliste et un modèle de diffusion amélioré. Cette étude montrait a fortiori que l'impact de l'accélération due aux supernovae sur la densité de RC dans la région du CMZ n'était pas négligeable, surtout à grande distance du GC.

Enfin, un autre élément majeur de l'émission diffuse à haute énergie sont les bulles de Fermi (évoquées au premier Chapitre). Détectées initialement par le télescope Fermi-LAT (SU et al., 2010), il s'agit de structures visibles entre le GeV et la centaine de GeV, s'étendant sur 10 kpc de part et d'autres du plan Galactique. Les propriétés spectrales (évoquées au Chapitre 1, se caractérisant par un spectre dur et une coupure dès 100 GeV) indiquent une origine leptonique de cette émission, vraisemblablement par des processus IC. Les contreparties observées depuis en micro-ondes par WMAP (JONES et al., 2012) sont des arguments forts en faveur de cette hypothèse. Les contreparties en X observées par eROSITA (PREDEHL et al., 2020), émission d'origine thermique, favorisent elles plutôt un lien avec un épisode "actif" de Sgr A* (au sens d'un noyaux actif de galaxie). La principale question astrophysique derrière ces structures est celle de leur origine : comment un matériau énergétique à pu se retrouver si loin du plan Galactique? Comme évoqué au premier chapitre, une hypothèse viable serait un sursaut d'activité du CG, voire plus particulièrement du trou noir supermassif Sgr A*, dans un passé lointain (plusieurs centaines de million d'années) et pendant un temps long (plusieurs millions d'années) qui aurait conduit à une éjection massive d'électrons relativistes hors du plan Galactique.

5. Les leptons émettant une grande partie de leur énergie par rayonnement synchrotron, même dans le cas où ceux produits par Sgr A* ne seraient pas confinés, il est peut probable qu'ils restent suffisamment énergétiques après avoir parcouru une centaine de parsec.

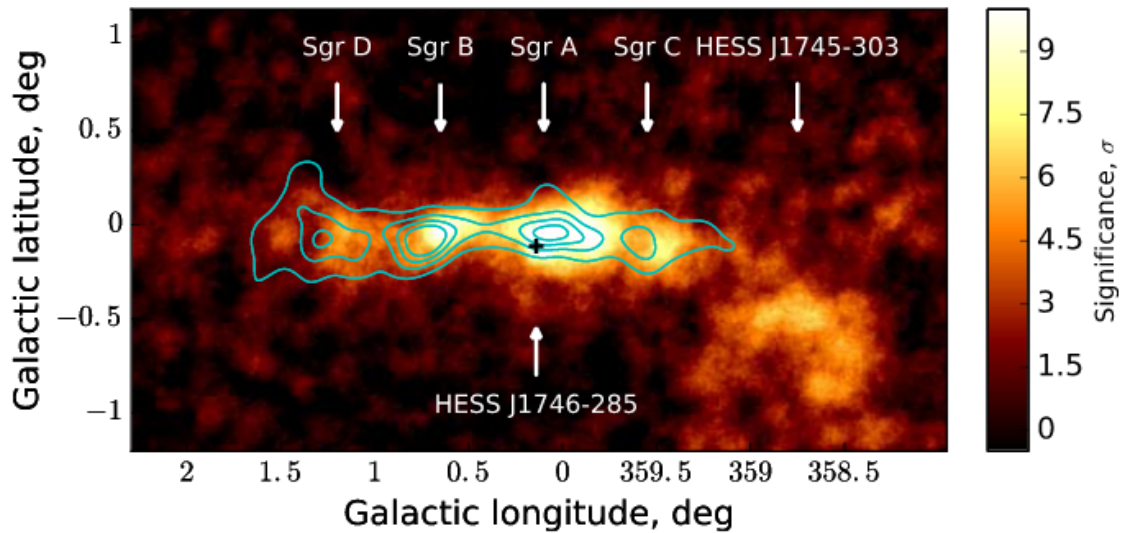


FIGURE 2.12 – Carte de significativité de la région centrale par HESS, où les deux sources ponctuelles principales ont été soustraites. Tiré de H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2018a

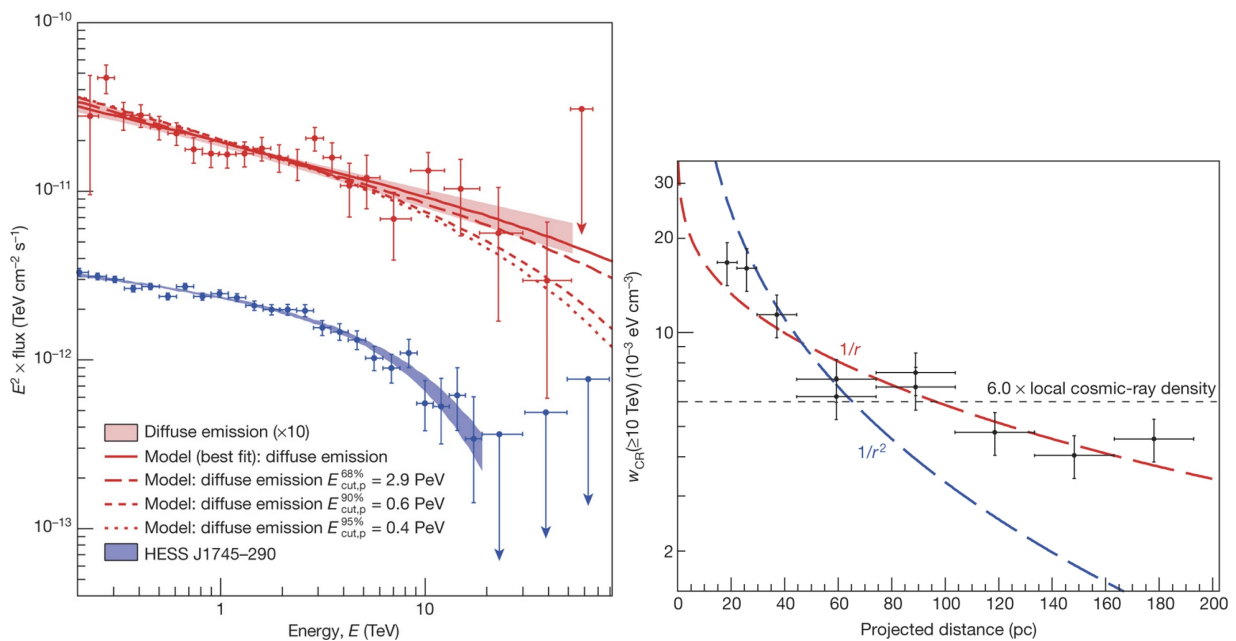


FIGURE 2.13 – Gauche : Spectre de l'émission diffuse (points rouges), les différentes courbes montrent le spectre prédit pour différentes hypothèses de coupure du spectre de protons injectés. L'hypothèse sans coupure est celle qui décrit le mieux les données. Droite : En noir, densité calculée de rayons cosmiques en fonction de la distance au CG projetée. Les deux courbes en tirets montrent deux modèles d'évolution de cette densité, avec le modèle en $1/r$ décrivant le mieux les données. Figures tirées de H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2016.

Chapitre 3

Étude phénoménologique du CG en rayons gamma

Sommaire

3.1	Modèles d'émission gamma	57
3.1.1	Sources potentielles de rayons gamma	58
3.1.2	Modèles d'émission impliquant Sgr A*	61
3.1.3	Conclusion sur les modèles	65
3.2	Modélisation de l'émission à THE	66
3.2.1	Motivations	66
3.2.2	Méthodologie	67
3.2.3	Scénarios	70
3.2.4	Résultats	71
3.3	Interprétations	77

Bien que les sources HESS et Fermi n'aient pour l'instant pas montré de signe de variabilité, la forte variabilité de Sgr A* aux autres longueurs d'ondes, aussi bien sur de courtes échelles de temps que sur de très longues échelles, conduit naturellement à s'interroger sur de possibles comportements variables à très hautes énergies pour les sources à THE. La découverte d'une variabilité comparable à celle de Sgr A* serait un argument fort en faveur de son association aux sources gamma connues.

Dans un premier temps nous passerons en revue les différentes hypothèses avancées pour expliquer l'émission gamma au TeV depuis sa détection en 2004, ainsi que l'émission au GeV découverte par Fermi en 2010. Certaines de ces hypothèses ont été rendues obsolètes ou partiellement obsolètes depuis leur publication, grâce à de nouvelles observations notamment, mais nous les évoquons malgré tout brièvement. Nous expliquerons notre choix de modèle pour les simulations faites dans ce chapitre, à savoir un modèle où l'émission est due à l'interaction entre des rayons cosmiques, accélérés dans les régions internes du disque d'accrétion du trou noir, et les nuages moléculaires dans une région de 1-3 pc autour de Sgr A*.

Nous examinerons ensuite différents scénarios d'évolution temporelle possibles sur le long terme de la source au TeV, pour différentes temporalités d'injection de particules. La dernière section détaillera notre méthodologie de simulation de l'émission GeV-TeV, puis présentera les résultats pour les différents scénarios considérés. Nous comparerons dans des chapitres ultérieurs les résultats de notre modélisation (notamment la morphologie de la source centrale et et son évolution temporelle) aux résultats de l'étude de la source HESS J1745-290 (Chapitre 5 et 6).

3.1 Modèles d'émission gamma

L'origine physique de l'émission gamma de haute énergie (c'est-à-dire au delà de la centaine de MeV) est encore incertaine. La principale difficulté est le manque de résolution angulaire des

instruments observant à ces longueurs d'onde (Fermi pour les GeV et les IACTs dont HESS pour les TeV par exemple, voir Chapitre suivant pour plus de détails sur ces instruments). La taille de la source au centre (au TeV) est contrainte à moins de 0.03° d'extension, ce qui ne permet pas de résoudre des structures de quelques parsecs. La région d'émission pourrait donc théoriquement toujours s'étendre sur plusieurs parsecs (voire dizaines de parsecs à basse énergie).

Dans cette section, nous ferons la distinction entre "la source HESS" (pour HESS J1745-290) et "la source Fermi" (pour 4FGL J1745.6-2859), pour souligner le fait que ce qui est observé par ces deux instruments n'est pas nécessairement dû au même objet ou processus d'émission. Nous verrons plusieurs exemples de modèles tentant de décrire les deux émissions par un même processus, ou deux processus ayant une origine commune, mais il est a priori nettement plus simple d'expliquer ces deux émissions par deux origines distinctes. S'il existe en effet de nombreux phénomènes pouvant expliquer un ramollissement d'un spectre, il n'existe pas de modèle *simple* pour expliquer, à l'aide d'un unique phénomène, un durcissement d'un spectre, comme c'est le cas ici.

3.1.1 Sources potentielles de rayons gamma

Dans un premier temps, nous abordons les hypothèses reliant l'émission au TeV et/ou au GeV à des objets distincts de Sgr A*, notamment la nébuleuse de pulsar G359.95-0.04 et le reste de supernova Sgr A Est. Les modèles impliquant Sgr A* sont abordés dans la sous-section suivante.

La PWN G359.95-0.04

Découverte par Chandra (WANG et al., 2006) dans les années 2000, et se trouvant à seulement 0.32 pc (en projection) de Sgr A*, la source G359.95-0.04 qui présente une émission X composée d'une source ponctuelle et étendue avec des spectres durs non thermiques, possède toutes les caractéristiques d'une nébuleuse de pulsar. Il est donc logique d'attendre une émission à haute et très haute énergies de sa part.

Peu après la détection par Chandra, HINTON et al., 2007 considèrent la possibilité que l'émission gamma observée par HESS au CG provienne de cette PWN. Leur modèle suppose un fort refroidissement par effet Compton inverse des électrons au sein du fort champ de radiation qui règne dans le CG. L'intensité du rayonnement ambiant et la relative faiblesse du champ magnétique dans la nébuleuse pourraient en effet expliquer la dureté du spectre de HESS J1745-290. Leur modèle parvient ainsi à reproduire les données HESS, mais également les données X de Chandra (voir Figure 3.1).

Cependant, l'arrivée des données Fermi montre l'hypothèse G359.95-0.04 sous prédit le flux aux énergies immédiatement inférieur à 100 GeV (CAFARDO et al., 2021). Cela signifierait déjà que la PWN n'est pas en mesure d'expliquer la source vue par Fermi. De plus, des observations plus récentes, notamment du magnétar SGR J1745-29 (KENNEA et al., 2013; MORI et al., 2013), ont conduit à une ré-évaluation de la valeur du champ magnétique dans les environs du CG, plus proche des quelques mG (EATOUGH et al., 2013). En supposant que G359.95-0.04 soit effectivement assez proche de Sgr A*, ce champ magnétique externe élevé implique que le refroidissement par effet synchrotron est bien plus important que supposé par HINTON et al., 2007. Cela signifierait donc que la PWN ne pourrait pas non plus expliquer l'émission observée par HESS. Cette éventualité poserait également problème pour expliquer les observations Chandra et Nustar (MORI et al., 2015), mieux expliquées par un champ magnétique plus faible.

Il n'est toutefois pas exclu que HESS J1745-290 soit principalement due à G359.95-0.04, en supposant que l'objet se trouve suffisamment en avant du CG. KISTLER, 2015 suggère ainsi qu'une distance réelle de 1 pc serait suffisante pour s'éloigner de l'intense champ magnétique qui règne proche de Sgr A*, et donc réunir les conditions supposées par le modèle de HINTON et al., 2007. Au-delà de cette distance, il est probable que le champ de rayonnement devienne trop faible pour produire assez de photons gamma par effet IC.

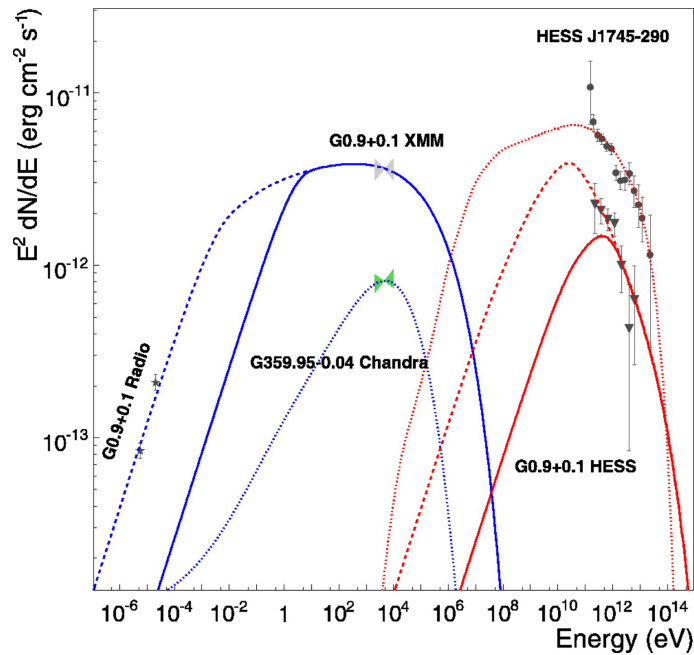


FIGURE 3.1 – Comparaison des spectres X et gamma de G359.95-0.04 et de G0.9+0.1. Source : HINTON et al., 2007

Le SNR Sgr A Est

Dans le Chapitre 1 nous avons rapidement décrit Sgr A Est comme un reste de supernova, émettant par processus synchrotron en radio, mais également en X dans une cavité interne à la "coquille radio", indiquant la présence d'un plasma chaud. Il est donc attendu que cet objet émette également en rayons gamma de haute énergie, à la manière des nombreux autres SNR observés (voir Figure 3.2). Tous les restes de supernova n'émettent toutefois pas de la même façon. Certains sont d'avantage visibles au TeV, comme RX J1713, donc observables surtout par HESS, MAGIC ou VERITAS, tandis que d'autres émettent principalement au GeV, et donc ne sont visibles qu'avec Fermi. La tendance semble d'être au ramollissement (et décalage) du spectre avec l'âge de la supernova. Sgr A Est se trouvant entouré d'objets pouvant également rayonner aux hautes et très énergies, il n'est a priori pas évident d'isoler la contribution propre au SNR.

Cependant, l'étude menée par HESS en 2010 (ACERO et al., 2010) sur la position et l'extension de HESS J1745-290 a conclu que cette source ponctuelle n'était pas compatible avec une émission due à Sgr A Est (voir Chapitre précédent). Il n'est pas impossible en revanche que l'émission étendue d'environ 0.1° détectée par H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2018a contienne une contribution de Sgr A Est. Son âge apparent (environ 10 000 ans) et le fait qu'il semble être en interaction avec le nuage 50 km/s suggèrent que Sgr A Est possède une émission importante au GeV. Ainsi, la contribution de Sgr A Est à la source Fermi a toujours été une hypothèse vraisemblable dans la mesure où la résolution de l'instrument ne permettait pas de distinguer plus précisément l'association spatiale de la source. L'étude la plus récente sur la source 4FGL J1745.6-2859 (CAFARDO et al., 2021) affirme que la précision du Fermi-LAT au delà de 300 MeV est suffisante pour exclure Sgr A Est comme origine de la source. Cependant, dans la mesure où la limite supérieure sur l'extension de la source Fermi reste de l'ordre de 0.05° au delà de 10 GeV (soit deux fois plus que HESS au-delà de 100 GeV), cette source recouvre toujours une partie non-négligeable de la SNR.

L'intérêt de considérer la contribution de Sgr A Est est qu'il s'agit du modèle le plus simple pouvant expliquer la "mollesse" du spectre observé par Fermi. En effet, si l'on suppose que l'émission du SNR domine en dessous de la centaine de GeV, et que son spectre coupe rapidement ensuite pour laisser place à l'émission provenant de Sgr A*, ses environs ou G359.95-0.04, on peut beaucoup plus facilement expliquer l'émission GeV et TeV qu'avec les modèles hadronique et hybrides mentionnés

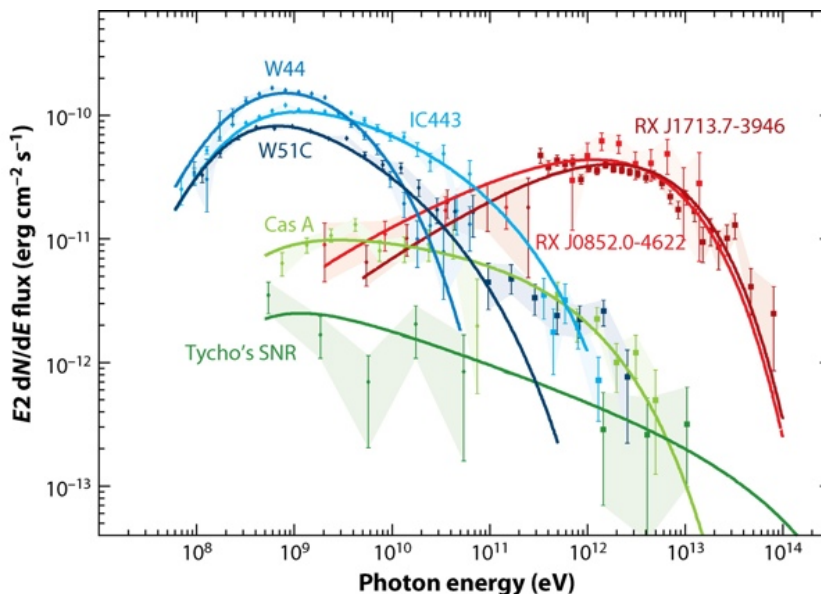


FIGURE 3.2 – Spectres de différents restes de supernova, les points de flux photoniques sont indiqués par les points, et les modèles d'émission (hadroniques) ajustés sont montrés en traits pleins. En vert sont indiquées deux supernova très jeunes (< 1000 ans) dont le flux est encore relativement faible. En rouge se trouvent RX J1713 et Vela Jr qui ont environ 2000 ans (toujours considérées "jeunes") qui montrent des spectres très durs ne coupant qu'au-delà de 10 TeV. Enfin, des supernova "d'âge moyen", ie environ 20 000 ans, sont indiquées en bleu, et sont détectées par interaction avec des nuages moléculaire. Source FUNK, 2015

précédemment.

Des pulsars autour du CG

Si le spectre gamma des pulsars et pulsars milliseconde (MSP) est généralement décrit comme une loi de puissance coupant au-delà de quelques GeV, leur concentration dans les amas globulaires conduit à une certaine variété de spectres de ces derniers (voir BEDNAREK et al., 2013 et références incluses). C'est en se basant sur cette variabilité que BEDNAREK et al., 2013 tentent de modéliser l'émission de haute énergie du CG. La combinaison de plusieurs amas globulaires aux populations de MSP différentes (et donc avec des spectres plus ou moins durs, coupant à plus ou moins haute énergie) pourrait permettre de reproduire le spectre mou observé par Fermi en dessous de la centaine de GeV. CAFARDO et al., 2021 soulignent qu'une étude détaillée du spectre de 4FGL J1745.6-2859 est nécessaire pour vérifier la viabilité de ce modèle.

De plus, les vents d'électrons produits par la forte concentration de MSP pourrait expliquer l'émission au TeV par effet IC. On peut toutefois souligner que le fort champ magnétique qui règne dans le parsec central peut, comme pour G359.95-0.04, fortement limiter la quantité d'énergie pouvant être rayonnée par effet IC, au profit d'une forte émission synchrotron en rayons X.

L'amas d'étoiles central

Les leptons et hadrons de haute énergie nécessaire pour l'émission gamma du CG pourraient également être produits par les très nombreux objets stellaires jeunes et massifs de l'amas globulaire central. C'est cette hypothèse qu'explorent QUATAERT et al., 2005, en supposant que les vents stellaires issus des étoiles massives sont capables d'accélérer efficacement des électrons à des énergies relativistes, qui peuvent ensuite produire des photons jusqu'à 10 TeV par effet IC. Cependant, ce modèle ayant été développé avant les premières données Fermi, il n'explique pas le spectre observé

par Fermi, bien qu'il prédise un flux synchrotron associé coupant vers 8 GeV (mais a priori invisible derrière le flux actuellement observé par Fermi).

Par ailleurs AHARONIAN et al., 2019 proposent que la production de rayons cosmiques de très haute énergie comprenne une importante contribution des objets stellaires, a fortiori dans le centre galactique, où la distribution spatiale des rayons cosmiques s'apparente à celle qui semble être observée au voisinage de certains amas d'étoiles jeunes.

A

3.1.2 Modèles d'émission impliquant Sgr A*

Dans le flot d'accrétion de Sgr A*

AHARONIAN et al., 2005a montrent que la faible luminosité bolométrique de Sgr A* permet à la région du flot d'accrétion d'être transparente aux photons de haute énergie (jusqu'à la dizaine de TeV), ce qui fait du voisinage immédiat du trou noir un candidat compétitif pour l'accélération des particules et la production d'un signal gamma. En effet, pour la plupart des noyaux actifs de galaxie et des trous noirs de masse stellaire, le champ de rayonnement ambiant (IR typiquement) absorbe les photons de haute énergie par interaction photon-photon. Il est donc possible que l'émission au GeV-TeV observée provienne des régions proches de l'horizon des événements ou des régions internes du flot d'accrétion. Parmi la liste de procédés évoqués, AHARONIAN et al., 2005a retiennent trois mécanismes capables de produire le signal observé au TeV.

Un premier modèle propose que les photons gamma soient produits par des protons accélérés (jusqu'à environ 1 EeV) et interagissant avec des photons mm-IR par un processus photon-meson. Ce processus est relativement peu efficace mais peut produire le flux de photons au TeV si les protons retiennent une énergie de l'ordre de 10^{38} erg s⁻¹, ce qui est très inférieur à la luminosité d'Eddington du trou noir¹.

Un second modèle hadronique suppose des protons de basse énergie accélérés par des champs électriques près de l'horizon des événements et les chocs dans le flot d'accrétion. L'émission de photons se fait ensuite par interaction proton-proton, avec production et désintégration de π^0 , entre le matériau du flot d'accrétion et des protons accélérés à plus de 10 TeV. Il requiert toutefois une puissance de 10^{39} erg s⁻¹ donnée aux protons (toujours sous la luminosité d'Eddington). Ce modèle prédit une forte corrélation entre les flux X, IR et TeV et la possibilité de sursauts au TeV de l'ordre de l'heure.

Enfin, des électrons accélérés à des énergies bien supérieures au TeV, et concentrés dans les quelques rayons de Schwarzschild centraux, pourraient produire une émission gamma telle qu'observée par HESS. De tels électrons émettent un rayonnement de courbure piquant autour du GeV, et un rayonnement inverse Compton piquant autour de 100 TeV. Si ces photons ne peuvent s'échapper de la source, leurs interaction avec le champ de rayonnement IR est à l'origine de cascades électromagnétiques qui peuvent produire les photons détectés par HESS. Cette étude ayant été faite avant la publication des premiers résultats de Fermi, les différentes prédictions de flux au MeV-GeV diffèrent des observations de CAFARDO et al., 2021. En particulier, si les modèles hadroniques sousprédisent le flux au GeV, le modèle leptonique lui le surprédit, et ne peut donc pas être utilisé pour expliquer l'émission au TeV non plus.

En revanche, le modèle leptonique de KUSUNOSE et al., 2012, établit avec les données Fermi de CHERNYAKOVA et al., 2011 permet d'expliquer les observations du GeV au TeV. Dans ce modèle, les électrons sont accélérés par les nombreux sursauts infrarouges et X de Sgr A*, puis s'échappent pour s'accumuler dans une région de 10^{18} cm de rayon, où le champ magnétique descend en-dessous de 10^{-4} G. Ils produisent des rayons gamma par IC avec des photons mous émis par les étoiles proches et la poussière ambiante. Cependant, si ce modèle explique mieux les données Fermi que les précédents, il n'explique probablement pas les données HESS du fait du changement d'indice spectral autour des quelques centaines de GeV. De plus, ce modèle ne discute pas de la contribution

1. C'est même inférieure à l'énergie dissipée dans le flot d'accrétion, estimée à 10^{39} erg/s (WANG et al., 2013)

des hadrons qui doivent être accélérés par le même phénomène et peuvent contribuer aux plus hautes énergies.

Les vents d'électrons produit par Sgr A*

Une autre hypothèse, avancée par ATOYAN et al., 2004, suggère un lien fort entre l'émission aux rayons X et au TeV. Ce modèle considère un régime de flux d'accrétion dominé par l'advection (ADAF, Advection Dominated Accretion Flow) autour du trou noir. L'émission radio/submillimétrique synchrotron est issue d'électrons accélérés par processus de Fermi du second ordre par la turbulence magnéto-hydrodynamique (MHD) dans une couronne magnétisée turbulente dans les 20 rayons de Schwarzschild du SMBH. Les éruptions en rayons X sont elles produites dans les orbites stables les plus internes de l'ADAF où les instabilités créent des bouffées d'électrons (distribués en énergie comme une loi de puissance) via l'accélération de Fermi de premier ordre. Les émissions stables en X et au TeV viennent elles du vent MHD de l'ADAF qui alimente une sorte de plérion dans lequel les électrons sont accélérés au niveau du choc terminal du plérion à environ 3×10^{16} cm du SMBH.

Ce modèle n'explique cependant pas le signal observé entre le MeV et le GeV, d'après CAFARDO et al., 2021. Ils soulignent de plus qu'en prenant en compte le rayonnement de freinage dans Sgr A Ouest et un plérion de plus grande taille (donc dans une région de 1 pc, contre 0.03 pc précédemment), l'émission observée par Fermi reste sous-estimée par un ordre de grandeur.

Des observations Chandra (WANG et al., 2013) ont par ailleurs montré que l'émission X quiescente était de nature thermique et non synchrotron, comme supposé par ATOYAN et al., 2004. Le flot d'accrétion chaud est donc responsable de la partie stationnaire de l'émission X, tandis que les sursauts sont bien causés par des processus synchrotron, mais se produisant à bien plus faibles distances de Sgr A*. L'existence d'un plérion n'est toutefois pas exclue, mais il faut désormais prendre en compte les contraintes établies par les observations Fermi.

L'interaction entre rayons cosmiques et nuages moléculaires denses

Principe Les interactions proton-proton évoquées plusieurs fois ici peuvent également avoir lieu à de plus grandes distances du trou noir, comme cela a été proposé pour la première fois par AHARONIAN et al., 2005d. Il est en effet attendu qu'une partie considérable des rayons cosmiques (hadroniques) accélérés près de Sgr A* se propagent relativement loin dans le MIS, et potentiellement à terme dans toute la Galaxie. La dizaine de parsecs centraux étant riche en matériel moléculaire, l'émission au TeV et au GeV pourrait être principalement due à l'illumination de nuages de matières proche de Sgr A* par les protons accélérés par ce dernier. Ce type d'émission va dépendre de plusieurs facteurs : l'énergie totale et le spectre d'injection des rayons cosmiques, mais également leur mode de propagation (qui dépend a priori de l'énergie des protons et des champs magnétiques et de leur orientation). Tout aussi importante est la densité et la morphologie du gaz dense. Cette morphologie est si complexe qu'il est régulièrement suggéré qu'une description plus fine de l'émission à THE permettrait de mieux décrire ces nuages.

Différents modèles Les calculs de AHARONIAN et al., 2005d établissent qu'avec une densité de gaz de l'ordre de 10^3 cm^{-3} , et un temps caractéristique d'interaction p - p de $t_{pp} \simeq 5 \times 10^4$ ans environ, la luminosité gamma maximum est atteinte après une injection de protons continue sur environ 10^5 ans. Les particules sont alors complètement confinées et convertissent un tiers de leur énergie en pions neutres (et donc en photons gamma). Cependant, les protons vont dans les faits pouvoir s'échapper, d'autant plus que leur énergie est élevée et que le champ magnétique est faible : le temps d'échappement s'exprime comme $t_{esc} \sim 3 \times 10^5 (E/100 \text{ TeV})^{-1} (B/100 \mu\text{G})$ ans. On a donc un processus de diffusion dépendant de l'énergie, qui va avoir tendance à supprimer les populations de protons (et les photons) de plus haute énergie (≥ 100 TeV pour les protons), comme on peut le

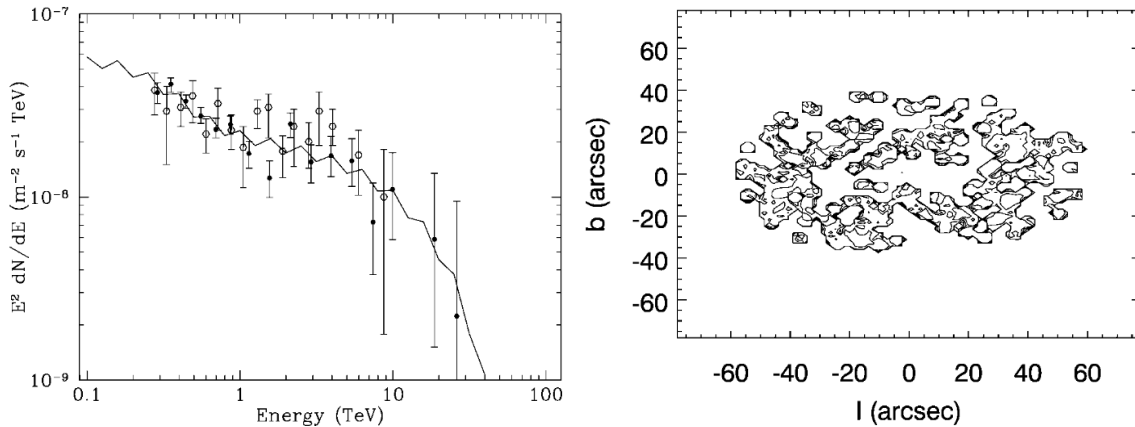


FIGURE 3.3 – Gauche : spectre d'émission gamma simulé en trait plein, les points creux représentent les données HESS de 2003 AHARONIAN et al., 2004b et les points "pleins" les données HESS jusqu'en 2005 AHARONIAN et al., 2006b Droite : carte en flux simulée pour la bande 1-10 TeV. Les contours indiquent les densités en nombre de coups de 10^{-15} à 10^{-9} $s^{-1}m^{-2}$. Tirées de BALLANTYNE et al., 2007

constater dans les spectres mesurés de HESS (AHARONIAN et al., 2009; H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2016).

Des simulations de trajectoires de protons effectuées par BALLANTYNE et al., 2007 ont montré que l'interaction des protons avec l'anneau circumnucléaire peut reproduire le spectre de HESS entre 0.1 et 100 TeV (voir Figure 3.3) si le spectre d'injection des protons est d'indice environ 0.75, ce qui est particulièrement dur. En termes de morphologie, on montre Figure 3.3 les contours du flux entre 1-10 TeV simulé par BALLANTYNE et al., 2007, qui suivent assez nettement la morphologie de l'anneau circumnucléaire (bien qu'il n'existe pour l'instant pas d'instrument observant à ces énergies avec une telle résolution). Ces simulations montrent également que deux tiers des protons ne rencontrent pas le CNR, et peuvent diffuser dans le MIS pour contribuer à l'émission gamma diffuse le long du CMZ.

Quelques années après, LINDEN et al., 2012 s'intéressent également à la morphologie de l'émission gamma (entre 100 MeV et 100 TeV) dans l'hypothèse où des hadrons interagiraient avec la distribution de matière connue dans les quelques parsecs centraux. Cet article corrobore les résultats de BALLANTYNE et al., 2007 selon lesquels l'émission gamma suit principalement la distribution de gaz dense, et en particulier l'anneau circumnucléaire.

Le modèle de BALLANTYNE et al., 2007 est antérieur à la publication des premières données Fermi, et disposait seulement des données EGRET dans la bande MeV-GeV, qui contient plusieurs sources aujourd'hui distinguées par Fermi. Les modèles de AHARONIAN et al., 2005d; BALLANTYNE et al., 2007 n'expliquent pas le spectre observé par Fermi (CHERNYAKOVA et al., 2011), ce qui n'est pas a priori un problème dans le cas où le flux est seulement sous-estimé et l'on considère que la source FERMI n'est pas directement reliée à la source au TeV.

La première publication des résultats de Fermi par CHERNYAKOVA et al., 2011 comprenait un nouveau modèle pour l'émission gamma à partir des rayons cosmiques accélérés par Sgr A*, adapté du modèle de BALLANTYNE et al., 2007. Dans ce modèle, le changement d'indice spectral entre le GeV et la TeV, est expliqué par le régime de propagation des protons qui change radicalement avec l'énergie. Ainsi, si les protons de basse énergie continuent de se propager en diffusant dans le MIS, au-delà d'une certaine énergie la propagation se ferait en régime balistique, ce qui limiterait considérablement le temps passé par les protons dans la zone d'interaction avec les nuages denses. Cela pourrait expliquer pourquoi l'indice spectral observé au niveau de la centaine de GeV (transition entre Fermi et HESS) est si élevé : avant les protons sont assez confinés pour émettre un spectre dur, et après, leur propagation rectiligne garantit également un spectre non-déformé, mais lors de

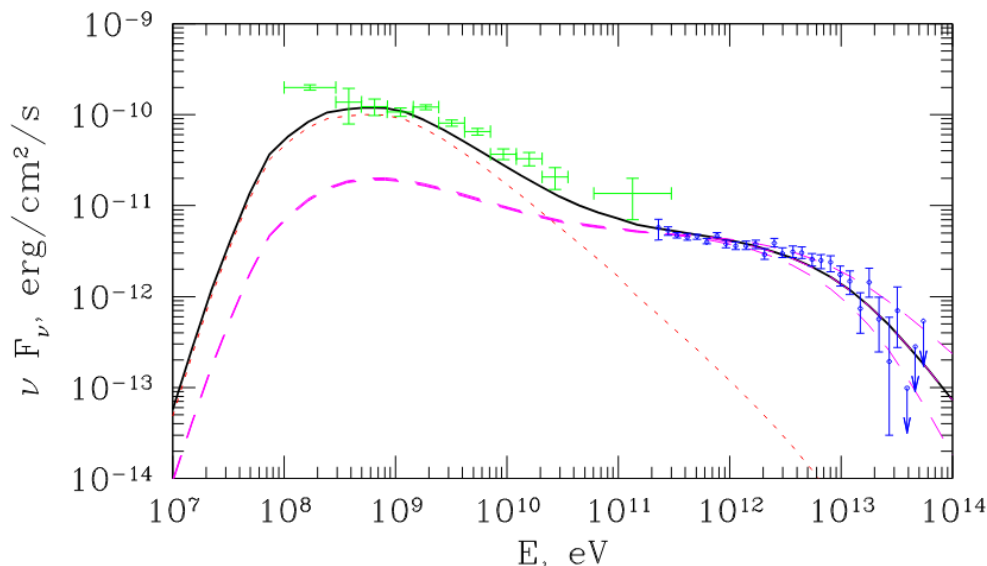


FIGURE 3.4 – En vert les données Fermi (CHERNYAKOVA et al., 2011), en bleu les données HESS (AHARONIAN et al., 2009), en pointillés rouges, le spectre dû au sursaut récent, et en tirets magenta le spectre de l’injection persistente. Tiré de CHERNYAKOVA et al., 2011

la transition de régime, le spectre devient nettement plus pentu (voir courbe magenta de la Figure 3.4, ce n’est pas assez pour expliquer les données.).

Enfin, comme discuté dans l’étude de BALLANTYNE et al., 2011, les protons de haute énergie restant brièvement dans la région avant de s’échapper, ils sont nettement plus jeunes que ceux de basse énergie, et peuvent donc rendre compte de variations plus récentes du taux d’injection. La solution pour expliquer le spectre bimodal du CG serait donc, selon CHERNYAKOVA et al., 2011, la superposition d’une injection stationnaire ancienne (plus de 10 000 ans, discussion dans AHARONIAN et al., 2006a) et d’un sursaut datant d’il y a environ 300 ans (tel que discuté dans CLAVEL et al., 2013). Cette solution est présentée Figure 3.4, qui montre que les photons au TeV sont associés à l’injection persistante², et que ceux en dessous de la centaine de GeV proviennent d’une éruption vieille de quelques siècles. On précise toutefois que les temps d’échappement de protons supposés dans ces différents travaux dépendent de la modélisation de la diffusion de ces derniers, question encore assez débattue.

Le modèle développé dans CHERNYAKOVA et al., 2011 est ensuite repris et revu par FATUZZO et al., 2012 qui examinent plusieurs de ses hypothèses. Notamment, ils remettent en question la notion d’énergie constante des protons après injection. C’est une hypothèse courante car on suppose souvent que le taux d’interaction proton-proton est trop faible pour modifier le spectre du rayonnement cosmique issu de Sgr A*. Leur modèle cherche donc à réévaluer la dépendance en énergie du coefficient de diffusion, et parvient à reproduire les données HESS et Fermi en superposant une émission provenant du tore du CNR (émission au GeV) et une émission provenant d’une région appelée "wind zone"³ plus large et moins dense (émission au TeV). En considérant deux zones d’émission distinctes, ils montrent qu’il n’est pas nécessaire de convoquer une variabilité de Sgr A* pour reproduire les spectres de Fermi et HESS.

La base de notre modèle Enfin, GUO et al., 2013 étudient la possibilité d’un modèle hybride dans lequel des électrons et hadrons sont accélérés par Sgr A*. Ce modèle explique l’émission au TeV comme précédemment (par interaction pp jusqu’à plusieurs pc de Sgr A*), mais qui suppose une origine leptonique au spectre observé par Fermi (par processus IC sur le fond de photons local).

2. Les protons de haute énergie se sont pour la plupart échappés au bout de quelques décennies ici.

3. Région où le vent des étoiles de l’amas central domine.

L'intérêt de ce modèle est qu'il permet notamment une explication plus naturelle du spectre bimodal. De plus, il suppose que le flux observé (du GeV au TeV) est dû à un sursaut ayant eu lieu il y a quelques centaines d'années, ce qui est particulièrement intéressant au regard de l'activité passée du CG, mise en lumière par les observations en rayons X (voir CHUARD et al., 2018 et Chapitre 1).

Son principe est le suivant : une population d'électrons et de protons est injectée instantanément pendant une éruption (ou flare) du CG et vont ensuite diffuser dans le milieu ambiant. L'équation de diffusion à résoudre s'écrit pour les protons :

$$\frac{\partial \phi_p}{\partial t} = \frac{D(E)}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \frac{\partial \phi_p}{\partial r} + N(E) \delta(t) \delta(\mathbf{r})$$

Avec $\phi(r, E, t)$ le flux propagé, $D(E)$ le coefficient de diffusion, $N(E)$ le spectre d'injection des particules. Le taux de pertes d'énergie est lui négligé dans le cas des protons, mais pris en compte pour les électrons. La solution ϕ_p à une injection instantanée s'écrit comme :

$$\phi_p(r, E, t) = A_p(E) \exp\left(-\frac{r^2}{d_p^2}\right)$$

avec A_p un coefficient dépendant de l'énergie de la particule, et d_p une distance caractéristique dépendant aussi de l'énergie, correspondant à un rayon de diffusion que l'on décrira plus loin.

Le spectre d'émission gamma est ensuite calculé en intégrant sur une région de rayon 3 pc (avec une densité moyenne en proton supposée à 10^3 cm^{-3}) pour les processus hadroniques (collision pp), et dans un rayon de 1.2 pc pour les processus leptoniques (IC principalement).

Un point important de ce modèle vis à vis de notre travail est qu'il permet une modélisation relativement simple de l'évolution des populations de rayons cosmiques, notamment en ce qui concerne les protons. GUO et al., 2013 donnaient ainsi un aperçu des évolutions temporelles à long terme de l'émission gamma de haute énergie prédites par leur modèle.

C'est donc ce modèle que nous réadapterons dans la dernière section de ce chapitre. Nous voulons évaluer la dépendance temporelle qu'il prédit en tenant compte cette fois-ci de la distribution de matière (à partir du travail de FERRIÈRE, 2012), et en particulier du CNR, mais aussi des variations séculaires de la luminosité de Sgr A* telles que modélisées dans CHUARD et al., 2018. En particulier, nous reprendrons de GUO et al., 2013 leur modélisation de la diffusion des protons dans les 10 pc centraux.

Bilan Les trois modèles précédents sont représentés sur la Figure 3.5, tirée de l'étude MAGIC du CG en 2017 (AHNEN et al., 2017). Cette figure utilise les anciennes données Fermi (MALYSHEV et al., 2015), qui sur-évaluent le flux en dessous de 300 GeV par rapport à CAFARDO et al., 2021, ce qui est attendu puisque que plusieurs sources connues aujourd'hui y étaient alors confondues (voir Chapitre précédent). Bien qu'étant moins prononcée la forme bimodale reste présente avec les dernières analyses des données de FERMI. Ces modèles sont toujours des explications valides, et l'hypothèse d'une interaction entre rayons cosmiques et nuages moléculaires nous semble la plus pertinente des trois évoquées dans cette sous-section, ainsi que la seule qui pourrait expliquer les sources HESS et Fermi ensemble (si l'on inclut les électrons et leur émission gamma). Elle a l'avantage de pouvoir être reliée de façon cohérente à l'émission au TeV à plus grande échelle, et permet de relier les émissions de FERMI et HESS à une unique et même origine.

3.1.3 Conclusion sur les modèles

Le modèle qui nous a paru le plus pertinent à étudier par simulation est celui d'une diffusion de rayons cosmiques créant une émission au TeV par interaction avec les nuages denses (notamment le CNR et les nuages à 20 et 50 km/s). Nous supposons que les RC se propagent en régime diffusif, et donc nous ne simulerons pas de transition avec un régime balistique comme évoqué dans

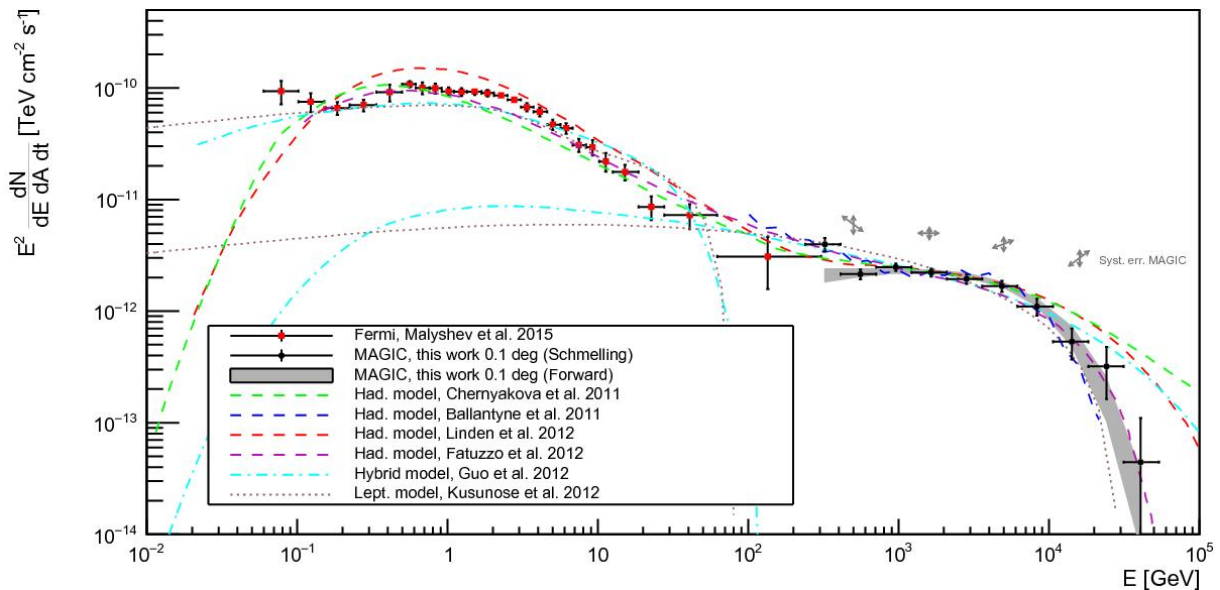


FIGURE 3.5 – Données MAGIC (AHNEN et al., 2017) et Fermi (MALYSHEV et al., 2015) comparées aux différents modèles mentionnés. Source AHNEN et al., 2017.

CHERNYAKOVA et al., 2011. Nous ne simulerons pas non plus l’émission leptonique ni l’émission inférieure à la centaine de GeV (principalement due aux électrons selon le modèle utilisé), qui sort du cadre de notre travail. Le modèle développé dans la dernière section est donc un modèle combinant celui de GUO et al., 2013 (pour l’injection et la diffusion des protons) et celui de FERRIÈRE, 2012, pour la distribution du gaz dense autour de Sgr A*.

3.2 Modélisation de l’émission à THE

Notre objectif dans cette partie est de simuler l’émission gamma en provenance du Centre Galactique en supposant divers scénarios en termes d’injection de particules et de diffusion de celles-ci. Plus précisément, nous considérons des protons accélérés dans l’environnement de Sgr A* avec différentes hypothèses d’injection, puis calculons la diffusion isotrope de ces particules (là encore avec différentes hypothèses) et enfin leur interaction avec le MIS et la production de rayons gamma. L’objectif est de pouvoir prédire un spectre et une morphologie à la source HESS J1745-290 et ce en fonction du temps, et de voir en particulier de quoi dépend l’évolution temporelle de la source en supposant une éruption de rayons cosmiques dans un passé récent (quelques siècles).

Nous précisons qu’une modélisation de la source Fermi 4FGL J1745.6-2859 n’est pas ici notre objectif, donc nous ne chercherons pas à décrire le comportement de la source gamma en dessous de la centaine de GeV.

3.2.1 Motivations

Nous nous plaçons dans un cadre où l’émission gamma serait causée par des particules accélérées par le SMBH, diffusant dans la matière environnante et interagissant avec. Toute variation dans l’injection de particules par Sgr A* va se traduire par une variation du flux gamma, mais le phénomène de diffusion et d’échappement des régions centrales va modifier l’échelle de temps des variations. On considère que ni la distribution de matière cible, ni les conditions du MIS (champs de rayonnement et champ magnétique) ne sont variables. L’objectif ici est d’étudier comment se fait cette modulation.

La phénoménologie de l’évolution temporelle de l’émission gamma a essentiellement deux cas de figures extrêmes sur le taux d’injection par Sgr A*, noté L , et ses variations (dL) :

- Soit il y a une composante constante qui domine, et des variations plus ou moins faibles autour. Les observations suggèrent des variations de l'ordre de 20% ($dL/L \sim 0.2$) sur les deux dernières décennies (MURCHIKOVA et al., 2021).
- Soit on suppose que l'essentiel du flux détecté est dû à des phénomènes transitoires qui se déroulent sur des échelles de temps plus ou moins grandes (soit $dL/L \gg 1$). On pense notamment aux éruptions majeures passées, décrites au premier Chapitre, dont l'existence a été déduite des observations en rayons X, et qui peuvent correspondre à plusieurs injections massives de RCs.

Nous nous intéresserons dans la suite de ce chapitre à ce second cas de figure, que nous tenterons de modéliser afin d'estimer la variation de flux gamma à laquelle on peut s'attendre. Il est de plus en plus aisé d'estimer comment les processus diffusifs modulent la variation du flux gamma de Sgr A*.

Le point de départ de notre travail est la découverte d'un ou plusieurs sursauts de Sgr A* dans le passé, détectés grâce aux échos X dans les nuages du CMZ (voire Chapitre 1 et 2, ainsi que CHUARD et al., 2018). Ces sursauts, ou éruptions, auraient eu lieu il y a 100 et 200 ans dans le passé, et se caractérisent par une augmentation du flux en rayons X au CG d'un facteur 10^5 , qui aurait duré entre une vingtaine d'années pour le plus ancien, et quelques années pour le second (CHUARD et al., 2018). L'hypothèse qui nous intéresse ici est que de tels sursauts d'émission X ont dû s'accompagner d'une accélération très importante de particules (hadrons et leptons). Les protons étant nettement moins sujets aux pertes énergétiques, ils peuvent ensuite se propager dans le MIS en conservant une même distribution spectrale. C'est celle que nous retenons ici.

La phase propagation des protons nécessite quant à elle de faire un certain nombre d'hypothèses. Dans nos simulations, nous n'aborderons pas le cas évoqué par CHERNYAKOVA et al., 2011 où les protons se propagent en régime balistique à partir d'une certaine énergie (qui était alors placée vers les quelques centaines de GeV). Cependant, dans le cas d'un régime de propagation balistique, l'effet sur l'évolution temporelle serait des variations beaucoup plus rapides. Pour une éruption de quelques années, on devrait ainsi voir le flux gamma croître puis décroître en l'espace d'une à deux décennie, et ce au-delà d'une certaine énergie. Bien qu'un tel seuil existe en théorie, nous suivrons la modélisation de GUO et al., 2013 en supposant que tous les rayons cosmiques pertinents à notre étude du flux gamma se propagent en régime diffusif.

Dans l'hypothèse de diffusion, les protons suffisamment peu énergétiques devraient ainsi rester confinés dans les régions internes du CG. Le seuil en énergie et la limite de la région de confinement dépendent de la valeur du champ magnétique et de la section efficace d'interaction entre protons. Une modélisation précise de ces phénomènes ou de la morphologie du champ magnétique sort du cadre de notre travail, cependant. Au-delà de ce seuil, la section efficace diminue et le libre parcours moyen augmente, ce qui permet aux protons de s'échapper et de diffuser.

En supposant une distribution du gaz cible constante et bornée dans l'espace, on s'attend donc à voir une intensité de l'émission gamma diminuer au fil du temps (jusqu'au prochain sursaut d'injection). Pour une région cible sphérique et homogène, le flux intégré sur la région varie comme $t^{-3/2}$, et dans le cas général, on s'attend à des variations en $t^{-\alpha}$, avec α dépendant de la morphologie de l'émission sur laquelle on intègre le flux, et de la bande d'énergie considérée. Les rayons cosmiques entrent en interaction avec de nouvelles structures atomiques plus ou moins denses à mesure qu'ils se propagent dans le MIS, modulant la décroissance du flux gamma émis. On verra plus loin que ce type d'évolution n'est observable qu'à partir d'un certain temps après l'injection initiale, temps dépendant de la vitesse de diffusion des protons.

3.2.2 Méthodologie

Nous décrivons ici les hypothèses de modélisation des différentes étapes du processus conduisant à l'émission gamma : d'abord sur l'injection rayons cosmiques, puis sur leurs modalités de diffusion

dans le MIS, puis nous décrivons les modèles radiatifs utilisés, et enfin de quelle manière nous avons représenté la distribution de matière cible.

Injection

Le spectre d'injection des protons est typiquement une loi de puissance à coupure exponentielle, donc l'indice peut théoriquement varier de 1 à 2, et dont l'énergie de coupure E_{cut} est généralement choisie à 100 TeV. Nous supposons donc la loi d'injection suivante :

$$Q_p(E) = Q_0 \left(\frac{E}{E_{ref}} \right)^{-n} \exp \left(- \left(\frac{E}{E_{cut}} \right)^\beta \right)$$

Nous prenons en compte les protons injectés entre 0.3 TeV et 1000 TeV, et plaçons l'énergie de référence $E_{ref} = 1$ TeV. L'énergie totale injectée sous forme de protons accélérés (soit intégrés entre 1 GeV et 1 PeV) est supposée égale à $W_0 = 10^{48}$ erg. La valeur exacte sera calculée a posteriori par une simple renormalisation *ad hoc* du spectre de photon, mais cette valeur donne un bon ordre de grandeur. Les valeurs de n , E_{cut} et β diffèrent selon les tests que nous avons effectués, et les choix sont détaillés dans la section suivante. On note que la coupure (potentiellement super-exponentielle ici) est présente dans le spectre d'injection principalement pour reproduire la phénoménologie de l'émission, mais on peut également l'expliquer comme une manifestation de l'échappement des rayons cosmiques de très hautes énergies, mal confinés dans le CG. Le point exact où cet échappement devient significatif au point de causer une coupure dans le spectre n'est pas clairement établi, ce qui laisse une certaine marge de manoeuvre pour la modélisation du spectre d'injection et/ou de la dépendance de la diffusion en l'énergie. C'est notamment pour cela qu'il est intéressant de tester des coupures super-exponentielles.

Diffusion

Le modèle de propagation que nous avons retenu suppose un régime diffusif pour les protons quelle que soit leur énergie. Le coefficient de diffusion varie comme une loi de puissance avec l'énergie :

$$D(E) = D_* \left(\frac{E}{E_{ref}} \right)^\delta$$

Avec D_* de l'ordre de $10^{28} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$, $E_{ref} = 10$ GeV et $\delta = 0.3$, ce qui s'apparente à un régime de diffusion dit de Kolmogorov. Pour une discussion sur la valeur du coefficient D_* , on pourra se reporter à JOUVIN, 2017, spécifiquement la Section 2.4.3 (la discussion se base sur le modèle proposé dans GAGGERO et al., 2015).

Le rayon de diffusion noté σ , c'est-à-dire la distance *maximale* atteinte par les particules en train de diffuser s'exprime simplement comme :

$$\sigma(t, E) = \sqrt{2D(E)t}$$

GUO et al., 2013 en donne une formule ad hoc, utilisant une autre normalisation du coefficient de diffusion D_0 , à ne pas confondre avec D_* (les deux sont équivalentes) :

$$\sigma(t, E) = 1.8 \left(\frac{D_0}{10^{26} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}} \right)^{0.5} \left(\frac{E}{100 \text{ TeV}} \right)^{0.15} \left(\frac{t}{200 \text{ ans}} \right)^{0.5} \text{ pc}$$

La valeur choisie ici pour D_0 sera soit $D_0 = 10^{27} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$, soit $10^{26} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$ ⁴, pour prendre en compte la façon dont le modèle dépend de D_0 et anticiper les incertitudes sur sa valeur.

4. Cela correspond à $10^{28} - 10^{29} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$ si GUO et al., 2013 avaient décidé de normaliser l'énergie à 10 GeV au lieu de 100 TeV.

La densité volumique w_{CR} de rayons cosmiques (à une énergie donnée) varie selon les modalités temporelles de l'injection. Nous verrons ainsi des injections de RC faites sous forme de sursaut, où l'intégralité des particules est injectée quasi-instantanément (par rapport aux temps de diffusion considérés ensuite). Dans ce cas de figure, la quantité totale de protons compris à l'intérieur du rayon de diffusion reste constante, mais la densité locale décroît. La densité volumique de rayons cosmiques, comme fonction du temps, de l'énergie et de la distance au centre, s'exprime de façon analytique :

$$w_{CR,impulsion}(r, t, E) = \frac{Q_p(E)}{(\sqrt{2\pi}\sigma)^3} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right)$$

Un autre cas de figure est celui d'une injection continue, déjà évoqué précédemment lors des discussions sur les résultats de H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2016 et de CHERNYAKOVA et al., 2011. Ici la quantité de rayons cosmiques augmente avec le temps, mais aux grandes échelles de temps, la densité volumique de particules atteint un état stationnaire. Cette densité varie comme $1/r$ avec la distance au centre (voir JOUVIN, 2017 pour le calcul, et H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2016 pour les observations qui ont identifié cette distribution) :

$$w_{CR,continue}(r, t, E) = \frac{Q_p(E)}{4\pi D(E)r}$$

Cependant ses variations se font sur des échelles bien plus importantes que la dizaine de parsecs considérés ici (la densité de rayons cosmiques est une donnée pertinente à l'étude de l'émission diffuse). Nous modéliserons donc cela par une densité de rayons cosmiques uniforme dans la région simulée⁵. La densité d'énergie de rayons cosmiques (intégrée au delà de 10 TeV) est choisie à 20 eV.cm^{-3} . On suppose la même distribution spectrale que précédemment.

Modèles radiatifs

Pour calculer l'émission photonique liée aux particules, nous utilisons une librairie python appelée *naima* (voir ZABALZA, 2015 pour référence). Cette librairie permet de calculer l'émission non-thermique de particules relativistes à partir de modèles radiatifs : synchrotron, inverse Compton, Brehmsstrahlung et désintégration de pions neutres. Nous nous contentons ici de calculer les interactions entre protons, donc seule la désintégration des π^0 sera prise en compte.

Les modèles radiatifs utilisés sont a priori des modèles à une zone, mais il est possible de construire un modèle spectro-morphologique en échantillonnant la zone étudiée, et en calculant le flux gamma produit dans chaque cube.

Il faut pour cela deux éléments : une distribution à 3 dimensions de la matière atomique dans les 10 pc centraux, et une simulation de la diffusion (aussi à 3 dimensions) des protons injectés par Sgr A*.

Distribution de matière cible

Notre modèle de la distribution de matière suit la synthèse effectuée par FERRIÈRE, 2012, déjà évoquée précédemment. Nous incluons les objets suivants (avec leur densité moyenne en hydrogène), et on fournit un schéma de leur disposition Figure 3.6 (gauche) :

- l'anneau circumnucléaire (CNR) ($n_H = 4.4 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$)
- la "cavité centrale" (CC) ($n_H = 1.5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$)
- le nuage M-0.02-0.07 dit "50 km/s" ou EC ($n_H = 3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$)
- le nuage M-0.13-0.08 dit "20 km/s" ou SC ($n_H = 2 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$)
- le "halo" radio ($n_H = 210 \text{ cm}^{-3}$)
- le SNR Sgr A Est ($n_H = 3.0 \text{ cm}^{-3}$)

5. On peut noter qu'en plus de simplifier le modèle, cela permet de prendre également en compte les hypothèses où la mer de rayons cosmique ne serait pas (uniquement) due à l'injection par Sgr A*.

Composante	Forme	Dimension [pc]	Position [pc]
CNR	Anneau trapézoïdal	$r_{in} = 1.2, h_{in} = 0.4$ $r_{out} = 3.0, h_{out} = 1.0$	Centré sur Sgr A*
CC	Ellipsoïde	$l_x \times l_y \times l_z = 2.9 \times 2.9 \times 2.1$	Centré sur Sgr A*
50 km/s	Sphère	$d = 9$	$(x_{50}, y_{50}, z_{50}) = (-3, 7, -4.5)$
20 km/s	Ellipsoïde	$l_x \times l_{y'} \times l_{z'} = 7.5 \times 15 \times 7.5$	$(x_{20}, y_{20}, z_{20}) = (8, -11, -5)$
halo	Sphère	$d = 18$	$(x_c, y_c, z_c) = (-2.0, 1.2, -1.5)$
Sgr A Est	Ellipsoïde	$L_x \times L_y \times L_z = 9.0 \times 9.0 \times 6.7$	$(x_c, y_c, z_c) = (-2.0, 1.2, -1.5)$

TABLE 3.1 – Tableau récapitulatif des positions et dimensions des 6 objets considérés dans notre distribution de gaz cible. Les axes x , y et z correspondent respectivement à l’axe de la ligne de visée, à l’axe de longitudes galactiques et à l’axe des latitudes galactiques (y' et z' correspondent aux axes propres des ellipsoïdes lorsque celles-ci sont inclinées par rapport aux axes de références). Ces paramètres sont repris, adaptés et simplifiés à partir du travail de FERRIÈRE, 2012, on pourra s’y référer pour plus de détails.

Un tableau récapitulatif des masses, densités, dimensions et positions de ces objets est fourni dans la Table 3.1, et en plus de détails en Annexe. Une représentation de la densité de gaz utilisée pour nos simulations est montrée Figure 3.6. Le seul paramètre autre que la morphologie que prenons en compte ici est la densité moyenne de chaque objet, et nous considérerons la densité de homogène dans chaque objet.

Nous prenons également en compte la densité ambiante de gaz atomique dans le CMZ, c’est-à-dire hors des nuages denses. La valeur moyenne de cette densité est de l’ordre de 30 cm^{-3} , elle aura donc relativement peu d’influence sur l’émission gamma par rapport aux divers structures denses, même intégrée sur plusieurs dizaines de parsecs.

3.2.3 Scénarios

Dans un premier temps, nous cherchons à reproduire les résultats de GUO et al., 2013, c’est-à-dire en supposant *un seul* sursaut dans l’injection de rayons cosmiques il y a environ 200 ans, puis une diffusion progressive des particules dans le MIS qui devrait induire une baisse du flux.

Comme dans l’article, nous souhaitons tester deux cas de figure en ce qui concerne la valeur du coefficient de diffusion D_0 , à savoir 10^{26} et $10^{27} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. Afin de reproduire le spectre d’émission gamma de HESS J1745-290 avec notre version modifiée du modèle, nous devrons potentiellement modifier les paramètres d’injection utilisés dans GUO et al., 2013, à savoir l’indice spectral n , l’énergie de coupure E_{cut} et l’indice "superexponentiel" β . Le début de la sous-section suivante est consacrée à cette exploration des paramètres, bien que la reproduction exacte du spectre en rayons gamma ne soit pas l’objectif principal de cette modélisation.

Nous testons ensuite un scénario supposant deux sursauts vieux de 100 ans et 200 ans, comme discutés au premier Chapitre et dans les divers travaux cités sur le sujet (CLAVEL et al., 2013; CHERNYSHOV et al., 2018; CHUARD et al., 2018). Nous supposons pour ces tests $D_0 = 10^{27} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ (et $n = 1.8$, $E_{cut} = 200 \text{ TeV}$, $\beta = 2$). Nous faisons l’hypothèse que les deux éruptions ont le même spectre d’injection, mais avec des normalisations a priori différentes. Il semble en effet que les durées de chaque éruption soient différentes, et bien que nous ne prenions pas en compte ici la durée de l’éruption, nous pouvons traduire cette différence par une différence de normalisation du spectre d’injection. La durée de chaque sursaut peut a priori avoir une incidence sur la distribution spatiale des RC injectés, mais le niveau de précision de notre étude ne nous paraît pas suffisant pour que cet effet soit appréciable. Le premier sursaut (il y a 200 ans) injecte donc une énergie totale de

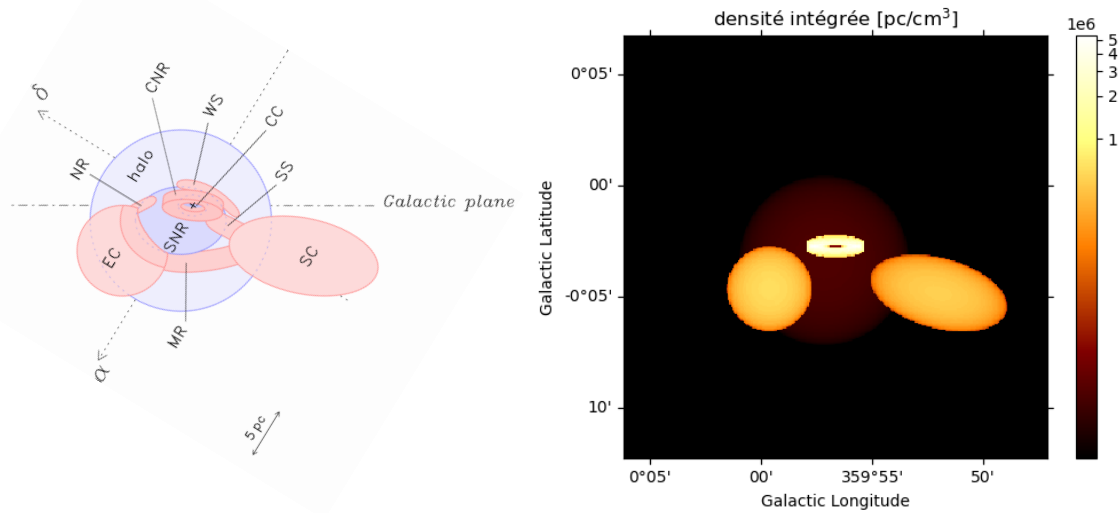


FIGURE 3.6 – *Gauche* : Schéma des positions des différents objets du complexe Sgr A, tiré de FERRIÈRE, 2012. Un certain nombre d'objets n'ont pas été inclus car leur densité est trop faible pour qu'ils soient visibles en gamma (cela inclut la SNR Sgr A Est). *Droite* : Carte en projection (dans le plan du ciel) de la répartition du gaz dans les 12 pc centraux.

rayons cosmiques de $W_0 = 10^{48}$ erg, tandis que le second (il y a 100 ans) injecte $W_0 = 0.5 \times 10^{48}$ erg.

3.2.4 Résultats

Forme spectrale

Nous avons testé différentes hypothèses pour le spectre d'injection des protons, afin de simuler les spectres de photons et les comparer aux données HESS les plus récentes (tirées de H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2016). La Figure 3.7 montre différents spectres simulés dans l'hypothèse d'un seul sursaut il y a 200 ans, en comparant à chaque fois deux courbes où seul un paramètre varie. Le but était d'explorer l'espace des paramètres $\{D_0, n, E_{cut}, \beta\}$ pour déterminer des jeux de paramètres permettant de reproduire convenablement les données HESS⁶. Le spectre extrait est le spectre du signal intégré dans une région de 0.1° autour de la position de Sgr A*. Pour chaque courbe nous avons effectué une renormalisation *ad hoc* du flux à 1 TeV pour qu'il corresponde à celui mesuré par HESS à cette énergie, ce qui nous permet d'ajuster l'énergie W_0 injectée dans chaque cas.

Pour l'hypothèse $D_0 = 10^{26} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, le meilleur choix pour n , E_{cut} et β parmi les valeurs testées nous semble être $W_0 = 1.9 \cdot 10^{46}$ erg, $n = 2$, $E_{cut} = 200$ TeV et $\beta = 2$, bien que ces valeurs n'aient pas été optimisées. Pour l'hypothèse $D_0 = 10^{27} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, nous posons : $W_0 = 1.5 \cdot 10^{47}$ erg, $n = 1.8$, $E_{cut} = 200$ TeV et $\beta = 2$ (Figure 3.7, bas gauche, courbe rouge). De manière attendue, pour un coefficient de diffusion plus grand, il faut un spectre d'injection plus dur pour compenser l'échappement plus important des protons de haute énergie. Dans la suite cependant, nous avons décidé de fixer l'indice spectral de l'injection à $n = 1.8$ dans les deux cas (i.e pour les deux valeurs de D_0), afin de mettre en évidence l'impact de la diffusion sur l'évolution temporelle (voir Table 3.2).

Nous avons donc choisi de distinguer 3 cas de figure, deux cas où il n'y a qu'un seul sursaut, différencié par la valeur D_0 , et un cas avec deux sursauts. Ces différents modèles sont tous capables

6. Sans pour autant réaliser un ajustement par maximisation de vraisemblance, ce qui aurait été nettement plus compliqué, et pas forcément pertinent.

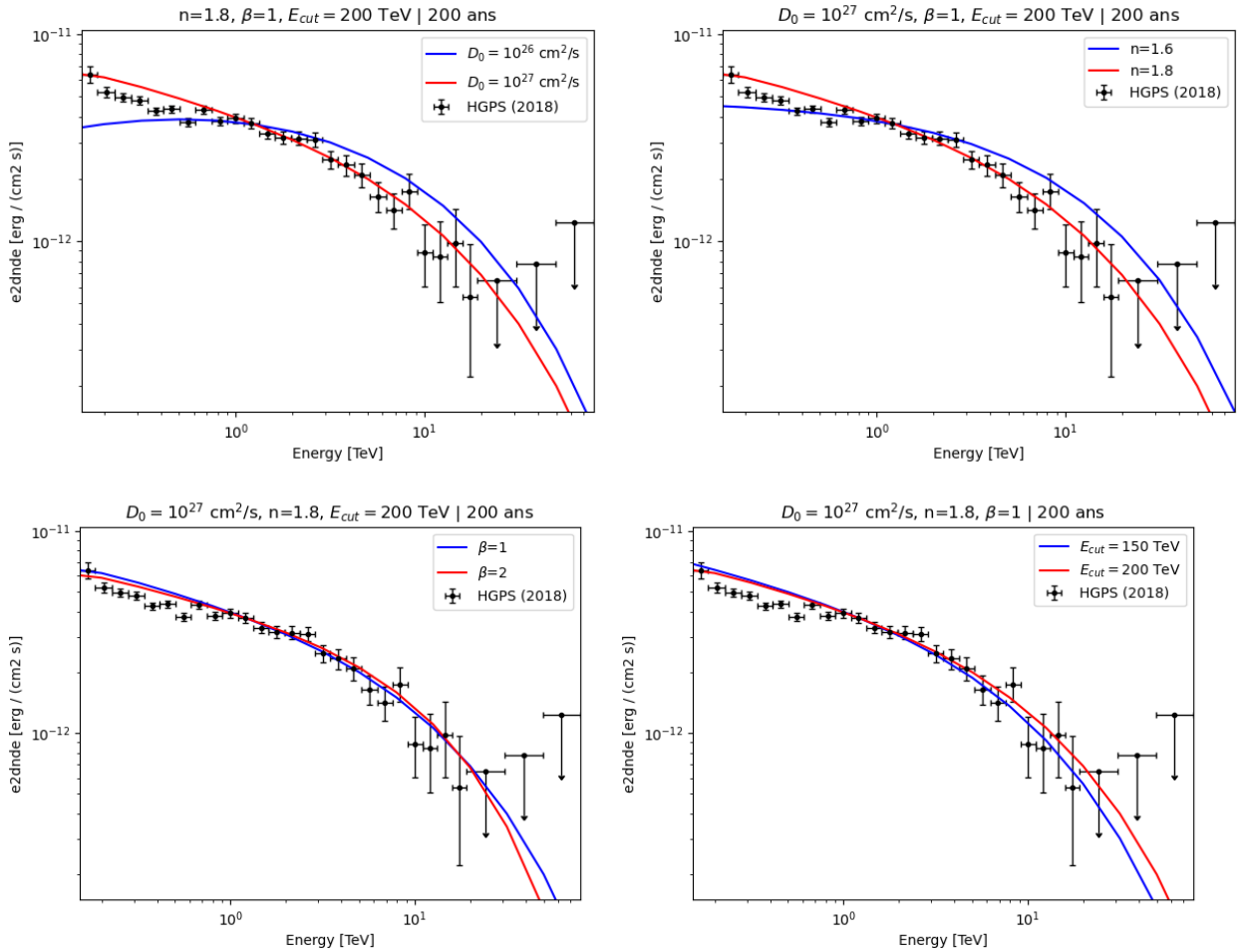


FIGURE 3.7 – Spectres d’émission simulés, dans le cas d’un unique sursaut il y a 200 ans, comparés aux points de flux mesurés par HESS (données tirées du catalogue HGPS (H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2018c)). Nous faisons varier l’un des 4 paramètres de notre modèle dans chaque figure. En haut à gauche : le coefficient de diffusion D_0 . En haut à droite : l’indice spectral d’injection n . En bas à gauche : le coefficient superexponentiel β . En bas à droite : l’énergie de coupure E_{cut} .

	Modèle 1	Modèle 2	Modèle 3	Modèle 4	Modèle 5
nombre de sursauts	1	1	2	2	2
D_0 ($\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$)	10^{27}	10^{26}	10^{27}	10^{26}	10^{27}
W_0 (erg)	$1.5 \cdot 10^{47}$	$1.9 \cdot 10^{46}$	$W_{200} = 5.3 \cdot 10^{46}$ $W_{200} = 2W_{100}$	$W_{200} = 2W_{100}$	$W_{100} > W_{200}$
n	1.8	1.8	1.8	1.8	1.8
E_{cut} (TeV)	200	200	200	200	200
β	2	2	2	2	2

TABLE 3.2 – Listes des paramètres des modèles utilisés dans la suite du Chapitre. Le modèle 3 est le modèle à 2 événements évoqué précédemment, événements ayant eu lieu il y a 200 et 100 ans, et d'énergies respectives W_{200} et W_{100} . Les résultats des modèles 4 et 5 sont extrapolés par la suite.

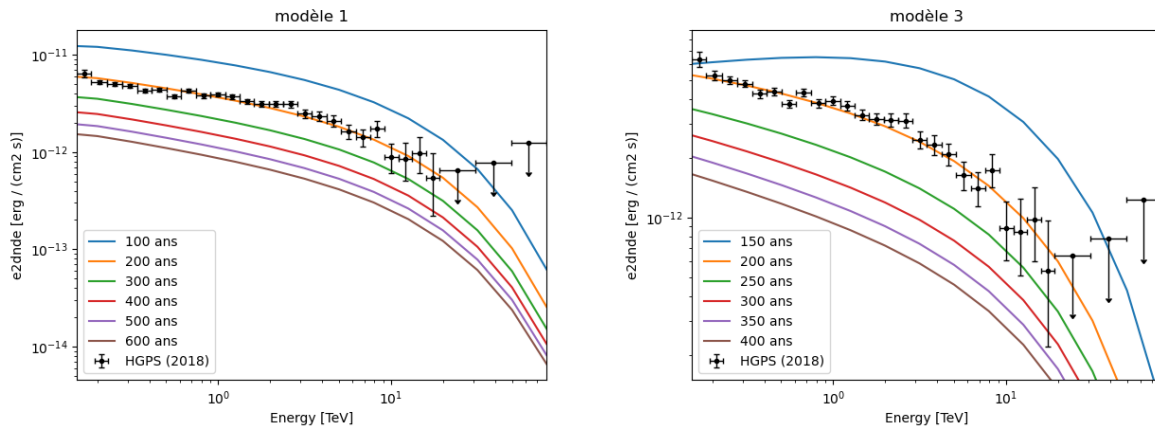


FIGURE 3.8 – *Gauche* : Évolution du spectre d'émission des protons avec le temps pour le modèle 1. Le temps indiqué pour chaque courbe est le temps écoulé depuis le sursaut. *Droite* : Évolution du spectre d'émission des protons avec le temps pour le modèle 3. Le temps indiqué pour chaque courbe est le temps écoulé depuis le premier sursaut.

de reproduire convenablement le spectre observé par HESS, leurs paramètres sont résumés dans la Table 3.2.

Nos simulations permettent également de suivre l'évolution du spectre avec le temps, comme montrée Figure 3.8, pour les modèle 1 et 3.

Morphologie

La Figure 3.9 montre la morphologie de l'émission dans deux bandes d'énergie différentes, l'une entre 0.6 et 1 TeV et l'autre entre 10 et 100 TeV, pour les modèles 1 et 2, à 600 ans après l'unique sursaut. Pour le modèle 1, on constate que si la morphologie du CNR est similaire à basse et haute énergie, les nuages 20 et 50 km/s sont plus visibles à hautes énergies. Ce résultat était attendu car les protons de plus hautes énergies parviennent à diffuser plus loin plus rapidement d'après notre modélisation. On remarque également une diminution drastique de la brillance à haute énergie, ce qui est là encore attendu par notre modèle. En revanche pour le modèle 2, il semble que les protons aient tout juste le temps de diffuser assez pour interagir avec le CNR, même après 600 ans. Il n'est possible de distinguer les nuages avoisinants dans ce cas de figure seulement à plus de 10 TeV, où

le nuage à l'ouest de Sgr A* pourrait être détecté avec une sensibilité suffisante. Cette différence de morphologie en rayons gamma pourrait par exemple être un test efficace pour déterminer la vitesse de diffusion des protons, si l'on disposait d'un instrument avec une assez bonne résolution angulaire. Les figures de cette section sont montrées pour 600 ans de diffusion (exceptée la Figure 3.10) afin de mettre en évidence les disparités entre les différents scénarios.

Comme nous l'avons vu précédemment, HESS n'est pas en mesure de détecter une extension à la source HESS J1745-290. Nous montrons la morphologie simulée convoluée par la fonction d'instrument de HESS dans la Figure 3.10 (droite), en se plaçant 200 ans après l'injection de particules (ce qui correspondrait à l'un des modèles présenté dans (CHUARD et al., 2018)).

Dans le cas de 2 sursauts successifs (modèle 3), la morphologie est montrée Figure 3.11, là encore pour 600 ans écoulés depuis le premier sursaut. La différence avec le modèle 1 n'est cependant pas flagrante en termes de morphologie (les 2 nuages sont visibles). Sans modélisation plus fine, incluant notamment la durée exacte des éruptions, il n'apparaît pas évident que l'on puisse distinguer les modèles 1 et 3 à partir de la morphologie.

Courbes de lumière

Le suivi de l'évolution théorique du flux gamma avec le temps est un élément important pour comprendre l'histoire de l'injection de rayons cosmiques au CG. Le flux gamma mesuré actuellement dépend de plusieurs facteurs : l'âge du ou des sursauts d'injection, leur énergie, et la valeur du coefficient de diffusion (on fixe par ailleurs les paramètres du spectre d'injection, cf. Tableau 3.2).

Nous montrons Figure 3.12 des courbes de lumière pour l'émission intégrée sur une zone de 0.1 deg autour de Sgr A*, et sur les énergies supérieures à 1 TeV, et ce pour les modèles 1 et 2. On remarque que dans le cas du modèle 1, un régime temporel en $\sim t^{-\alpha}$ ressort très clairement. La valeur de α dépend toutefois de plusieurs facteurs externes à la simulation, comme par exemple la région sur laquelle le flux est intégré (voire Figure 3.13 haut gauche), et surtout l'énergie considérée (Figure 3.13 bas). On remarque notamment que le flux décroît plus vite à haute énergie, ce qui est attendu puisque la vitesse de diffusion augmente avec l'énergie.

Pour le modèle 2, on note que le régime $t^{-\alpha}$ semble n'apparaître qu'à partir de 200 à 300 ans, et le flux théorique augmente jusqu'à environ $t = 100$ ans, voire Figure 3.13 (haut droite). Cet effet n'est pas surprenant non plus, dans la mesure où les protons doivent d'abord diffuser assez loin pour recouvrir les régions denses en gaz, en particulier le CNR. Le flux gamma va ainsi augmenter tant que le CNR n'est pas complètement recouvert, puis une fois que les protons diffusent plus loin, leur densité locale diminue, et le flux gamma diminue également.

Dans la Figure 3.14, nous avons tracé la courbe de lumière pour le scénario à deux événements mentionné précédemment (modèle 3, en comparaison avec la courbe de lumière pour un seul événement avec le même spectre d'injection, modèle 1). L'indice α est ici légèrement supérieur à 1.5 car la fonction utilisée pour l'ajustement ($A \times t^{-\alpha}$) n'est pas la plus adaptée pour décrire la somme de 2 telles fonctions. Sa valeur dépend donc de la plage en temps sur laquelle on ajuste la loi de puissance (voir Figure 3.14 droite). S'il on ajuste la loi de puissance pour $t > 200$ ans (donc a priori les seules données qui nous sont accessibles), on obtient une loi en $\alpha = 1.71$, qui aurait débuté il y a 200 ans.

Une autre donnée que l'on peut extraire de ces différentes courbes de lumière, et qui nous servira par la suite, est l'amplitude des variations attendues sur une fenêtre temporelle d'observation comparable à celle de HESS (et éventuellement celle de CTA également). En variation relative, cette amplitude est de -12% pour une période de 16 ans (2004-2020, pour les données HESS considérées dans notre travail), dans le cas de 2 sursauts successifs. Dans le cas d'un seul sursaut il y a 200 ans, avec $D_0 = 10^{27} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, cette même variation est de -8% (avec $\alpha = 1.27$). Dans le cas $D_0 = 10^{26} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, la variation attendue sur la période dépend nettement plus de la temporalité exacte des différents sursauts, il est donc moins pertinent de donner une valeur précise, mais l'on peut au moins dire qu'elle est d'au plus -6% (en valeur relative).

Pour le modèle 3, c'est-à-dire pour $D_0 = 10^{27} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ et deux sursauts successifs il y a 200 et

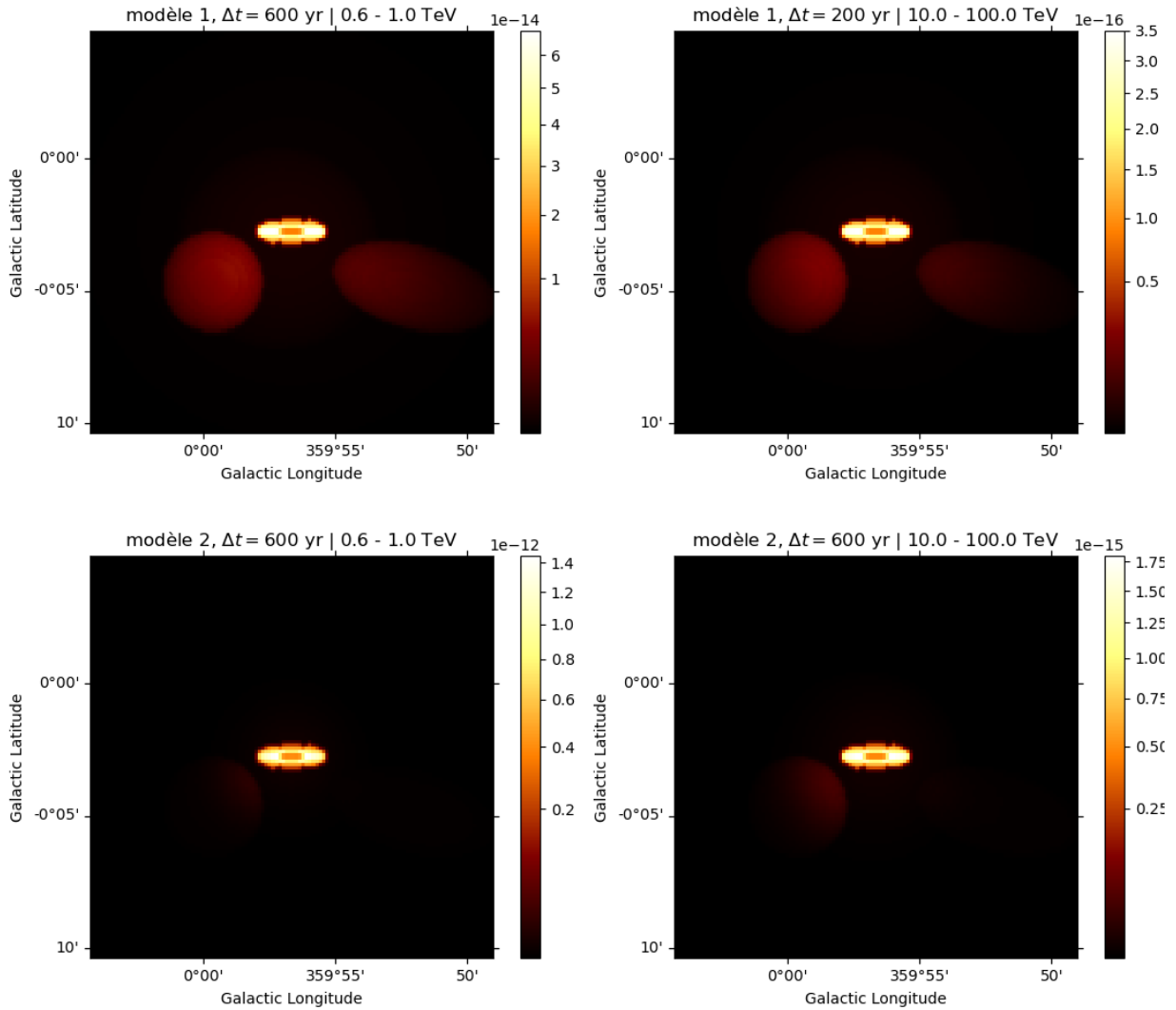


FIGURE 3.9 – Cartes du flux simulé (à différentes énergies : 0.6-1 TeV à gauche, 10-100 TeV à droite) utilisant l'échantillonnage spatial de la simulation (pas de 0.3 pc). Elles ont été calculées pour 600 ans écoulés après un sursaut unique (on choisit un temps écoulé relativement long pour mettre en évidence les différences entre les deux modèles). *Haut* : pour le modèle 1 avec $D_0 = 10^{27}$ cm s $^{-1}$. *Bas* : pour le modèle 2 avec $D_0 = 10^{26}$ cm s $^{-1}$. On constate que les protons ont très peu diffusé par rapport au modèle 1.

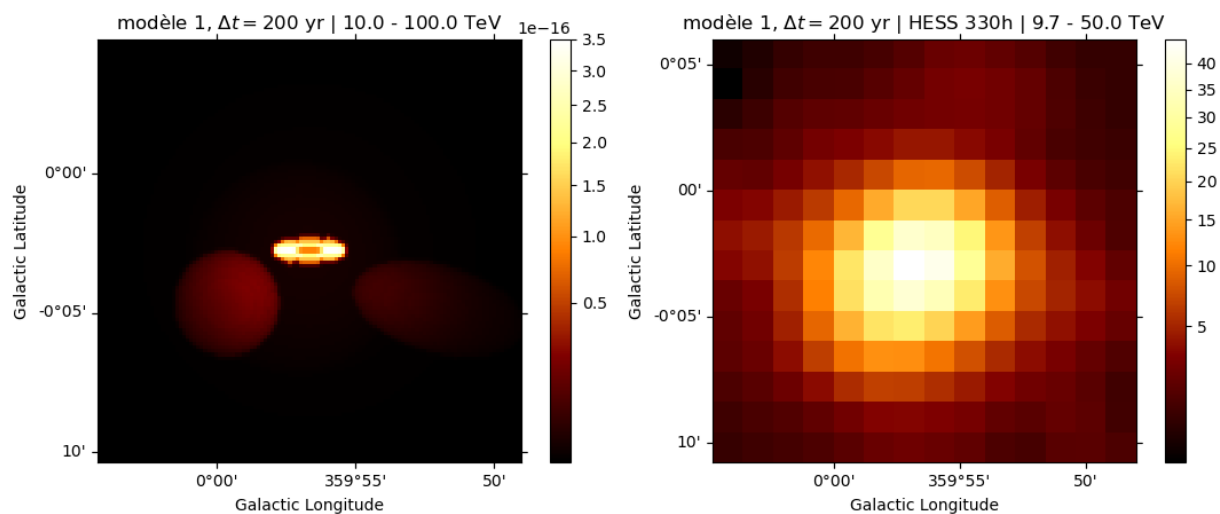


FIGURE 3.10 – Gauche : carte du flux simulé pour le modèle 1, et pour 200 ans écoulés depuis le sursaut (ce qu'on s'attend à avoir) Droite : carte en coup générée avec les fonctions de réponse de HESS, en supposant que la source à la morphologie/intensité représentée à gauche.

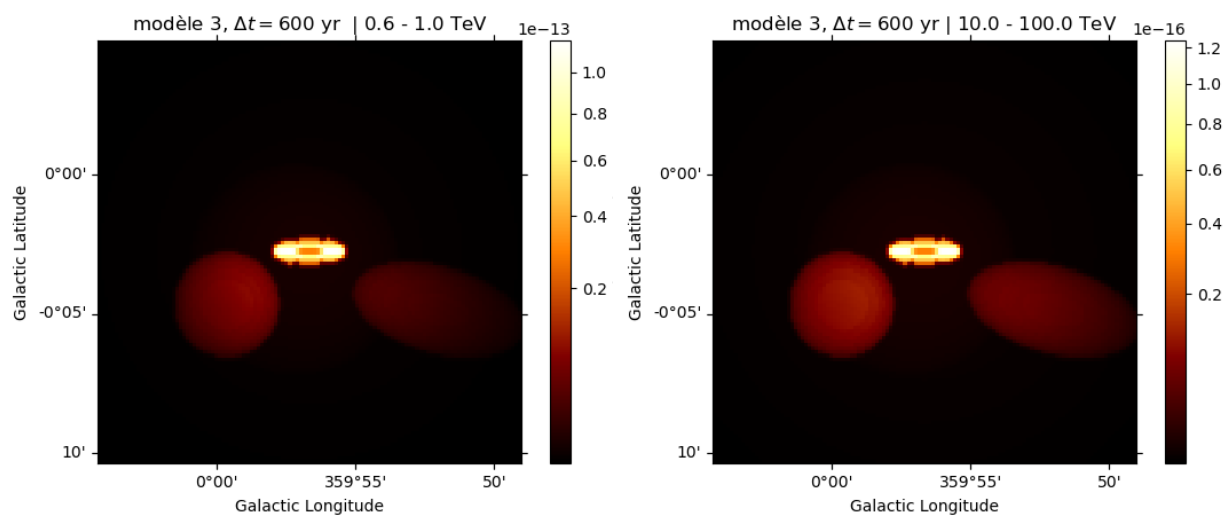


FIGURE 3.11 – Carte du flux simulé pour 2 sursauts (vieux de 200 et 100 ans). *A gauche* : pour les basses énergies (0.1-1 TeV), *à droite* : pour les hautes énergies (10-100 TeV).

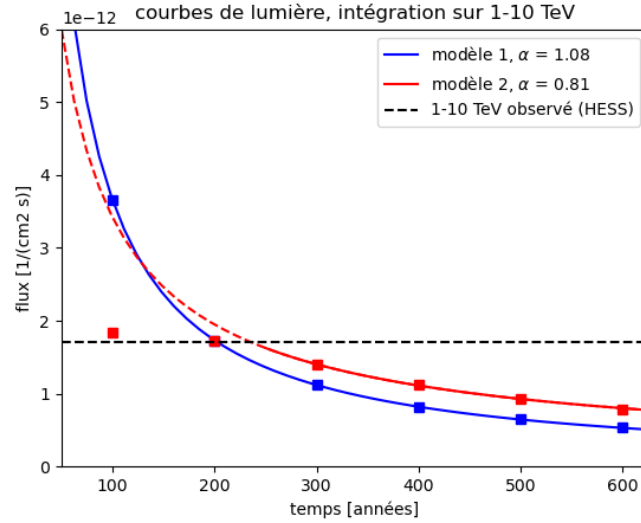


FIGURE 3.12 – Courbes de lumière pour différents cas de figure : $D_0 = 10^{27} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ et $D_0 = 10^{26} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. Dans les deux cas, le spectre d'injection a un indice de $n = 1.8$, une coupure $E_{cut} = 200 \text{ TeV}$ et un indice super-exponentiel de $\beta = 1$. Le temps est indiqué depuis le sursaut. Le flux calculé ici est intégré sur 0.1° autour de la position de Sgr A*, et entre 1 et 10 TeV.

100 ans, le premier étant deux fois plus énergétique que le second, la variation prédite sur la période 2004-2019 est de 11.4%.

Pour le modèle 4, la diffusion étant plus lente, il n'y a a priori pas de décroissance claire sur la période d'observation de HESS. De la variabilité peut exister, mais cela dépend de l'âge précis des sursauts, potentiellement à l'année près. C'est pourquoi ces simulations n'ont pas été réalisées, car elles nécessitent des hypothèses plus fortes que les nôtres pour produire un résultat pertinent. Enfin pour le modèle 5, c'est-à-dire dans le cas où l'émission due au premier sursaut serait aujourd'hui négligeable devant celle du second (intervenu il y a 100 ans), on obtiendra une variation de 18% sur 16 ans⁷. Ce résultat a été simplement extrapolé de celui du modèle 1, en se plaçant seulement 100 ans après l'événement d'injection.

3.3 Interprétations

En ce qui concerne la morphologie de la source (non résolue jusqu'ici), elle semble dépendre principalement de la vitesse de diffusion des rayons cosmiques, puis de l'énergie et enfin du temps Δt écoulé depuis l'injection. Au cours du temps, la région émettant en rayon gamma s'agrandit, jusqu'à faire apparaître (théoriquement) d'autres objets que le CNR, notamment les deux nuages dits 20 km/s et 50 km/s. Le spectre d'injection quant à lui n'a pas d'effet sur la morphologie elle-même, mais peut considérablement limiter le flux prédit à haute énergie, et donc de fait empêcher la détection d'une morphologie.

Comme vu précédemment, la limite supérieure sur l'extension de la source HESS J1745-290 est de $1.2'$ (ACERO et al., 2010), ce qui correspond (en projection) à 3 pc environ, c'est-à-dire la taille de l'anneau circumnucléaire. Le CNR est donc pour l'instant toujours une explication valide pour la région d'émission à l'origine de HESS J1745-290.

En ce qui concerne le spectre en photons gamma émis, celui-ci dépend principalement du spectre d'injection des rayons cosmiques, puis du temps écoulé depuis le sursaut. Le coefficient de diffusion

7. A titre de comparaison, pour un unique sursaut il y a 100 ans, et dans le cas idéal où $\alpha = 1.5$, cette variation est de 21% sur 16 ans.

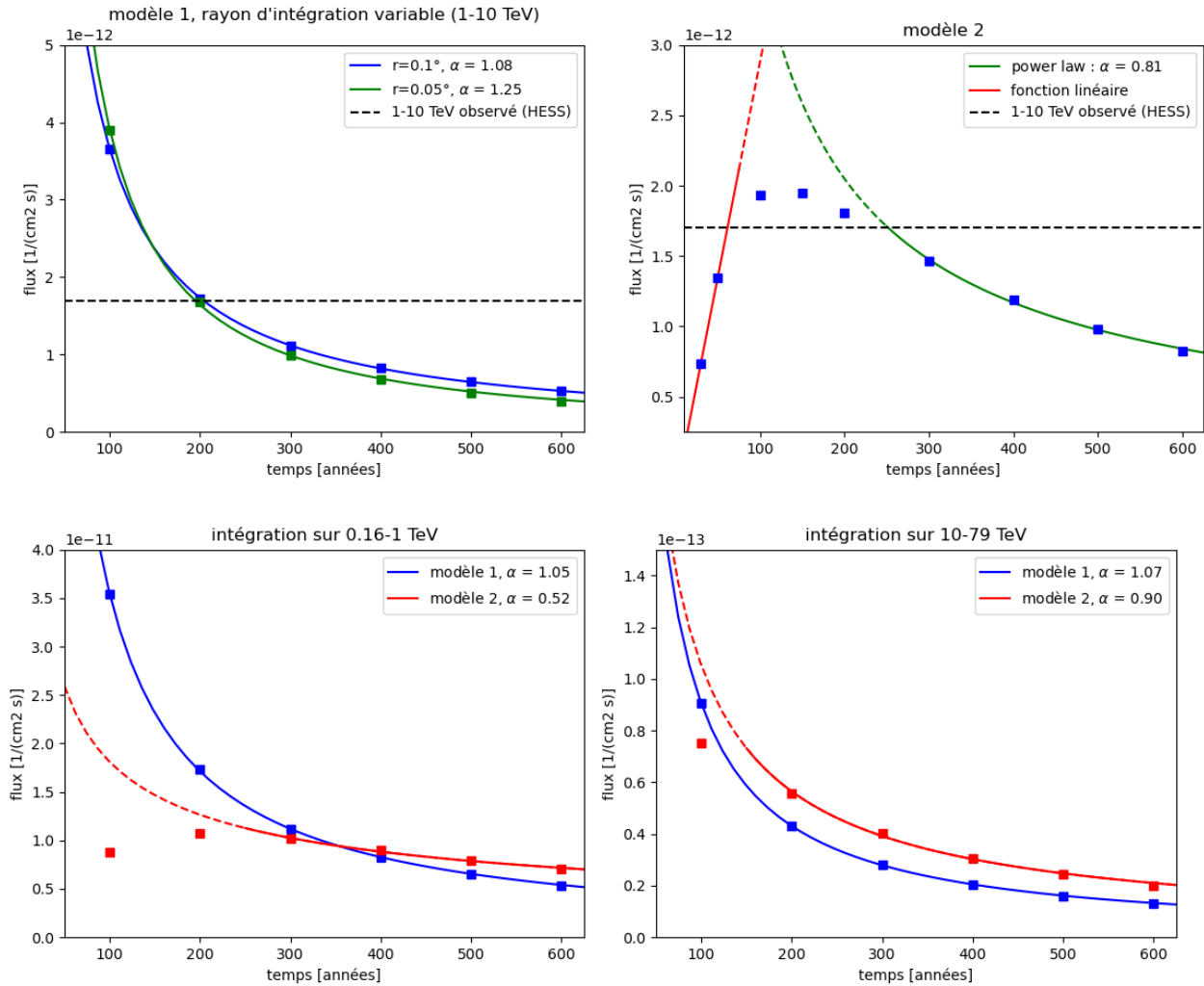


FIGURE 3.13 – *Haut gauche* : Courbe de lumière du modèle 1, mais pour deux valeurs différentes du rayon d'intégration du flux : 0.1° et 0.05° (autour de la position de Sgr A^{*}), intégration se faisant toujours entre 1 et 10 TeV. Toutes les autres courbes de cette figure sont obtenues pour un flux intégré sur une région de 0.1° de rayon. *Haut droite* : Courbe de lumière obtenue avec le modèle 2, où l'on peut distinguer deux phases dans l'émission gamma : une phase de croissance du flux (probablement une relaxation exponentielle) et puis une phase de décroissance en $t^{-\alpha}$. *Bas* : Mêmes simulations que la Figure 3.12 pour les modèles 1 et 2, mais montrant les courbes de lumière pour les flux intégrés sur d'autres bandes d'énergie (à gauche : entre 0.16 et 1 TeV, à droite : entre 10 et 79 TeV). On remarque que l'indice α ajusté pour chaque courbe dépend aussi de l'énergie considérée.

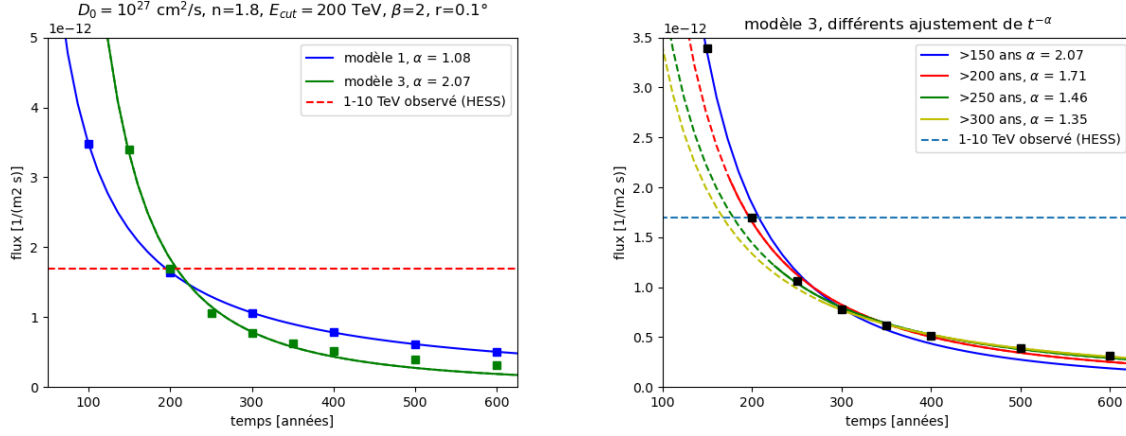


FIGURE 3.14 – *Gauche* : Courbe de lumière dans le cas du modèle 3. Cette courbe de lumière est comparée à celle du modèle 1 (courbe bleue sur la Figure 3.12). *Droite* : Comparaison des lois de puissance ajustées sur la courbe de lumière dans le modèle 3, en fonction de la plage de temps considérée pour l’ajustement.

lui, gouverne la vitesse de variation du flux ainsi que sa normalisation, mais assez peu la forme spectrale en soi. Nous retiendrons notre modèle supposant un coefficient de diffusion normalisé à $D_0 = 10^{27} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, et un spectre d’injection caractérisé par un indice spectral à 1.8, une coupure en énergie à 200 TeV et un indice super-exponentiel de 2. Ce modèle reproduit très bien le spectre observé par HESS si l’on suppose que l’émission actuelle est le fruit de deux éruptions ayant injecté (avec le même spectre) des rayons cosmiques il y a 100 et 200 ans. Les données peuvent a priori aussi être reproduites en supposant une diffusion plus lente ($D_0 = 10^{26} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$), en ajustant adéquatement les autres paramètres (notamment la normalisation). Le choix de D_0 a deux conséquences principales : sur la quantité d’énergie injectée sous forme de rayons cosmiques, et sur la vitesse d’évolution temporelle de l’émission. Pour un D_0 plus élevé, il faut que plus d’énergie soit injectée pour reproduire un même niveau de flux gamma, et la décroissance du flux sera plus rapide.

La courbe de lumière de la source centrale dépend donc principalement de la vitesse de diffusion et de la morphologie du gaz cible. La forme générale des courbes de lumières obtenues pour un seul sursaut est une loi temporelle en $t^{-\alpha}$, avec $\alpha < 3/2$. α dépend notamment du coefficient de diffusion, et donc indirectement de l’énergie considérée, puisque la diffusion est plus rapide à haute énergie. Également importante est la morphologie de l’émission sur laquelle le flux a été intégré (et donc aussi du rayon sur lequel on intègre le flux).

Si quelle que soit la valeur du coefficient de diffusion, le flux observé suit une loi en $t^{-\alpha}$, dans le cas où D_0 est suffisamment faible, ce régime peut mettre un certain temps avant d’apparaître. En effet, l’hypothèse d’un flux qui décroîtrait en $t^{-\alpha}$ suppose que l’ensemble du matériau atomique illuminé par les rayons soit à l’intérieur du rayon (maximal) de diffusion, et qu’ainsi la densité de rayons cosmiques en interaction avec ces nuages denses diminue au cours du temps. Il faut cependant que la diffusion des RC ait le temps de recouvrir les zones en question (en particulier le CNR ici). C’est pourquoi on a pu voir une phase de croissance du flux gamma pour $D_0 = 10^{26} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. Une conséquence importante de cela est que si cette hypothèse sur D_0 était juste, ainsi que les hypothèses sur l’âge des sursauts, la variation prédite du flux qu’on peut observer au début du XXIème siècle n’est pas simplement une loi de puissance en $t^{-\alpha}$.

Enfin, en termes d’observations sur la période 2004-2020, les différents scénarios étudiés ici prévoient une variation théorique du flux pouvant aller jusqu’à -12%⁸, dans le cas de deux sursauts

8. Calcule réalisé pour le modèle 3, en supposant une loi de puissance avec $\alpha = 1.71$ avec $t = 0$ en 1800 (donc 204

d'injection successifs, dont le plus récent est moitié moins puissant que le premier. On retiendra cependant que les variations peuvent aller jusqu'à -20% sur 16 ans, ce qui correspond au cas où le second sursaut domine, et où $\alpha = 1.5$. Dans le Chapitre 6, nous comparerons ces valeurs aux éventuelles variations du flux de HESS J1745-290, mais également à la sensibilité de HESS à détecter de telles variations.

Dans les deux cas, comme on le verra par la suite, cela représente une faible variation qu'il ne sera pas aisé à détecter avec HESS sur cette période. Si l'on étend la plage de temps considérée à 30 ans (2004-2034, donc incluant les observations futures qui devraient être effectuées par CTA), la variations peuvent aller jusqu'à -20%. Pour les scénarios ne comprenant qu'un seul événement datant d'il y a 200 ans, ou un scénario à deux événements mais pour lequel D_0 serait plus faible, on s'attend à des variations moins importantes, quelque soit la fenêtre de temps considérée.

ans d'évolution avant 2004). Il s'agit de la loi décrivant au mieux le scénario à sursauts à $t \sim 200$ ans.

Chapitre 4

L'astronomie gamma à très haute énergie avec HESS

Sommaire

4.1	L'astronomie en rayons gamma	82
4.1.1	Télescopes spatiaux	82
4.1.2	Télescopes au sol	82
4.2	Imageurs Tcherenkov	84
4.2.1	Gerbes atmosphériques dues aux rayons gamma	84
4.2.2	Précédentes expériences d'astronomie Tcherenkov	85
4.3	H.E.S.S. : l'instrument et la prise de données	86
4.3.1	Le système H.E.S.S. (et son histoire)	86
4.3.2	Acquisition de données	89
4.4	Des données brutes aux rayons gamma	90
4.4.1	Calibration	91
4.4.2	Reconstruction	92
4.4.3	Simulations	94
4.4.4	Discrimination gamma/fond	95
4.4.5	Chaînes d'analyse, configurations et coupures	97
4.5	Estimation de la réponse de HESS	98
4.5.1	Fonctions d'instruments	98
4.5.2	Estimation du fond	101
4.6	Outils numériques	102
4.6.1	Format GADF	102
4.6.2	Gammapy	102
4.7	Analyses de haut-niveau	103
4.7.1	Détection de sources et tests d'hypothèses	103
4.7.2	Forward folding	103
4.7.3	L'analyse spectrale ("1D")	104
4.7.4	L'analyse morphologique ("2D")	105
4.7.5	L'analyse spectro-morphologique ("3D")	105
4.8	Performance des méthodes d'analyses	106
4.8.1	Validation des méthodes	106
4.8.2	Domaines de validité d'une analyse	106
4.9	Conclusion	107

Une partie conséquente de mon travail de thèse a consisté à se familiariser avec le High Energy Stereoscopic System (HESS), son principe, son fonctionnement, ses formats de données et ses outils

d'analyse. C'est ce à quoi ce Chapitre est consacré. Cela permet d'introduire mon travail qui sera décrit dans les 2 chapitres suivants sur les données HESS du Centre Galactique.

HESS appartient à la seconde génération d'instruments utilisant l'effet Tcherenkov dans l'atmosphère pour détecter des photons gamma. C'est le système le plus complexe de ce champ de l'astronomie, et celui qui est le mieux disposé pour observer le Centre Galactique. Bien qu'arrivant bientôt à son terme, l'expérience HESS a connu de nombreuses évolutions dont nous tenterons de rendre compte ici.

L'une des évolutions les plus récentes est celle des outils d'analyse. Si certains outils sont disponibles depuis plus de 10 ans, nous avons utilisé ici une librairie python nommée *gammapy*, en développement depuis plusieurs années, et récemment sélectionnée comme l'outil scientifique officiel de l'observatoire CTA (successeur de HESS auquel nous consacrons le dernier chapitre). Les analyses des chapitres suivants seront ainsi réalisées avec python et cette librairie, dont nous expliquons le fonctionnement général en fin de Chapitre. En particulier, nous détaillerons le fonctionnement de l'analyse dite spectro-morphologique qui est relativement nouvelle dans HESS et que nous mettrons en pratique pour le CG dans le chapitre suivant.

4.1 L'astronomie en rayons gamma

L'astronomie gamma est l'observation des photons d'énergies supérieures à la centaine de keV, et pouvant actuellement aller jusqu'aux centaines de TeV. Les rayons gamma de différentes énergies nécessitent différents types d'instruments pour être détectés, sachant que les rayons cosmiques sont également détectés par ces méthodes. Si certains détecteurs peuvent recueillir les photons gamma directement, la plupart des détecteurs fonctionnent de manière indirecte, c'est-à-dire qu'ils sont sensibles aux particules secondaires produites par l'interaction entre les rayons gamma et un milieu cible (il peut s'agir d'une simple paire électron-positron, ou bien d'une cascade de particules plus importante).

4.1.1 Télescopes spatiaux

Pour les rayons gammas de "basses" énergies (en dessous de la centaine de GeV) on utilise en général des détecteurs en orbite. On peut donner l'exemple de l'instrument IBIS à bord du satellite INTEGRAL, observant entre 15 keV et 10 MeV. Son principe de fonctionnement est celui du "masque codé", similaire à un télescope à rayon X comme le BAT à bord de Swift. Les images sont reconstruites à partir de la diffraction des photons incidents à travers un masque opaque à trous et de l'ombre laissée par le masque. Cela permet de contourner le très faible champ de vue des instruments focalisant les photons sur le détecteur. Pour la détection de rayons gamma, il faut toutefois augmenter l'épaisseur du masque pour que celui-ci reste bien opaque aux photons observés.

Une autre classe d'instrument est celle des télescopes à création de paires, tels que EGRET ou le LAT du satellite Fermi, sensibles de quelques dizaines de MeV jusqu'à quelques centaines de GeV. Leur principe de fonctionnement repose sur la détection des paires électrons-positrons créées par l'interaction des gamma et de la matière (ici des feuilles de métal tel que le tungstène). Un trajectographe similaire à ceux utilisés dans les accélérateurs de particules permet de suivre la direction des électrons et positrons, et un calorimètre leur permet de déposer l'essentiel de leur énergie. La direction et l'énergie du photon gamma incident sont ensuite reconstruites grâce aux relevés du trajectographe et du calorimètre.

4.1.2 Télescopes au sol

Pour les photons de plus hautes énergies, typiquement au-delà de la centaine de 100 GeV, on utilise des détecteurs au sol. En effet, une observation directe des particules secondaires comme précédemment décrit est compliquée, car la rareté des événements à ces énergies (notamment au delà de 100 GeV) nécessite d'utiliser de grandes surfaces de détection, ce qui devient vite incompatible

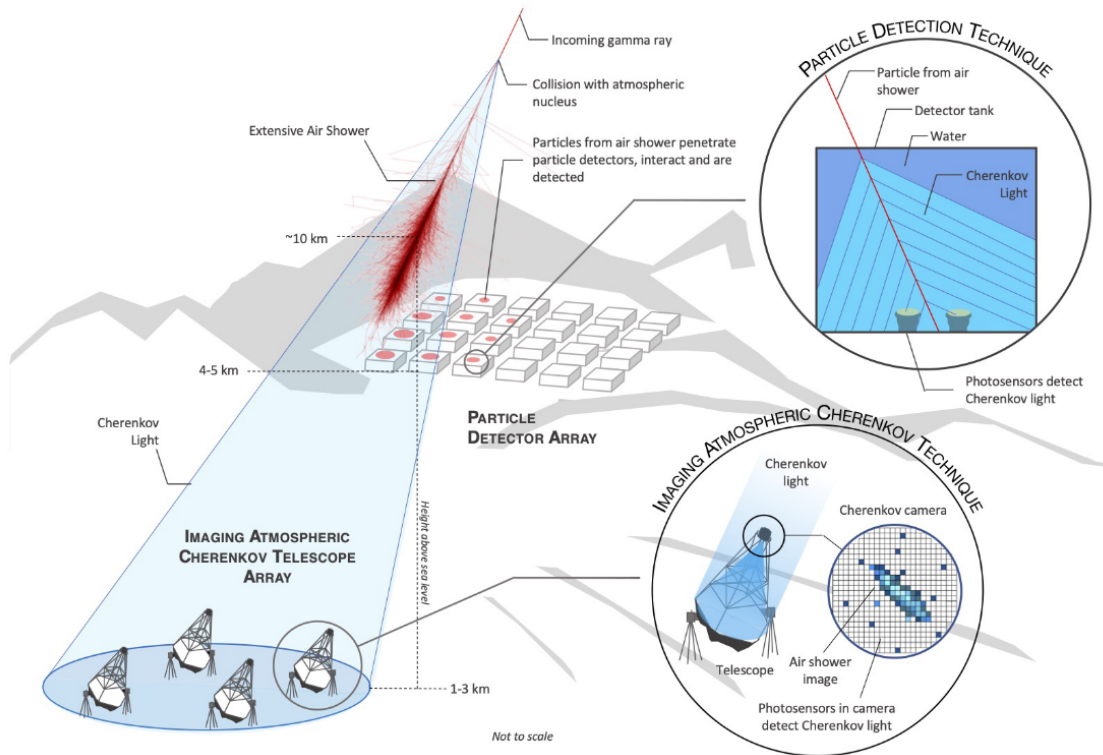


FIGURE 4.1 – Schéma du fonctionnement des détecteurs Tcherenkov au sol, extrait de ENGEL et al., 2022, adaptée d'une figure par Richard White

avec un détecteur embarqué sur un satellite. Toutefois, les photons gamma atteignant l'atmosphère vont réagir en formant une cascade (ou gerbe) de particules ultra-relativistes, par désintégrations successives (voir Figure 4.2 et Section suivante). On note déjà que ces "gerbes atmosphériques" sont aussi créées par l'arrivée de rayons cosmiques (hadrons et leptons) sur l'atmosphère, bien qu'elles soient structurellement différentes dans le cas de hadrons. La détection de ces gerbes est ce qui va permettre à différents systèmes au sol de détecter des photons gamma et des rayons cosmiques de très haute énergie. Il existe deux types de détecteurs au sol, dont le fonctionnement est résumé par la Figure 4.1.

Des télescopes tels que HESS, MAGIC et VERITAS peuvent détecter des gerbes atmosphériques grâce à l'effet Tcherenkov : les particules ultra-relativistes se déplaçant plus vite que la lumière dans l'air, elle vont produire des photons dans le domaine UV-visible, détectable de nuit par des systèmes optiques. Ces télescopes observent typiquement le ciel entre quelques centaines de GeV et la centaine de TeV. Ces détecteurs, appelés Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes (IACT, ou Imageurs à Effet Tcherenkov Atmosphérique), et HESS en particulier, sont l'objet de la section suivante.

Au delà de la centaine de TeV, d'autres détecteurs comme HAWC ou LHAASO permettent de détecter des rayons gamma d'ultra-hautes énergies (UHE) en observant l'effet Tcherenkov de particules secondaires chargées dans des grandes cuves d'eau (on parle alors d'échantillonneurs). Placées à haute altitude, ces cuves disposées en réseaux permettent d'observer un plus large champ de vue que les imageurs atmosphériques, mais avec une moindre précision angulaire. Ici, plutôt que d'observer la gerbe de lumière Tcherenkov dans son ensemble, les cuves observent l'effet Tcherenkov produit dans l'eau par les particules chargées de la gerbe produit par l'impact d'un gamma sur l'atmosphère. Les détections issues de multiples cuves d'eau permettent ensuite de remonter aux propriétés des photons incidents.

4.2 Principe et historique des imageurs à effet Tcherenkov atmosphérique

4.2.1 Gerbes atmosphériques dues aux rayons gamma

La détection directe de rayons gamma au sol n'est donc pas possible à cause des interactions entre les photons gamma et l'atmosphère, mais cette interaction est finalement ce qui rend possible leur détection indirecte, via la création de gerbes de particules (ou gerbes atmosphériques).

L'interaction d'un photon gamma (ici à des énergies au delà des dizaines voire centaines de GeV) avec le champ coulombien des atomes et molécules de l'atmosphère crée dans un premier temps une paire électron-positron. Les particules chargées ainsi produites vont à leur tour émettre d'autres photons gamma par rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) à cause du même champ coulombien. Ces photons gamma, d'énergies plus basse, vont à leur tour produire des paires e^-/e^+ , et ainsi de suite. Un photon gamma incident va donc déclencher une cascade de particules dont l'énergie décroît à chaque étape, jusqu'à ce qu'elles n'aient plus l'énergie suffisante pour faire perdurer la cascade (à 83 MeV dans l'air, où les pertes par ionisations deviennent dominantes). On montre Figure 4.2 une simulation de gerbe créée par un photon gamma.

Quant aux rayons cosmiques, ils génèrent également des cascades de particules en interagissant avec l'atmosphère (voir GALBRAITH et al., 1953). Les désintégrations successives impliquent d'autres types de particules, et résultent en une gerbe beaucoup plus chaotique que pour les photons (cf. Figure 4.2). Il s'agit toutefois de la grande majorité des gerbes atmosphériques, avec un rapport de 10^5 gerbes hadroniques pour une gerbe photonique. Il est donc crucial pour tout système au sol espérant détecter des photons gamma de pouvoir distinguer le mieux possible les gerbes causées par des photons, et celles causées par des rayons cosmiques.

L'idée de *l'imagerie* Tcherenkov consiste donc essentiellement à utiliser l'atmosphère comme "calorimètre" électromagnétique pour détecter diverses particules (photons ou rayons cosmiques) nous arrivant de l'espace. La physique des gerbes de particules à ces énergies est totalement connue et maîtrisée, ce qui permet de s'appuyer sur des simulations fiables. Plus précisément, l'axe d'une gerbe est alignée avec la direction du rayon gamma incident, et le nombre de particules au maximum de développement de gerbe est environ proportionnel à l'énergie du rayon gamma incident. L'idée d'utiliser ces gerbes comme traceur et calorimètre pour les rayons gamma s'est donc assez naturellement imposée.

Afin de détecter et de décrire ces gerbes de particules, qu'elles soient d'origine hadronique ou photonique, on se sert du fait que les particules en question sont ultra-relativistes et se déplacent plus vite que la lumière dans l'air (c/n , avec n l'indice de l'air à une altitude donnée). On sait depuis les travaux de Pavel Tcherenkov (CERENKOV, 1937) que de telles particules génèrent une émission conique dans le domaine UV-Visible. L'ouverture angulaire θ de cette émission dépend de l'indice local n de l'air, et donc de l'altitude z , comme $\cos \theta = c/vn(z)$, avec c la vitesse de la lumière et v la vitesse de la particule. Cela signifie que l'émission Tcherenkov est plus étroite lorsqu'elle est créée à basse altitude. La morphologie complète de l'émission Tcherenkov d'une gerbe (ou photosphère) est un problème plus complexe qui dépend de nombreux facteurs, mais la durée de cette émission (ou flash) pour un photon incident est de l'ordre de quelques nanosecondes. La quantité de lumière Tcherenkov quant à elle est principalement fonction de l'énergie de la particule incidente, mais la direction d'incidence, l'altitude de la gerbe, et surtout les conditions atmosphériques vont influencer sur ce qui peut être détecté au sol.

Les détecteurs à rayons gamma basés sur l'effet Tcherenkov, appelés en anglais Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes (IACT), doivent ainsi remplir un long cahier des charges pour parvenir à mener à bien leur mission. Il est tout d'abord essentiel de pouvoir détecter et enregistrer un signal très bref (quelques ns). Un équilibre doit être trouvé entre description fine de la morphologie des gerbes, et quantité de lumière Tcherenkov perçue par chaque pixel. Un grand champ de vue est nécessaire pour détecter des gerbes créées plus loin du ou des télescopes, augmentant ainsi la surface efficace. Enfin, un système disposant de plusieurs télescopes permet d'observer une même gerbe sous

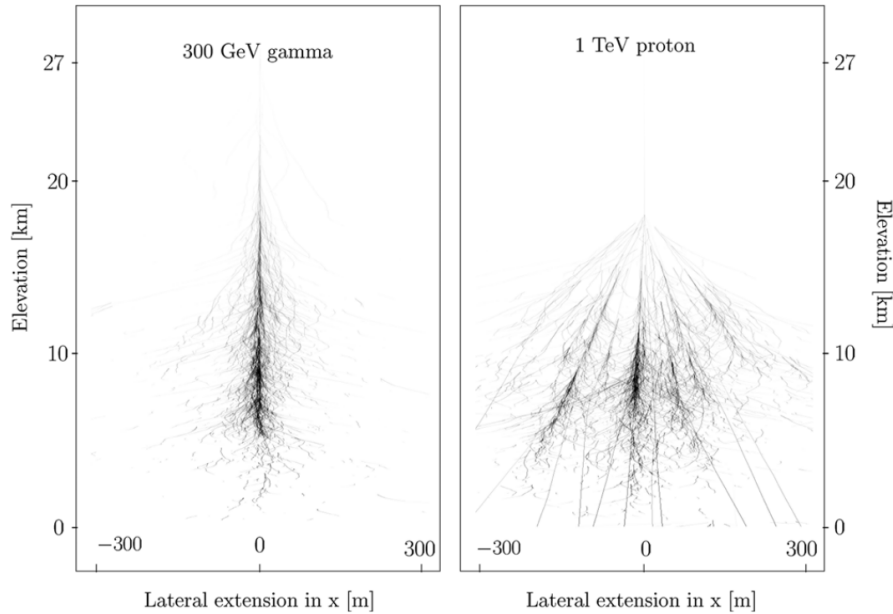


FIGURE 4.2 – Comparaison de gerbes de particules simulées pour un photon gamma (à gauche) et pour un proton (à droite), tirée de AHARONIAN et al., 2008a. On remarque que les gerbes de particules dues aux protons ou noyaux atomiques sont plus complexes que celles dues à des photons gamma. En cause la présence de plus nombreux sous produits : muons, kaons, voire des fragments de noyaux. Ces différences sont essentielles pour distinguer les deux dans l’imagerie Tcherenkov.

plusieurs angles (donc en stéréoscopie). Il sera donc bien plus performant en termes reconstruction des événements, et donc de discrimination entre gamma et cosmiques¹ qu’un télescope isolé.

4.2.2 Précédentes expériences d’astronomie Tcherenkov

Le tout premier IACT, construit en Arizona en 1968, est Whipple. Il s’agit d’un seul télescope de 10 m de diamètre qui parvient à une détection de la nébuleuse du Crabe au dessus de 700 GeV en 1989 (WEEKES et al., 1989). Le premier système à utiliser la stéréoscopie est le télescope HEGRA, inauguré à La Palma en 1987, et parvient à des détections en 1999 (HEGRA COLLABORATION et al., 1999). Simultanément, l’expérience CANGAROO est développée en Australie. Une expérience française, CAT (Cherenkov Array at Thémis), permet en 1996 d’abaisser le seuil en énergie à 250 GeV (BARRAU et al., 1998), grâce à une caméra plus finement pixelisée et plus rapide que les autres instruments de l’époque. A la fin des années 90, seule une demi douzaine de sources étaient fermement établies au TeV, pour autant de source candidates.

La génération actuelle d’IACT a été inaugurée par le High Energy Stereoscopic System (HESS), réseau de 4 (puis 5) télescopes actifs depuis 2004 en Namibie (c’est l’objet de la section suivante). Les 2 télescopes MAGIC, installés à La Palma en remplacement de HEGRA, respectivement construits en 2004 et 2009, était jusqu’en 2012 les plus grands télescopes Tcherenkov au monde. Le Very Energetic Radiation Telescope Array (VERITAS), remplaçant Whipple, observe le ciel depuis 2007 en Arizona à l’aide d’un réseau de 4 télescopes. Depuis 2012, HESS est par ailleurs le premier observatoires Tcherenkov à fonctionner de manière hybride avec des télescopes de tailles différentes.

La prochaine étape pour l’astronomie gamma au sol sera la mise en service de CTA (ACTIS et al., 2011), qui sera constitué de deux sites, Nord (La Palma) et Sud (Atacama). CTA s’est construit sur les développements de la deuxième génération d’instruments, tant pour la stéréoscopie, et le fonctionnement hybride que la haute résolution et la rapidité des cameras. Nous reviendrons sur ce

1. Il est toutefois possible de n’utiliser qu’un seul télescope, comme le montre l’historique des IACT de la sous-section suivante.

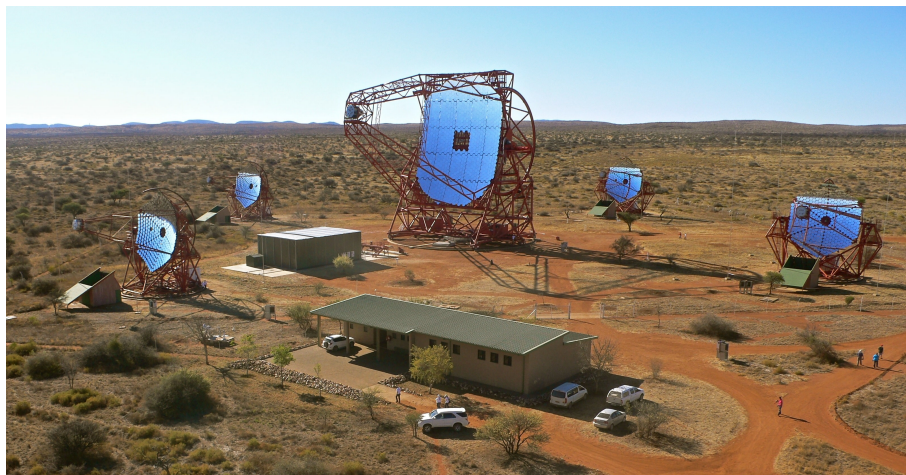


FIGURE 4.3 – Photo du site de HESS en Namibie

télescope dans le dernier chapitre.

4.3 H.E.S.S. : l'instrument et la prise de données

4.3.1 Le système H.E.S.S. (et son histoire)

HESS est un réseau de télescopes à imagerie Tcherenkov nommé en hommage à Victor Hess, découvreur du rayonnement cosmique en 1912. Le but était de combiner des télescopes plus sensibles qu'auparavant avec un système stéréoscopique de 4 télescopes (CT1 à CT4). La prise de donnée a commencé dès 2003 avec le premier télescope, puis avec les 4 télescopes à partir de 2004. On distingue actuellement trois phases dans l'expérience HESS :

- La première phase, appelée HESS I, de 2004 à 2012, est la phase durant laquelle seuls ces 4 télescopes étaient en fonctionnement.
- La seconde phase, HESS II, de 2012 à 2017, démarre lors de l'ajout d'un cinquième télescope CT5, plus grand, qui a pour objectif d'abaisser le seuil en énergie jusqu'à 30 GeV.
- Enfin la troisième phase, HESS IU, démarre en 2017 après le remplacement des caméras de CT1-4 fin 2016. A partir de ce moment, on peut considérer qu'on a *de fait* un nouvel instrument, ce qui n'est pas sans complication pour l'étude des données à travers les différentes périodes.

Il est possible d'utiliser les 4 premiers télescopes uniquement, le grand télescope seul, ou les cinq en fonctionnement hybride. Notre travail utilise des observations faites avec CT1-4 et CT5 (après 2012), mais nos données sont obtenues sans prise en compte des observations du cinquième télescope : on n'utilise que les données CT1-4 pour reconstruire les événements gamma.

Site Le site de HESS est situé à environ 100 km au Sud-Ouest de Windhoek en Namibie, près de la réserve naturelle de Gamsberg (coordonnées du site 23°16'18.4" Sud, 16°30'00.8" Est). Ce site présente plusieurs intérêts : les principaux étant sa localisation dans l'hémisphère sud (pour l'observation du plan Galactique), son éloignement de toute agglomération importante (pour éviter la pollution lumineuse dans le domaine visible), et le climat très sec (donc atmosphère sèche et nuages rares). L'altitude de 1800 m joue également un rôle important pour la détection des gerbes de particules, se développant entre 15 et 5 km d'altitude. L'atmosphère absorbant la lumière Tcherenkov, c'est l'une des principales limitations sur la bonne reconstruction des photons gamma et notamment de l'énergie qu'ils transportent. Le champ magnétique terrestre local y est par ailleurs plus faible qu'ailleurs (2.5 fois moins que la moyenne), ce qui limite les déviations de particules chargées dans les gerbes.

Les quatre télescopes initiaux (CT1, CT2, CT3, CT4) sont disposés au sommet d'un carré de 120m de côté (cf. Figure 4.3). Cette disposition est un compromis entre un grand "bras de levier" des 4 télescopes pour la détection de gerbes (des télescopes plus éloignés observent des gerbes plus éloignées, augmentant la surface efficace du système) et la capacité des télescopes à observer simultanément une même gerbe (qui illumine une surface d'environ 120 m de diamètre). Ces télescopes ont un diamètre de 12 m, et une distance focale de 15 m (au bout de laquelle se trouve la caméra qui acquiert les données). Le cinquième télescope (CT5) est lui placé au centre du carré, il mesure pour sa part 28 m de diamètre pour une focale de 36 m. Comme pour n'importe quel télescope optique, une plus grande surface de collection permet de détecter plus de photons, ce qui signifie ici plus de photons Tcherenkov, et donc la possibilité de détecter des signaux produits par des photons gamma de plus basses énergies.

Enfin, le site contient évidemment des équipements permettant le bon fonctionnement et la maintenance des télescopes. En dehors des installations purement logistiques et informatiques, une attention particulière doit être apportée au suivi des conditions météorologiques et atmosphériques en général. Les télescopes sont ainsi équipés de radiomètres infrarouges pour mesurer l'humidité et la température dans l'atmosphère jusqu'à 10 km d'altitude, de manière locale dans la direction de pointé. Une station météorologique permet de suivre l'évolution de la température, le vent et l'humidité, tandis qu'un autre radiomètre balaie le ciel à la recherche de nuages.

Télescopes On s'intéresse ici uniquement aux propriétés des télescopes CT1-4. Une représentation en est fournie par la Figure 4.4 (gauche). Ces télescopes sont placés sur des montures dites alt-azimut, et peuvent donc pivoter autour d'un axe vertical et autour d'un axe horizontal. Les vitesses de déplacements sont de 100 deg par minute en élévation et 200 deg en azimut par minute, ce qui est important pour pouvoir observer des phénomènes transitoires comme les sursauts gamma et répondre à des alertes.

La parabole du télescope (où sont disposés les miroirs) mesure 13 m de diamètre, et la caméra est située au point focal de l'ensemble des miroirs, à 15 m de ceux-ci, tenu par une armature à 6 bras. Le système de réflexion n'est pas un seul miroir parabolique mais un ensemble de 380 miroirs circulaires de 60 cm de diamètre, équivalant à un grand miroir parabolique de 107 m² de surface. Les petits miroirs sont disposés selon un montage Davie-Cotton (LEWIS, 1990). L'intérêt de ce montage par rapport à un seul grand miroir est (mise à part les facilités de maintenance) de limiter les aberrations de coma des miroirs paraboliques qui déforment les images loin de l'axe optique. La description morphologique des gerbes Tcherenkov étant absolument cruciale pour le rejet du fond hadronique, on a voulu éviter de telles déformations en priorité. La contrepartie est que l'utilisation de nombreux petits miroirs induit des différences de chemin optique pour les photons collectés, selon s'ils sont réfléchis par les miroirs du centre ou sur les bords. Cela entraîne une dispersion temporelle d'au plus 4 ns, ce qui n'est au final pas un problème pour des flashes de lumière durant environ 5 ns.

Ces miroirs ont une réflectivité de base de 80% entre 300 et 600 nm, mais celle-ci a diminué avec le temps, ce qui a motivé une campagne de ré-aluminisation des miroirs entre 2010-2011. On aligne les 380 miroirs en faisant coïncider les 380 images d'une étoile brillante sur le capot de la caméra. Un bon alignement permet d'accroître la précision du pointé de chaque télescope, qui est de 20" (GILLESSEN et al., 2003). Les déformations mécaniques de la structure dues au poids de la caméra est une source d'incertitude sur la direction de pointé. La précision peut être ramenée à 6" si on effectue des observations spécifiques pour prendre en compte ces déformations (ACERO et al., 2010).

Caméras La caméra d'un télescope est un objet globalement cylindrique de 1.5 m de diamètre et de 1.6 m de long, pesant 900 kg et maintenu dans le plan focal des miroirs par une armature (cf. Figure 4.4). Sa mission est d'enregistrer les photons Tcherenkov collectés par les miroirs, ce qui nécessite aussi bien un système de détection qu'une électronique de bord rapide capable d'effectuer des tâches basiques de traitement des données (notamment des vérifications de seuils dépassés ou

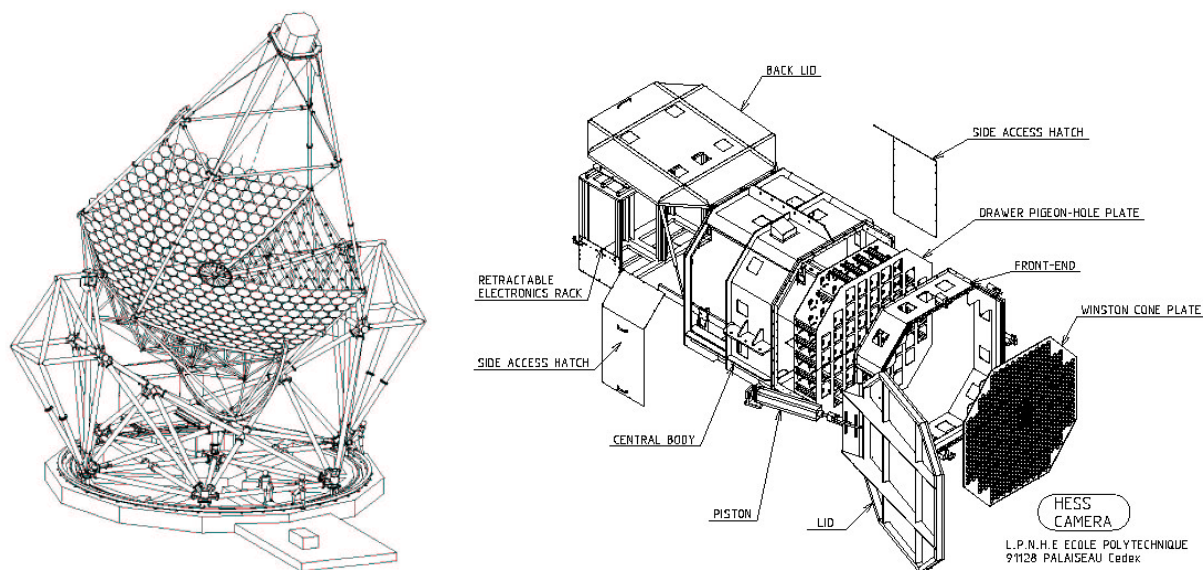


FIGURE 4.4 – Gauche : Dessin d'un des 4 télescopes initiaux du réseau HESS. Droite : Vue éclatée d'une des caméras de HESS I (avant le changement en 2016).

non).

Les photons Tcherenkov focalisés sur la caméra vont donc arriver sur un maillage hexagonal de 980 photo-multiplicateurs (PM), chacun représentant un pixel. Chaque pixel couvre ainsi 0.16 deg du ciel, pour un champ de vue total de 5 deg pour la caméra dans son ensemble². Une gerbe Tcherenkov a une taille typique de 1-2 deg, l'échantillonnage de la caméra permet donc d'en résoudre les détails de manière satisfaisante (cf. Figure 4.5). Le principe d'un photo-multiplicateur est de convertir chaque photon reçu en photo-électrons (p.e) au niveau d'une photo-cathode, p.e qui vont ensuite être multipliés pour permettre la formation d'un courant électrique mesurable. On obtient un nombre nominal de 2×10^5 électrons pour un p.e produit à la photo-cathode. Pour les longueurs d'onde des photons Tcherenkov, l'efficacité quantique totale³ des PMs est au maximum de 20%. Pour assurer un meilleur guidage des photons vers les PMs, on a placé des cônes de Winston juste en amont de ceux-ci. Ils permettent de réduire les espaces morts entre pixels, mais également de limiter la détection de photons parasites réfléchis depuis le sol⁴. Enfin, les PMs sont organisés en 60 "tiroirs" de 16 PMs, pour faciliter leur maintenance.

En termes d'électronique, chaque tiroir dispose de 2 cartes mémoire analogique (une pour 8 PMs), qui ont pour fonction d'amplifier le signal, de le stocker, mais aussi de déclencher son acquisition si le signal de déclenchement a été reçu (cf. section suivante). Ces cartes disposent de deux voies d'acquisition : une de haut gain pour les signaux faibles (0-200 p.e) et une de bas gain pour les signaux forts (15-1600 p.e). Le signal reçu est numérisé par la carte mère de chaque tiroir vers l'unité centrale de la caméra pour leur traitement numérique.

Les caméras de CT1-4 ont été changées entre 2015 et 2016 et ont été en phase de test jusqu'au début de l'année 2017 (pour les détails techniques, on pourra se référer à KLEPSEK et al., 2017). Ce nouveau modèle de caméra, appelé NectarCAM (GLICENSTEIN et al., 2013) (voir Figure 4.6) a pour but principal de réduire les temps morts dans le fonctionnement des caméras (ce que nous évoquerons dans la sous-section suivante) grâce à une électronique plus efficace. Les performances des nouvelles caméras sont présentées dans GIAVITTO et al., 2017, notamment avec l'observation du blazar Mkn 421. La réduction du temps entre deux détections permet d'observer un plus grand

2. Il s'agit là du champ de vue pour la détection de lumière Tcherenkov, ce n'est a priori pas le même champ de vue que pour la détection de photons gamma en soi, qui découle d'un traitement des données ultérieur.

3. Probabilité de produire un p.e. pour un photon Tcherenkov incident

4. Cela arrive pour les observations à faible élévation/grands angles au zénith

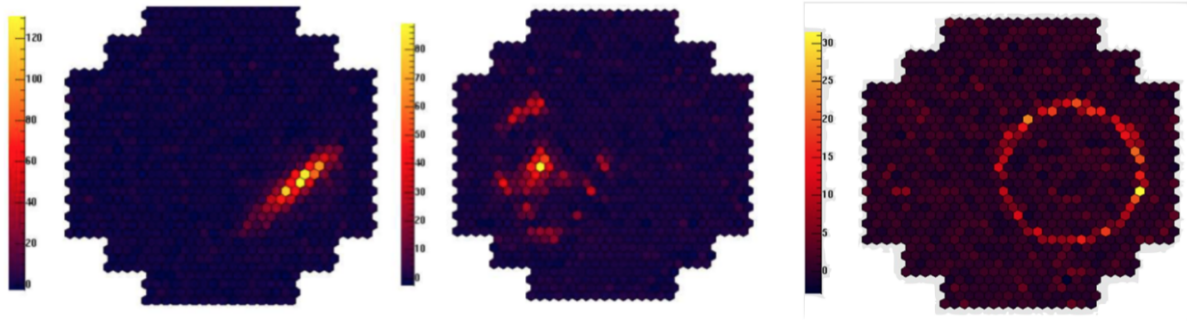


FIGURE 4.5 – Images de gerbes de lumière Tcherenkov observées par une des caméras de HESS : à gauche pour un photon (ellipsoïde), au milieu pour un hadron (présence de sous-gerbes), à droite pour un muon (anneau dû à la lumière Tcherenkov d'une seule particule). Tirées de SPIR-JACOB, 2019

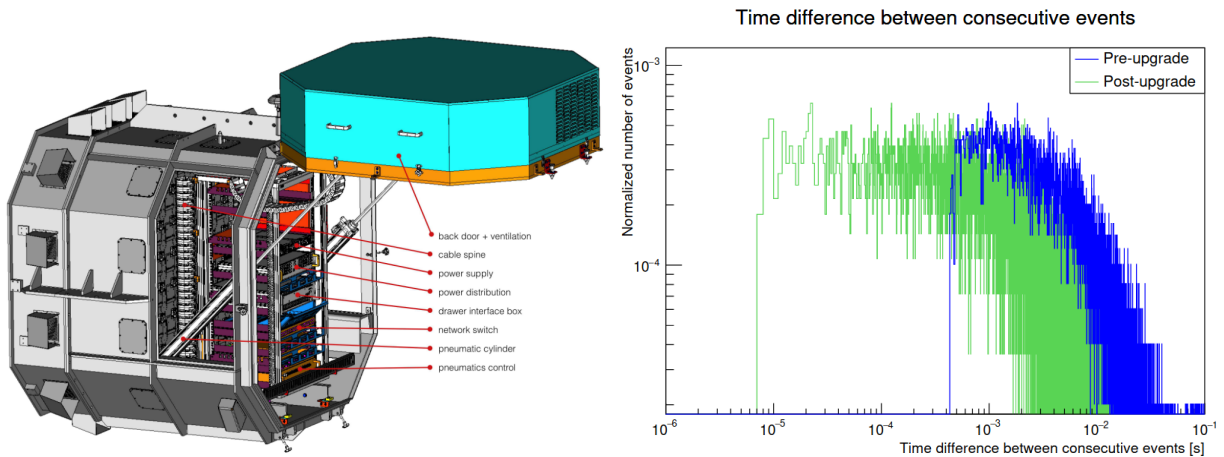


FIGURE 4.6 – Gauche : représentation d'une caméra NectarCAM, tirée de KLEPSEK et al., 2017. Droite : comparaison du temps mort entre deux détections, avant et après l'installation des nouvelles caméras, tirée de GIAVITTO et al., 2017.

nombre de coups sur une même session d'observation, et donc la sensibilité globale de la caméra.

4.3.2 Acquisition de données

Déclenchement Un système de déclenchement pour HESS doit permettre d'enregistrer un signal très bref (quelques ns) observé par un maximum de télescopes à la fois, sans être en permanence déclenché par de la lumière parasite "non-Tcherenkov". Une présentation détaillée de ce système est faite par FUNK et al., 2004.

Les règles de déclenchement sont les suivantes (avant l'arrivée de NectarCAM) :

1. Si, pour un télescope donné, un PM détecte un nombre de photo-électrons supérieur à un seuil $S_{p.e}$ (valant usuellement 4 p.e), la caméra va identifier le nombre de PMs ayant également dépassé ce seuil dans les dernières 1.3 ns.
2. Si le nombre de PMs ayant dépassé $S_{p.e}$ dépasse un second seuil S_{pix} (de 2.5 pixels), la caméra envoie un signal au système de déclenchement central, pour éventuellement recevoir une confirmation de déclenchement. La caméra va de son côté cesser l'acquisition et directement commencer le traitement des données en attendant cette confirmation.
3. Si le déclenchement central reçoit un tel signal d'au moins deux télescopes en moins de 80 ns, alors il envoie le signal de déclenchement aux télescopes en question pour leur permettre

de poursuivre l'enregistrement des données, ce qui résulte en un temps mort total de $446 \mu\text{s}$ ⁵ (FUNK et al., 2004).

4. Si aucune confirmation n'arrive au bout de $5.5 \mu\text{s}$, la caméra qui avait été déclenchée localement arrête l'enregistrement et reprend l'acquisition de données (le temps mort est alors de $5.5 \mu\text{s}$).

Observations La prise de données par HESS doit s'effectuer de nuit, avec le moins de lumière solaire ou lunaire possible. Cela laisse une fenêtre d'environ 25 nuits par mois pour observer, sachant que toutes les nuits ne permettront pas d'observer autant de temps (les premières et dernières nuits sont limitées par la lune). Cela équivaut à un total d'environ 1000 h d'observations par an. A partir de 2021, afin de maximiser le temps d'observations pour la détection de sources transitoires telles que les sursauts gamma, de nouvelles configurations d'observation ont permis d'observer le ciel en dépit d'un niveau de fond de ciel nocturne élevé, y compris incluant de la lumière lunaire (ce qu'on appelle des *moonlight observations*, voir le site de HESS, article "[Source of the month](#)" de Juillet 2022) et la thèse de Matthias Büchele (BÜCHELE, 2021).

Une nuit d'observation est idéalement découpée en sessions de 28 minutes (au plus), qu'on appellera par la suite *runs* d'observation, pendant lesquels les télescopes suivent la direction de pointé. Les sources se déplaçant dans le ciel, des sessions plus longues entraîneraient une trop grande variabilité en termes de conditions d'observation (notamment en termes d'angle zénithal), ce qui compliquerait la reconstruction des événements détectés. Il faut cependant régulièrement effectuer des runs d'étalonnage pour calibrer adéquatement les télescopes (cf. section suivante).

Le planning d'observation est défini à l'avance pour environ un an, sachant que des cibles d'opportunité peuvent être rajoutées selon les détections faites par d'autres observatoires. HESS a également la possibilité de répondre à des alertes durant la nuit, typiquement pour tenter d'observer des sursauts gamma (qu'il a été possible de détecter récemment (ABDALLA et al., 2019)).

Toutes les données prises ne sont pas retenues pour les analyses publiées, ni même pour les étapes suivantes du traitement des données, un certain nombre de critères de qualité sont en effet appliqués directement après les observations. Il faut notamment s'assurer du bon fonctionnement des caméras, notamment vérifier que suffisamment de PMs ($>85\%$) étaient fonctionnels durant un run donné. La qualité des conditions atmosphériques est également un critère de sélection, traité plus en détails dans HAHN et al., 2012. Typiquement le passage d'un nuage peut causer une variabilité anormale du taux de déclenchement des télescopes en absorbant tout ou partie de la lumière Tcherenkov émise par une gerbe de particules. On surveille pour cela notamment le taux de déclenchement de chaque télescope, sa valeur absolue et sa variabilité.

Les runs problématiques sont initialement identifiés dans l'étude a posteriori des conditions d'observation lors de ce qu'on appelle le *day shift*. Tandis qu'une équipe s'assure du bon fonctionnement du réseau HESS pendant la nuit, une autre passe ensuite en revue les différents relevés d'instruments (taux de déclenchement, radiomètres, thermomètres, fractions de pixels cassés, etc.) et signale les problèmes éventuels. J'ai personnellement pu participer au day shift de HESS en octobre 2020.

4.4 Des données brutes aux rayons gamma

Le traitement des données prises par HESS suit plusieurs étapes, résumées dans le schéma Figure 4.7, avant de pouvoir produire des résultats tels que des cartes du ciel en rayons gamma ou des spectres de sources astrophysiques. Il faut ainsi : calibrer et nettoyer les images brutes par télescope (DL0 vers DL1, section 4.4.1), reconstruire les événements à l'origine des flashes Tcherenkov (DL2, section 4.4.2), puis discriminer au maximum les rayons gamma des événements de fond, afin de produire des listes d'événements dits "gamma-like" (DL3, section 4.4.4). Ces listes sont ce sur quoi nous travaillerons dans les chapitres suivants pour produire et travailler sur des cartes et des

5. Le changement de caméra en 2016 a toutefois permis de faire passer ce temps mort à $5.5 \mu\text{s}$

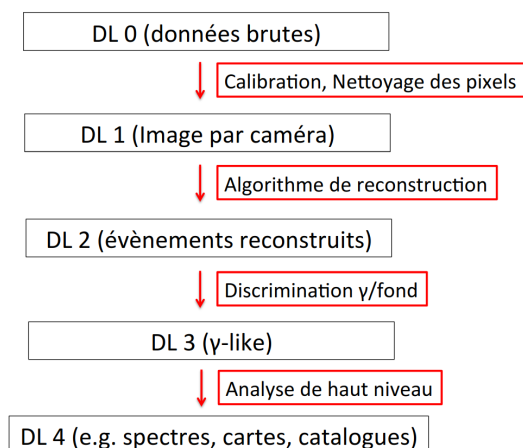


FIGURE 4.7 – Schéma des différents niveaux de données au cours de l'analyse, tirée de JOUVIN et al., 2017

spectres des sources du CG (DL4, section 4.7). Nous présentons ici la façon (ou les façons) dont les différentes étapes sont réalisées.

4.4.1 Calibration

Les données de "niveau 0" sont des images instantanées prises pour chaque déclenchement pour chaque caméra, contenant tous les pixels. Ces données vont subir une première étape de calibration et de nettoyage, afin de corriger l'essentiel des biais instrumentaux, et de permettre la reconstruction des événements ayant causé les flashes Tcherenkov détectés. La calibration des caméras est traitée de manière plus détaillée dans AHARONIAN et al., 2004a. La principale question à laquelle la calibration doit répondre est : comment remonter au nombre de photons Tcherenkov perçus par un pixel à partir du signal électrique enregistré en sortie d'un PM ? Différents tests sont effectués à intervalles réguliers pour décrire au mieux cette réponse des PMs, car cette réponse va varier dans le temps *et* d'un PM à l'autre.

On va dans un premier temps chercher à déterminer ce qu'on appelle les **piédestaux** (*pedestals* en anglais), soit la réponse des PMs en l'absence de tout signal physique d'intérêt. Une première contribution aux piédestaux est le bruit électronique et thermique du circuit. Pour l'estimer, il suffit de "faire une observation" en fermant le capot de la caméra pour bloquer toute arrivée de photons. La seconde contribution aux piédestaux est due au bruit de fond du ciel nocturne (Night Sky Background, NSB). Qu'il s'agisse des étoiles, des satellites ou de la scintillation de l'atmosphère, on peut estimer le niveau de NSB en regardant la réponse des pixels n'ayant pas reçu de lumière Tcherenkov, toutes les 2 minutes pendant une observation.

Il faut ensuite déterminer le **gain effectif** des PMs. Sa valeur nominale est de 2×10^5 électrons pour un photo-électron. L'estimation du gain doit idéalement se faire sans photons parasites du NSB, donc avec le capot fermé en envoyant des photons un par un avec des LEDs. C'est ce qui est fait pour étalonner la voie de haut gain (pour les signaux faibles). Il n'est cependant pas possible de faire la même chose pour la voie de bas gain (pour les signaux forts), qu'on doit donc étalonner directement sur des photons Tcherenkov en comparant leur réponse à celle des voies de haut gain.

Après avoir étalonner les gains d'amplification des photo-électrons, il faut faire de même pour l'efficacité de conversion des photons en photo-électrons, ce qu'on appelle l'**efficacité optique**. Cette grandeur fait intervenir la réflectivité des miroirs, les angles morts, la transmissivité des cônes de Winston et l'efficacité des PMs eux-mêmes. On se sert des muons pour estimer cette efficacité optique, en comparant la trace qu'ils laissent sur la caméra (un anneau très reconnaissable) avec les prédictions d'un modèle. On peut trouver une description plus précise de cette méthode dans CHALME-CALVET et al., 2014.

Par ailleurs, les pixels (comprendre ici PM et cône de Winston) n'ont pas tous la même efficacité. On peut déterminer les **corrections d'homogénéité** à apporter grâce à des runs spécifiques appelés "Flat-field" où l'on éclaire la caméra de manière uniforme avec des LEDs situées au milieu des réflecteurs. La calibration nécessite cependant d'identifier et d'écartier les **pixels "cassés"** (dysfonctionnels ou éteints délibérément) pour ne pas introduire de biais.

Enfin, pour fabriquer une première production de données appelées DST (Data Summary Tapes), il faut nettoyer les images ainsi calibrées. Cela permet notamment d'optimiser le stockage des données et le temps de calcul lors de la reconstruction. On veut notamment ne retenir que les pixels constituant la gerbe Tcherenkov, et pas ceux affectés par le NSB. On applique donc 2 seuils en p.e, S_1 et $S_2 > S_1$, aux pixels : on retire tous les pixels au-dessous de S_1 , on garde ceux au dessus de S_2 , et on garde ceux entre S_1 et S_2 si au moins un de leur voisin dépasse S_1 . Les valeurs de ces seuils sont généralement de (5 p.e, 10 p.e) ou de (5 p.e, 7 p.e), selon le type de reconstruction utilisée par la suite.

4.4.2 Reconstruction

Une fois les données calibrées et nettoyées on obtient des listes d'images par télescope des flashes Tcherenkov détectés pour chaque événement. C'est à partir de celles-ci qu'on veut reconstruire les événements, avec leurs paramètres physiques tels que leur direction d'arrivée, leur paramètre d'impact et leur énergie. Cette étape de reconstruction va également fournir un certain nombre de paramètres qui permettront par la suite de discriminer ces événements entre photons gamma et hadrons. Il y a plusieurs méthodes pour effectuer ces deux étapes, chacune ayant ses avantages et ses inconvénients. Par exemple, certaines méthodes vont améliorer la sensibilité aux événements de hautes énergie en coupant les événements de basse énergie, et d'autres vont chercher une meilleure sensibilité aux sources faibles au prix des hautes énergies.

Méthode Hillas La méthode historique de reconstruction des photons gamma à partir des gerbes Tcherenkov est la méthode dite de Hillas, ou méthode géométrique des moments réduits (HILLAS, 1985). L'idée est d'identifier un certain nombre de paramètres géométriques sur l'image de la gerbe Tcherenkov (dont la forme est en théorie elliptique, voir Figure 4.8), puis de remonter aux propriétés du photon gamma incident à partir de ces paramètres. Les principaux paramètres de Hillas sont :

- le barycentre des charges (des p.e) de l'image
- la charge totale de l'image (ou amplitude)
- la demi-largeur σ_l de l'ellipse
- la demi-longueur σ_L de l'ellipse
- la distance entre le barycentre et le centre de la caméra

La stéréoscopie de HESS permet ici assez simplement de reconstruire la direction d'arrivée du candidat-photon gamma. La direction d'un photon étant située quelque part le long de l'axe principal de la gerbe Tcherenkov, en projetant les gerbes obtenues par les différents télescopes dans un même repère (plan de la caméra), on peut tracer l'intersection des axes principaux des ellipses reconstruites (voir Figure 4.9) et retrouver la direction d'incidence du photon. Les 3, 4 ou 5 droites ne s'intersectent pas en un seul point en général, la direction reconstruite est donc une moyenne pondérée en fonction des charges mesurées dans chaque image de la gerbe.

La reconstruction du point d'impact (c'est-à-dire le point où l'axe de la gerbe coupe le plan d'altitude nulle) suit une méthode similaire, mais sur un repère lié au sol. On peut également estimer la hauteur du maximum d'émission de la gerbe. Cette hauteur dépend de l'énergie du photon et peut être déduite géométriquement, voir HOFMANN et al., 2000 pour plus de détails.

Enfin, l'étape importante de la reconstruction de l'énergie du photon utilise la charge détectée par chacun des télescopes, la position du paramètre d'impact et la hauteur du maximum de gerbe. L'énergie d'un événement est estimée à partir de tables créées par des simulations Monte Carlo (ou MC) pour différentes valeurs de ces trois paramètres. Il est possible de prendre plus de paramètres en compte comme l'angle zénithal du pointé, l'efficacité optique ou le décalage angulaire de la source

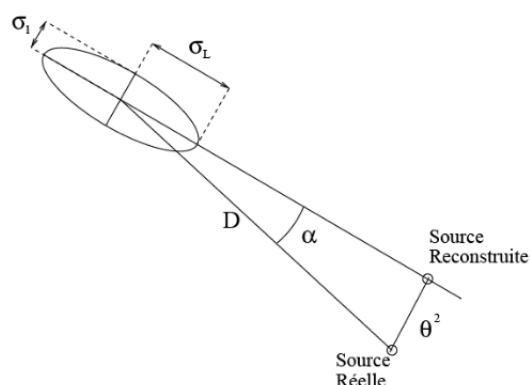


FIGURE 4.8 – Schéma définissant les paramètres de Hillas. σ_L et σ_l sont respectivement les demi grand et petit axes. D est la distance (angulaire) entre le barycentre de la gerbe et l'image de la source. θ^2 correspond à la séparation angulaire entre la position de la source reconstruite et celle de la source réelle, et α est l'angle entre la direction de l'image et la droite reliant le barycentre de la gerbe et la position réelle de la source.

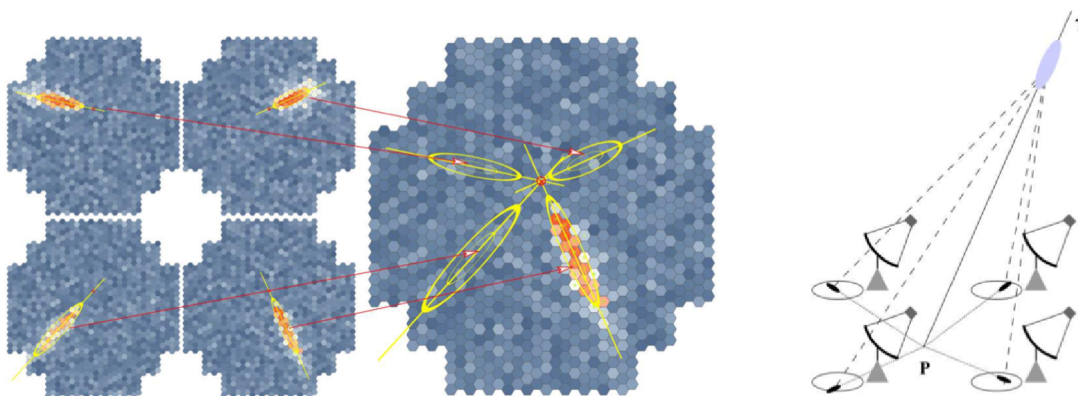


FIGURE 4.9 – Reconstruction de la direction d'arrivée d'un photon gamma par méthode de Hillas. À gauche l'image d'une même gerbe sur les 4 télescopes, donc observée sous différents angles. Au centre, la superposition des ellipses construites avec la méthode de Hillas sur chaque image individuelle, leurs grands axes se coupent en un même point, qui correspond à la direction de la gerbe dans le ciel. Crédit : K. Bernlohr. À droite, une représentation de la gerbe atmosphérique au-dessus des télescope, avec sa direction d'arrivée et son point d'impact P. Via JOUVIN et al., 2017

reconstruite au centre de la caméra. Il s'agit de la méthode proposée par BECHERINI et al., 2011. Cette reconstruction de l'énergie se fait pour chaque télescope individuellement, et la valeur retenue est là encore pondérée en fonction de la charge mesurée par chaque télescope.

Model 3D Une méthode développée plus récemment (LEMOINE-GOUMARD et al., 2006) se base sur la modélisation à 3 dimensions de la photosphère Tcherenkov des gerbes électromagnétiques. L'idée principale ici est de mieux exploiter le fait qu'on puisse observer les gerbes sous plusieurs angles à la fois. Cette méthode effectue deux hypothèses pour modéliser les photosphères : celles-ci sont des gaussiennes tridimensionnelles⁶ allongée selon un axe de développement (et supposées symétriques autour de cet axe), la distribution angulaire des photons Tcherenkov produits est indépendante de l'énergie du candidat-photon.

Comme précédemment, il faut déterminer un certain nombre de paramètres associés aux gerbes (essentiellement les mêmes, plus ceux rajoutés par la description à 3 dimensions, ainsi que le nombre de photons Tcherenkov produits). Ces paramètres sont déterminés par une méthode de maximum de vraisemblance entre des images prédites -sur tous les télescopes à la fois- et les images effectivement observées. La prédiction des images doit également prendre en compte l'efficacité de conversion des photons Tcherenkov en p.e, ainsi que la résolution angulaire de PMs. L'énergie du candidat-photon incident est là encore estimée par comparaison avec des tables MC, qui cette fois-ci prennent en compte le nombre de photons Tcherenkov prédit par la reconstruction.

Autres méthodes : Model Analysis et ImPACT Une approche pour la reconstruction des événements est l'utilisation d'abaques d'événements simulés. Cette approche a été initiée par les équipes françaises pour le télescope CAT, et améliorée pour une application aux données HESS. Une présentation récente de ce principe peut être trouvée dans DE NAUROIS et al., 2009 (méthode *Model Analysis*), qui utilise un modèle semi-analytique de gerbes électromagnétiques. C'est de cette manière que la chaîne d'analyse "Paris Analysis" procède pour reconstruire les événements. On peut également citer la méthode ImPACT (PARSONS et al., 2014) qui se base sur des simulations Monte Carlo massives de photons gamma incidents et des gerbes ainsi créées.

Ces simulations prennent en compte les angles zénithaux, les décalages angulaires, les énergies, etc. A partir des gerbes simulées, des images par caméra sont produites grâce à la chaîne de simulation complète du détecteur et vont être mises en mémoire pour former des abaques : images par télescope pour chaque point de l'espace des paramètres. On va ensuite comparer les vraies images de gerbes Tcherenkov à ces simulations, via une méthode de maximum de vraisemblance, pour déterminer les paramètres les plus probables pour chaque candidat photon (direction et énergie).

4.4.3 Simulations

Que ce soit pour la reconstruction des événements, leur identification comme événement gamma ou hadronique (sous-section suivante) ou bien pour la construction de fonctions de réponse d'instrument (section suivante), il est nécessaire de simuler la réponse des télescope à différents types d'événements. Il faut toutefois procéder en deux temps : d'abord simuler l'interaction de la particule incidente (hadron, photon ou lepton) avec l'atmosphère, des premières désintégrations jusqu'à la propagation de la lumière Tcherenkov. Ensuite, il faut simuler la réponse des différents télescopes à cette lumière Tcherenkov, c'est-à-dire la réflexion des photons par les miroirs, puis leur propagation (éventuelle) jusqu'aux détecteurs de la caméra.

Simulations de gerbes atmosphériques

Les simulations de gerbes atmosphériques procèdent par méthode MC : une particule d'incidence déterminée et ses particules-filles vont être suivies sur des tranches discrètes d'atmosphère. De

6. La densité de photons Tcherenkov est censée suivre cette distribution

nombreux processus doivent être pris en compte au cours du développement de la gerbe : productions de paires e^+/e^- , pertes d'énergie par Brehmsstrahlung, pertes d'énergie par ionisation, diffusions successives des électrons, annihilations des positrons, diffusions élastiques. Chaque particule est suivie individuellement, ainsi que son émission Tcherenkov sur son trajet (là encore photon par photon). Il faut alors également prendre en compte l'absorption de la lumière Tcherenkov, ce qui reste un facteur d'erreur important à cause des variations locales de température et de densité de l'atmosphère. Le simulateur utilisé pour les données avec lesquelles nous travaillons dans cette thèse est le simulateur KASKADE (KERTZMAN et al., 1994).

Simulations de la réponse des télescopes

Afin de simuler le détecteur, chaque photon Tcherenkov produit à l'étape précédente est suivi jusqu'à la caméra. Le logiciel utilisé pour nos données est appelé SMASH (voir GUY, 2003 pour une description détaillée de cet outil). La partie optique est décrite en détail : on prend en compte les trajectoires des photons, leurs longueurs d'onde et leurs positions par rapport aux télescopes. Les réflectivités des miroirs et des cônes de Winston sont prises en compte, y compris dans leur dépendance en la longueur d'onde. Enfin l'ombre projetée par les bras du télescope est aussi prise en compte en retirant aléatoirement un certain pourcentage des photons. La partie électronique est ensuite simulée, pour chaque pixel individuellement et en prenant en compte les conditions et les temps de déclenchement des acquisitions. Enfin, les charges de chaque pixel sont simulés pour les deux chaînes d'acquisition (bas et haut gain). SMASH permet également de simuler le NSB, le taux de pixels non-fonctionnels, l'efficacité optique des télescopes et le type de déclenchement des télescopes (monoscopique ou stéréoscopique).

4.4.4 Discrimination gamma/fond

L'essentiel du fond que l'on cherche à distinguer des photons gamma provient, à ce stade, de rayons cosmiques ayant eux-même généré une gerbe de particules et un flash de lumière Tcherenkov en arrivant dans l'atmosphère. Comme évoqué précédemment et montré par la Figure 4.5, les images causées par des hadrons sont généralement morphologiquement distinctes de celles causées par des photons. De plus, un intérêt particulier du fonctionnement stéréoscopique des télescopes est que la lumière Tcherenkov provoquée par des hadrons a plus tendance à n'être détectée que par un seul télescope, ce qui facilite le rejet de ces événements.

Méthode Hillas La discrimination entre les rayons gamma et le fond telle que pensée dans la méthode Hillas utilise uniquement les paramètres géométriques et s'intéresse à leur distribution. On va ainsi définir, pour chaque paramètre P un paramètre réduit $P_{reduit} = (P - \{P\})/\sigma_P$ avec $\{P\}$ la moyenne et σ_P la largeur de la distribution de paramètres P simulés par Monte Carlo. On va ainsi simuler des gerbes Tcherenkov issues de photons gamma pour un ensemble de valeurs de l'angle zénithal, de la charge, du paramètre d'impact et du décalage angulaire. On moyenne ensuite les paramètres réduits sur les 2, 3, 4 ou 5 télescopes déclenchés. Les distributions de paramètres réduits obtenues par simulations MC sont à comparer avec celles obtenues pour les événements réels reconstruits (cf. Figure 4.10), qu'on sait être largement dominés par le fond hadronique. Des différences claires entre les distributions permettent facilement de couper un grand nombre d'événements comme ayant une probabilité quasi-nulle d'être des photons. N'appliquer qu'une seule coupure va laisser une grande quantité de fond, c'est pourquoi on cherche à appliquer des coupures pour plusieurs paramètres, mais c'est également la raison du développement d'autres critères et méthodes de discrimination.

Maximum de vraisemblance Dans le cas des méthodes de reconstruction d'événements utilisant des techniques de maximum de vraisemblance, ces dernières peuvent servir par la suite à discriminer les événements gamma du fond. En effet, tenter d'ajuster une morphologie de gerbe photonique

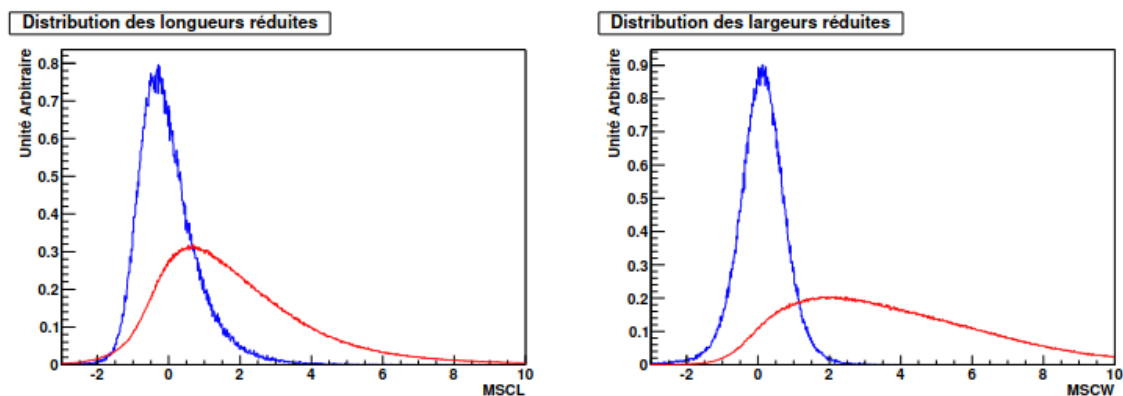


FIGURE 4.10 – Distribution des paramètres réduits : à gauche les longueurs des ellipses, et à droite les largeurs. En bleu les distributions issues des simulations MC de photons gamma (donc distributions gaussiennes normales), en rouges les distributions obtenus avec les données réelles. On note que la distinction est assez claire dans le cas de la largeur réduite, en coupant par exemple à $MSCW = 2$. Crédits MARANDON, 2010

produit un ajustement de qualité sensiblement inférieure si la gerbe qu'on tente de décrire est d'origine hadronique. La qualité des ajustements est une grandeur quantifiable (le maximum de vraisemblance lui-même) que fournit une méthode comme *Model 3D*.

Analyse multivariées Les méthodes de discrimination "modernes" utilisent souvent ce qu'on appelle des analyse multi-variées qui s'appuient sur des techniques d'arbres de décisions boostés (ou BDT, Boosted Decision Tree). Les BDT sont une technique de machine learning permettant de construire un algorithme de décision binaire (ici "photon" ou "hadron") en utilisant un nombre donné de paramètres et en optimisant les pouvoirs de discrimination de chaque paramètre. Cette optimisation s'effectue dans un premier temps sur un ensemble de données *d'entraînement* composé de bruit de fond hadronique réel et sur des photons gamma simulés par MC. Il faut toutefois faire attention à ne pas "surentraîner" les BDT sur les données d'entraînement, pour qu'ils puissent garder une marge de manoeuvre sur des données réelles. L'idée est de pouvoir attribuer une note entre -1 et 1 (-1 pour un hadron idéal, 1 pour un photon idéal) à chaque événement testé, selon une méthode qui laisse le moins d'ambiguïtés possibles.

L'algorithme de discrimination utilisé pour produire les données sur lesquelles nous avons travaillé est une méthode appelée *Paris-MVA* (MVA pour Multi-Variate Analysis) (BECHERINI et al., 2011 ; KHELIFI et al., 2015 ; LEFAUCHEUR, 2015). Il existe une autre méthode d'analyse multi-variée appelée *TMVA* (voir OHM et al., 2009 pour l'application dans HESS, et SPECKMAYER et al., 2010 pour la méthode elle-même), qui utilisent 6 paramètres dont 4 issus de la reconstruction *ImPACT*, et les 2 mêmes paramètres de Hillas que *Paris-MVA*. Cette méthode est optimisée pour la détection de sources galactiques de faible intensité, ce qui est exactement ce que l'on recherche lors de l'étude du centre galactique au TeV. Un total de huit variables sont ainsi utilisées par cette méthode :

- les longueurs et largeurs réduites obtenues via la méthode Hillas
- trois variables provenant de la méthode *Model 3D* : la largeur réduite obtenue via *Model 3D*, l'erreur sur la largeur de la gerbe et une variable définie à partir de la hauteur maximum de la gerbe
- trois autres variables créées pour *Paris-MVA* (BECHERINI et al., 2011) qui quantifient les différences entre les deux méthodes.

Paris-MVA va de plus entraîner et utiliser ses BDT indépendamment pour différentes conditions dans un espace des phases : en fonction de l'angle zénithal, du nombre de photons Tcherenkov prédits par *Model 3D* et selon le nombre de télescopes déclenchés. Le pouvoir de discrimination des paramètres retenus peut en effet changer en fonction de ces conditions, d'une manière que la

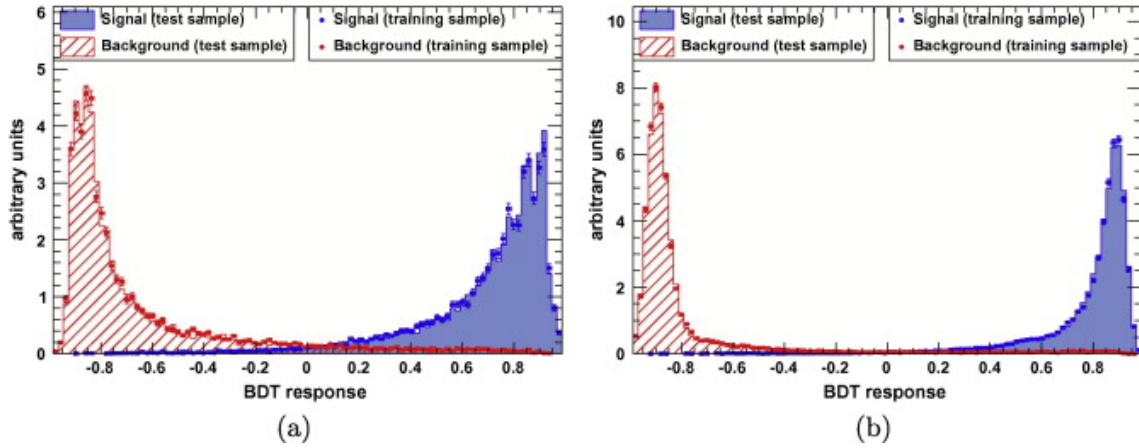


FIGURE 4.11 – Exemple de distribution des réponses du BDT. A gauche pour 2 télescopes, à droite pour 3 ou 4. Crédits LEFAUCHEUR, 2015

technique des BDT peut déterminer si l'on "cloisonne" ses entraînements. Ceci est une des différences principales de la méthode Paris-MVA par rapport à la méthode de discrimination TMVA utilisée avec la reconstruction ImpACT.

4.4.5 Chaînes d'analyse, configurations et coupures

Chaînes d'analyse Il existe dans HESS trois chaînes d'analyse qui se distinguent sur les trois étapes décrites dans les sous-sections précédentes : calibration des images, reconstruction des événements et discrimination du fond :

- Paris Analysis, utilisant la calibration décrite précédemment, section 4.4.1, la méthode *Model* pour la reconstruction et un critère de convergence pour la discrimination ⁷.
- HAP, utilisant une calibration indépendante et un autre modèle MC de gerbes atmosphériques, ImpACT pour la reconstruction ⁸, et TMVA pour la discrimination
- **HAP-fr**, utilisant la même calibration que **Paris Analysis**, **Model 3D** pour la reconstruction, et **Paris-MVA** pour la discrimination. Cette chaîne d'analyse a été développée à l'APC.

Optimisations et coupures Au sein d'une même chaîne d'analyse (ou chaîne de production) il est possible de jouer sur certains paramètres pour produire différents jeux de données, mieux optimisés pour certaines études. Par exemple, deux lots de coupures "classiques" sont *standard* et *hard*, la différence étant le choix de la valeur de la variable discriminante, optimisée pour la détection de différents types de sources.

Les analyses multi-variées sont une généralisation de ce procédé, l'optimisation des valeurs des coupures s'effectue pendant une phase d'entraînement. Si l'on s'intéresse à des sources de haute énergie par exemple, on veut maximiser le nombre d'événements non coupés (globalement très faible) pour mieux détecter les sources astrophysiques, quitte à choisir des coupures "plus généreuses". Cela n'est pas un problème à haute énergie puisque le fond est relativement mou (a fortiori plus mou qu'une source qui continue à émettre au delà de 10 TeV), mais cela implique que les données en dessous du TeV sont noyées par le bruit, et donc que l'analyse aura un seuil en énergie à 1 TeV. En revanche si l'on s'intéresse à des sources galactiques de faible intensité ou diffuses sur une grande plage en énergie, l'analyse multi-variée doit trouver un juste milieu entre rejeter suffisamment de

7. Les méthodes *Model++* et *Model3D* utilisent des fonctions de vraisemblance à maximiser pour estimer les paramètres des photons gamma reconstruits. En utilisant ces valeurs de vraisemblance, on peut déterminer si l'événement est suffisamment bien décrit par un modèle de photon pour être considéré comme tel.

8. Pour la production de données utilisée dans cette thèse.

Reconstruction Discrimination gamma/fond	Hillas (géométrie), Tables Monte Carlo (énergie) Paris MVA
Optimisation MVA Flux des sources à 1 TeV Indice spectral	10% de la Nébuleuse du Crabe 2.3
Coupsures de qualité Coupsures en charge Nombre de télescope	80 p.e 4

TABLE 4.1 – Paramètres de la configuration HAP-fr ash

fond et garder assez de signal. Cela se fait nécessairement à un prix, typiquement par une moins bonne description des basses (< 400 TeV) et hautes énergies (> 10 TeV).

On peut en plus de cela appliquer des coupures de qualité telles que des coupures en charge ou en multiplicité de télescopes déclenchés. En effet l'optimisation de la MVA maximise le nombre de candidats-photons retenus sans a priori se préoccuper de la qualité de leur détection (ce qui peut être un problème surtout pour l'étude de sources faibles).

Chaînes et configurations utilisées dans cette thèse Pour vérifier les résultats obtenus, il est nécessaire d'effectuer l'analyse via deux chaînes différentes au moins.

La chaîne considérée comme principale dans les chapitres 6 et 7 est la chaîne HAP-fr en configuration "ash", dont nous résumons les paramètres dans la Table 4.1. Elle est optimisée pour l'étude des sources galactiques de faible brillance, et donc aussi pour l'étude de l'émission diffuse du CG. La chaîne que nous utiliserons pour vérification est la chaîne HAP en configuration standard ImpACT (on s'y référera par "HAP-hd" dans la suite, pour HAP-Heidelberg).

Dans les deux cas, nous utilisons des données de niveau 3 ou "DL3" sous forme de listes d'événements mises au format GADF (voir Section 4.6.1). Ce format est celui lu par la librairie gammapy, et sera le format de données de référence pour les données publiques de CTA (plus de détails dans la section 4.6).

4.5 Estimation de la réponse de HESS

4.5.1 Fonctions d'instruments

A l'étape de calibration, les effets instrumentaux sont pris en compte pour la détection des gerbes Tcherenkov, ce qui signifie qu'il reste a priori des effets instrumentaux au niveau des événements gamma reconstruits. Pour donner un exemple, la résolution des caméras étant finie, la précision de la direction reconstruite des photons l'est également. On va donc avoir besoin d'étudier la réponse globale de l'instrument, de photons gamma incidents théoriques aux photons gamma reconstruits. Cela permet dans une certaine mesure de s'affranchir de la dépendance des données reconstruites au "filtre" que représente le processus de détection par l'instrument, depuis le hardware jusqu'au software.

Construction des fonctions de réponse d'instrument (IRF) Les fonctions de réponse de l'instrument sont construites à partir de simulations Monte-Carlo massives, pour estimer la dispersion (en direction et en énergie) avec laquelle HESS perçoit un photon de direction et d'énergie donnée. Comme pour les simulations MC évoquées précédemment, celles-ci vont être effectuées pour différentes conditions d'observation : angles zénithaux, décalages angulaires, efficacités optiques, azimuts (nord ou sud)⁹, et énergies vraies des photons (pour la surface efficace et la résolution en énergie). Les simulations procèdent en deux temps : d'abord une simulation de la gerbe dans l'atmosphère utilisant KASKADE, puis une simulation de l'interaction de chaque photon Tcherenkov

(de chaque gerbe) avec l'instrument avec SMASH (miroirs, cônes, PMs et déclenchement). Une fois les données simulées, on obtient des données au format DL0, à qui ont fait passer les différentes étapes d'analyse décrites précédemment : nettoyage, calibration, puis reconstruction des événements et discrimination entre les photons et les hadrons. On compare ensuite ce qui ressort de l'analyse avec ce qui avait été simulé : nombre de photons gamma, énergies vraies, directions des photons, afin de pouvoir évaluer les IRF dans une configuration donnée. Les IRFs sont construites pour chaque chaîne d'analyse indépendamment, a minima car la reconstruction des données n'est pas la même, mais également car différents codes de simulation peuvent être utilisés.

On utilise ici 4 fonctions d'instruments : la fonction d'étalement de point, la résolution en énergie et la surface efficace calculées par des simulations, et l'acceptance aux hadrons, établie à partir des vraies données.

PSF La fonction d'étalement de point (ou PSF pour Point Spread Function) est la réponse du détecteur à une source parfaitement ponctuelle. Les photons émis par cette source vont être détectés avec une certaine dispersion autour de la position de la source (on ne prend pas en compte ici les erreurs de pointé qui introduisent également des biais). Le modèle pour la PSF de HESS est une superposition de trois fonctions gaussiennes bidimensionnelles, dont on ajuste les amplitudes et les rayons en fonction de la distribution angulaire des événements gamma obtenus après reconstruction pour un jeu de paramètres donnés simulé. Les paramètres de cette fonction, établie pour un réseau de conditions (angles zénithaux, efficacités optiques, énergies vraies, azimuts, et décalages angulaires), vont être stockés, et on pourra interpoler sur les conditions d'observation réelles pour assigner un modèle de PSF à chaque run. L'objectif vis à vis des modèles morphologiques des sources gamma est de convoluer ces derniers par la PSF avant d'en ajuster les paramètres pour reproduire au mieux les caractéristiques morphologiques.

C'est à partir de cette fonction que l'on estime la résolution angulaire de l'instrument, à 0.07° pour HESS, défini comme le rayon R68 de la PSF contenant 68% des événements.

Surface efficace Afin de traduire le nombre de photons récoltés en un flux (photons par m^2 et par seconde), il faut normaliser le nombre mesuré par la surface de collection du système, en m^2 (et le temps d'exposition, en s). Cette surface est appelée surface efficace et dépend de l'énergie, ainsi que de l'angle zénithal, du décalage angulaire, de l'azimut et de l'efficacité optique du détecteur, et des coupures sur les événements. On l'estime pour chaque ensemble de paramètres en faisant le rapport du nombre de photons simulés détectés et passant les coupures, sur le nombre total de photons simulés. On note que cette surface augmente avec l'énergie puisque les gerbes de haute énergie sont plus lumineuses et donc visibles de plus loin, jusqu'aux limites du champ de vue des télescopes¹⁰.

Résolution en énergie On a évoqué à plusieurs reprises dans ce chapitre des facteurs d'incertitudes sur l'énergie reconstruite E_{reco} d'un photon gamma observé, il va donc être crucial de décrire la réponse du système à un photon d'énergie vraie E_{vraie} . On se sert ici des différentes simulations MC pour établir une distribution des migrations en énergie E_{reco}/E_{vraie} pour chaque ensemble de conditions. Ces distributions sont ensuite ajustées par des fonctions log normal dont les paramètres sont tabulés en fonction des paramètres d'observation (angle zénithal, azimut, efficacité optique, décalage angulaire) et de l'énergie vraie. Ces fonctions sont ensuite interpolées pour les conditions d'observation de chaque run.

Comme pour la PSF et la description morphologique des sources, la résolution/dispersion en énergie sera convoluée avec les modèles spectraux avant ajustement des paramètres.

9. La différence entre un azimut de pointé vers le sud et vers le nord est l'orientation du champ magnétique terrestre, qui influe sur le développement des gerbes Tcherenkov.

10. Il faut toutefois garder en tête que les événements de basse énergie sont largement plus nombreux.

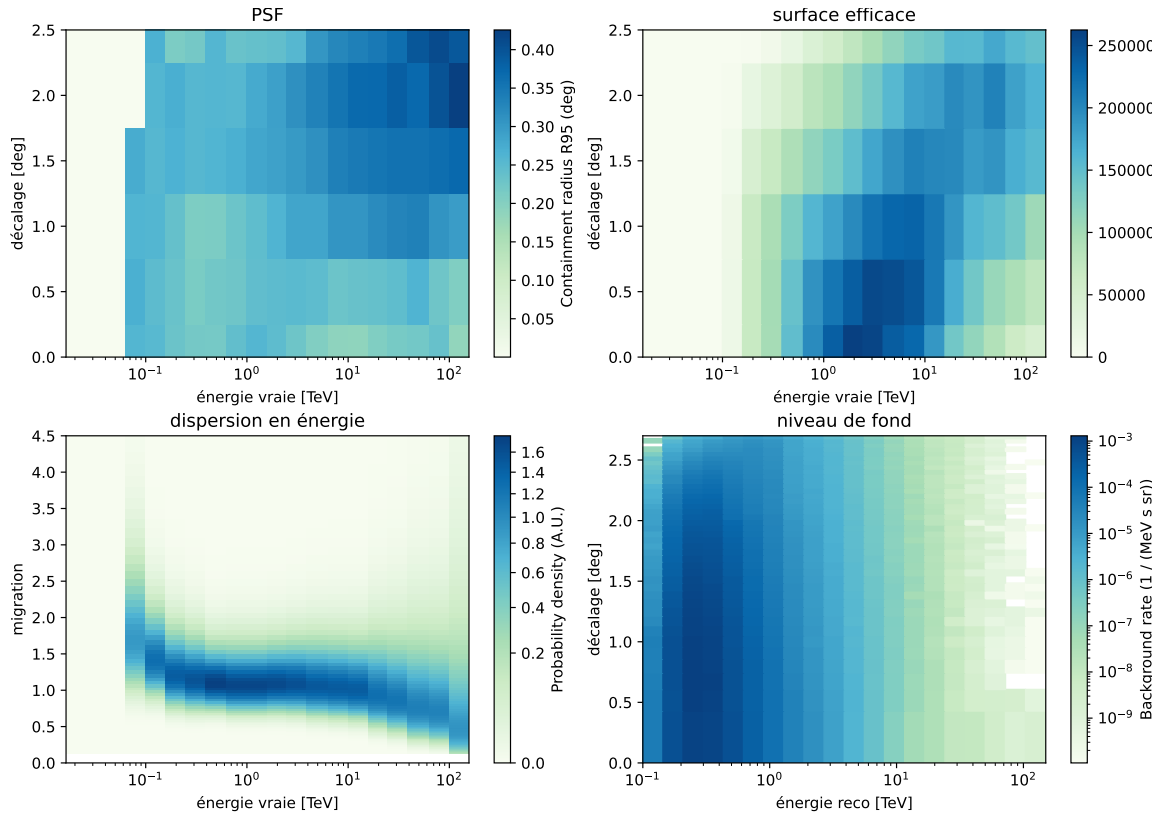


FIGURE 4.12 – Exemple d’IRFs de HESS pour une observation effectuée en mars 2004 (id 20198). Cette observation utilisant CT1-4 a détecté environ 6000 événements de 300 GeV en moyenne, pour un pointé vers le sud à 15° d’angle zénithal, par 15°C et 82 hPa .

Acceptance au hadrons Même après l’étape de discrimination gamma/fond décrite à la section précédente, il subsiste dans les DL3 des événements de fond qu’on veut pouvoir soustraire lors des analyses pour ne garder que le signal gamma. Ce bruit de fond¹¹ domine largement les listes d’événements DL3, jusqu’à 80% en mode stéréoscopique. On va ainsi déterminer la distribution des événements de fond en fonction du décalage angulaire avec le centre du champ de vue, de l’énergie et des conditions de pointé. Contrairement aux fonctions de réponse précédentes, on construit celle-ci à partir de vraie données tirées d’observations effectuées dans des régions vides de sources (typiquement loin du plan galactique). Il serait possible en théorie de simuler des hadrons par MC, d’y appliquer une méthode discrimination pour ensuite en déduire l’acceptance radiale au hadrons. Cela impliquerait cependant un nombre extrêmement élevé de simulations, c’est pourquoi on utilise des données d’observation sans source dans le champ de vue.

On fait ici les hypothèses que l’acceptance est radiale¹², donc symétrique par rapport au centre du champ de vue, et qu’elle est la même (en moyenne) pour des observations partageant un même angle zénithal, azimut et efficacité optique. La détermination de ces acceptances est la première étape vers l’estimation du fond et sa prise en compte pour la construction de cartes du ciel ou de spectres.

Depuis l’introduction des méthodes d’analyse spectro-morphologiques (cf. Section 4.7.5) les fonctions d’acceptance au hadrons sont définies sur un certain échantillonnage en énergie.

11. Ce bruit est principalement d’origine hadronique, mais il existe aussi un bruit d’origine leptonique, ainsi qu’un bruit photonique a priori, provenant de sources non résolues.

12. Cette hypothèse n’est pas faite pour toutes les chaînes d’analyse. En effet, à fort angle zénithal du pointé, l’acceptance change rapidement dans le champ de vue, même sur quelques degrés. Cela a motivé la construction d’une acceptance aux hadrons à 2 dimensions pour les données HAP-hd.

4.5.2 Estimation du fond

L'astronomie au TeV devant travailler avec une quantité relativement faible de photons par rapport au nombre de hadrons détectés, il est important de connaître le mieux possible le niveau de bruit dans chaque observation. En termes de prises de données pour observer le fond, il y a deux façons de procéder : la technique dite du *wobble*, ou d'observation en décalage, permet de résoudre des régions avec et sans signal dans un même champ de vue, et donc dans une seule prise de donnée. Pour des sources trop étendues, cette méthode ne fonctionne pas, et l'on doit observer alternativement deux positions durant la nuit : l'une contenant la cible d'observation, et l'autre a priori vide de signal (donc contenant uniquement du fond hadronique). Le fonctionnement en *wobble* présente un net avantage dans la mesure où le niveau de fond dépend fortement des conditions d'observation, donc estimer le niveau de fond dans les mêmes conditions où l'on mesure la cible donne de meilleurs résultats que mener deux observations distinctes. En supposant une bonne connaissance des sources de photons gamma de THE dans le ciel, on peut par ailleurs définir des **régions d'exclusion** où l'on s'attend à voir du signal et où l'on ne peut pas estimer le fond directement. La taille et la précision de ces régions augmente au fur et à mesure que les expériences d'astronomie Tcherenkov observent le ciel à THE.

Estimations du fond standards La méthode historique d'estimation du fond consiste, pour une région d'intérêt ON, à également observer une région dite OFF (sans signal) pour extrapoler le niveau de fond dans la région ON, et en déduire le nombre N_S de coup "en excès" :

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

N_{ON} le nombre de coups dans la région ON, N_{OFF} pour la région OFF, et α un facteur dépendant de la taille et de la forme respective des deux régions, mais aussi de l'acceptance aux hadrons.

Il existe différentes techniques et formes de régions OFF, plus ou moins adaptées selon la morphologie des sources de la région et selon les pointés des observations disponibles. Les plus courantes sont la méthode dite "Ring background" pour obtenir des images du ciel, et une méthode utilisant des régions OFF multiples à même décalage angulaire que la région ON, pour obtenir des spectres. *La méthode de l'anneau* prend comme région OFF un anneau autour de la région ON, et permet une bonne estimation du niveau de flux proche de la source, bien que cette estimation dépende fortement de l'acceptance aux hadrons (et donc de ses potentielles imprécisions).

La méthode des régions OFF multiples permet de s'affranchir d'une correction par l'acceptance aux hadrons, et en particulier de la dépendance de celle-ci avec l'énergie, relativement difficile à estimer, ce qui est idéal pour l'estimation du spectre d'une région d'intérêt.

Dans chacun de ces cas, le calcul du facteur α est différent. On veut sélectionner les régions OFF les plus grandes possible pour plus de précision, sans toutefois qu'elles se superposent aux régions d'exclusion.

Ces méthodes sont bien adaptées à l'étude de sources ponctuelles isolées, car on peut estimer le fond à de petites distances angulaires de la source d'intérêt, ce qui est optimale. Cependant, c'est en théorie plus compliqué pour les régions plus peuplées comme le plan galactique et surtout le centre de la Galaxie¹³, bien que le relevé du plan galactique par HESS (le HGPS, voir H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2018c) ait pu être réalisé avec ces méthodes. Il est donc possible d'étudier des sources relativement étendues, mais pas de manière optimale, car l'estimation du niveau de fond est biaisée par la présence de signal diffus dans celles-ci, ou bien rendu moins précise par des régions OFF trop petites. Il faut alors en quelque sorte retourner à l'ancienne méthode pour estimer le niveau de fond dans la région d'intérêt en extrapolant à partir d'autres observations, pour constituer un modèle phénoménologique du fond.

13. Plus exactement, c'est l'amélioration de la sensibilité de HESS et le temps d'observation accumulé qui a révélé que des régions précédemment considérées vides de signal ne l'étaient en fait pas, ce qui a compliqué l'estimation du fond. C'est également un problème que connaîtra CTA.

Field of View Background La méthode d'estimation du fond utilisée dans notre travail est la méthode dite "Field of View Background" décrite par exemple par BERGE et al., 2007 et implémentée dans `gammapy` (voir JOUVIN et al., 2017). L'idée est de prédire une carte de fond pour tout le champ de vue considéré (pouvant inclure plusieurs observations avec des directions de pointé différentes) à partir des fonctions d'acceptance radiale aux hadrons. L'implémentation de cette méthode a nécessité d'avoir assez d'observations OFF pour proposer un modèle d'acceptance aux hadrons généralisé. Ces fonctions étant établies à partir de certaines observations extra-galactiques, il faut construire les autres par extrapolation : on suppose que le profil d'acceptance radiale est le même pour un même ensemble de conditions de pointé (angle zénithal, azimut, efficacité optique). L'acceptance radiale est alors convertie en carte du niveau de fond avec soit une hypothèse de symétrie cylindrique, soit comme une carte 2D pouvant présenter un gradient selon une direction du champ de vue (au prix d'une statistique moins élevée). Il est toutefois essentiel de renormaliser ce profil pour chaque observation pour prédire le nombre de coups dus au fond, car les conditions citées ci-dessus seules ne suffisent pas à prédire le niveau de fond. Pour ce faire, on s'intéresse aux régions du champ de vue qui n'ont pas été exclues pour l'estimation du fond, et on ajuste la normalisation du modèle de fond de sorte à reproduire le nombre de coups observés dans ces régions.

On peut remarquer que cette méthode ne prend pas en compte d'éventuels gradients du niveau de fond dans le champ de vue (notamment à grand angle zénithal).

4.6 Outils numériques

4.6.1 Format GADF

Le format GADF (pour gamma-astro-data-format) est un format de données mis en place depuis 2017-2018, qui définit une manière générique de stocker les données et les IRFs des instruments Tcherenkov, à savoir des tables listant les événements avec un nombre défini de paramètres, et des tables définissant chaque IRF. Ce format utilise des fichiers de type "Flexible Image Transport System" (dit FITS, voir la dernière version : PENCE et al., 2010) standard pour les données d'astronomie depuis près de 40 ans. Les données CTA au niveau DL3, qui seront rendues publiques, utiliseront ce format de données. Les données HESS traitées par les chaînes de production HAP sont également converties dans ce format.

Le format GADF se présente pour les données HESS de la façon suivante :

- pour chaque run, une table contenant la liste d'événements, et leurs propriétés (après reconstruction)
- pour chaque run, des fichiers `.fits` pour les 4 fonctions d'instruments (fond, surface efficace, dispersion en énergie, PSF)
- un fichier `hdu_index.fits`, répertoriant les emplacements des fichiers pour chaque runs
- un fichier `obs_index.fits`, avec une table contenant les métadonnées pour chaque run (conditions de pointé, télescopes fonctionnels, conditions atmosphériques, etc.)

Il est donc possible de charger dans python les listes d'événements DL3 avec les fonctions d'instruments associées pour tous les runs, et de sélectionner les observations selon un grand nombre de critères. `Gammapy` permet notamment d'effectuer ces opérations de manière simple à l'aide de diverses classes python.

4.6.2 Gammapy

`Gammapy` (voir DEIL et al., 2017 pour la librairie, et NIGRO et al., 2019 pour les résultats sur la nébuleuse du Crabe) est une librairie python *open source* ayant pour but de faciliter l'analyse de données de haut niveau en astronomie gamma, et Tcherenkov en particulier. Elle est principalement basée sur les bibliothèques `numpy`, `scipy` et `astropy`. C'est l'outil d'analyse de haut niveau officiel de CTA, et l'APC est très investi dans son développement et son utilisation dans HESS depuis 2015.

Gammapy inclut des outils similaires à ceux utilisés pour les analyses HESS standard, comme l'estimation du fond décrite à la section précédente, l'extraction spectrale et la construction de cartes ou de courbes de lumière, abordées dans la section suivante. L'objectif est également d'utiliser python et des bibliothèques éprouvées telles qu'astropy pour implémenter de nouvelles méthodes d'analyses, comme l'analyse spectro-morphologique (voir le travail de JOUVIN, 2017)

Le travail présenté dans les chapitres suivants a été réalisé avec gammapy en [version 0.18.2](#). La dernière version stable est trouvable sur [le site de gammapy](#).

4.7 Analyses de haut-niveau

4.7.1 Détection de sources et tests d'hypothèses

L'analyse la plus simple réalisable sur des données astrophysiques en rayons gamma, et celle qui a longtemps été la seule accessible aux données disponibles, est la détection d'une source. Étant donné la rareté des photons gamma, la question du niveau de significativité de détection d'un signal est en effet une préoccupation majeure. A cause du fond hadronique, la détection d'une source doit se faire par la détection d'un excès *suffisant* de signal (dans une région ON) par rapport au fond (dans une région OFF typiquement).

Nous présentons ici succinctement la méthode dite "Li & Ma" tirée de leurs travaux (LI et al., 1983). La méthode de détection consiste à comparer deux hypothèses : soit ce qu'on observe dans la région ON est une fluctuation statistique du fond (hypothèse dite nulle), soit elle contient un signal. Cette comparaison s'effectue en définissant et calculant les vraisemblances de chaque hypothèse, puis en faisant leur rapport λ , qui est une fonction du nombre de coups N_{ON} , du nombre de coup N_{OFF} et de leur rapport α (ou bien simplement du nombre de coup prédits par un modèle de fond).

Suivant LI et al., 1983, pour des données observées $X = (N_{ON}, N_{OFF})$ et deux hypothèses E_0 et E sur les valeurs attendues du signal \overline{N}_S (valant 0 pour E_0 , non nulle pour E) et du bruit $\overline{N}_B = \alpha N_{OFF}$, le maximum du rapport des vraisemblances s'écrit :

$$\lambda = \frac{P(X|E_0)}{P(X|E)} = \left[\frac{\alpha}{1 + \alpha} \frac{N_{ON} + N_{OFF}}{N_{ON}} \right]^{N_{ON}} \left[\frac{1}{1 + \alpha} \frac{N_{ON} + N_{OFF}}{N_{OFF}} \right]^{N_{OFF}} \quad (4.1)$$

Pour un nombre de coups suffisant, il a été montré que $-2 \ln(\lambda)$ se comportait comme une distribution χ^2 à un degré de liberté. Cela signifie qu'on peut en prendre la racine pour obtenir une significativité S (aussi appelée "nombre de sigmas") qui est d'autant plus grande que la probabilité de l'hypothèse nulle est faible. On considère qu'une source est détectée en astronomie gamma quand sa significativité par rapport au fond est au dessus de 5σ .

Cette méthode de comparaison des hypothèses se retrouve dans toutes les analyses effectuées avec HESS : on peut ainsi attribuer une significativité à l'ajout d'un paramètre à un modèle décrivant des données en comparant les vraisemblances dans les deux cas. Les vraisemblances vont plus généralement servir par la suite à ajuster des modèles aux données, en adaptant leur calcul au format des données (1D, 2D ou 3D).

4.7.2 Forward folding

La méthode dite du forward folding consiste à ajuster un modèle à un ensemble de données en calculant les données prédites par le modèle (convolution du modèle par les fonctions d'instruments) puis en les comparant aux données. Cette méthode est présentée en plus de détail dans PIRON, 2000. La comparaison s'effectue en évaluant une vraisemblance λ qu'on va chercher à maximiser en modifiant les paramètres libres du modèle. λ quantifie la "distance" entre données prédites et réelles et peut être définie de différentes façons selon ce que l'on cherche (extraction spectrale, description morphologique ou les deux), elle doit augmenter quand cette distance diminue.

La probabilité poissonnienne d'obtenir N événements pour une valeur prédite \bar{N} (par un modèle spectral, morphologique ou du fond) est :

$$P(N|\bar{N}) = \frac{\bar{N}^N \exp(-\bar{N})}{N!}$$

La formule générale pour la vraisemblance L , pour un *binning* indexé par i (en énergie, en espace, voire les deux), et des *runs* indexés par j , et pour N et B les événements mesurés (et prédits) dans les régions ON et OFF ¹⁴ :

$$L = \prod_{i,j} P(N_{i,j}, B_{i,j} | \bar{N}_{i,j}, \bar{B}_{i,j}) = \prod_{i,j} P(N_{i,j} | \bar{N}_{i,j}) P(B_{i,j} | \bar{B}_{i,j}) \quad (4.2)$$

Les probabilités pour N et B étant indépendantes. Il existe différentes façons d'implémenter la vraisemblance, qui se différencient essentiellement par les définitions des valeurs prédites (cf. JOUVIN, 2017).

Cette méthode appliquée à l'astrophysique des hautes énergies est présentée dans CASH, 1979, où il est notamment question de l'extraction des paramètres à partir de la maximisation de la vraisemblance.

4.7.3 L'analyse spectrale ("1D")

Ce qu'on nommera analyse spectrale (ou "1D") ici est l'analyse d'un signal gamma intégré dans une petite région du ciel en fonction de l'énergie pour en déduire un flux (par unité d'énergie, de temps et de surface) :

$$\phi(E) = \frac{dn_\gamma}{dE dA dt}$$

avec n_γ un nombre de photons.

Le but est de trouver une fonction ϕ de l'énergie décrivant au mieux les données, tout en prenant en compte la réponse de l'instrument. L'extraction spectrale s'effectue par forward folding comme expliqué ci-dessus. On regarde les données d'une région ON avec un certain échantillonnage en énergie reconstruite, et les données d'une région OFF avec le même échantillonnage. Le facteur d'acceptance α est toujours pris en compte pour déterminer le niveau de fond.

La formule générale pour le calcul d'un nombre de coups prédit \bar{N} (dépendant d'une position mesurée x_m, y_m et d'une énergie mesurée E_m) par un modèle d'émission ϕ et une fonction de réponse *IRF* est la convolution :

$$\frac{d\bar{N}}{dx_m dy_m dE_m} = \int dx dy dE_v \phi(E_v, x, y) \times IRF(x_m, y_m, E_m | x, y, E_v) \quad (4.3)$$

avec x, y et E_v les positions et énergies "vraies" de la source.

Le passage du continu au discret se fait en intégrant cette densité sur la largeur des bins en x_m, y_m et E_m , ce qui peut être une étape critique si les bins sont très larges, ou si l'on intègre sur toute la gamme en énergie.

Dans le cas d'une analyse spectrale, le modèle est simplement une fonction $\phi(E_v)$ de l'énergie vraie E_v , et la fonction de réponse se décompose en une surface efficace $A(E_v)$, un temps d'exposition t et la dispersion en énergie $ED(E_r | E_v)$ avec E_r l'énergie reconstruite où l'on calcule le nombre de coups prédits.

Pour le nombre de coups prédits entre les énergies E_i et E_{i+1} :

$$\bar{N}(E_i < E_r < E_{i+1}) = \int_{E_v=0}^{\infty} dE_v \phi(E_v) \times t \times A(E_v) \int_{E_i}^{E_{i+1}} dE_r ED(E_r | E_v) \quad (4.4)$$

Dans la suite, on écrira $ED(E_m|E_v)$ au lieu de $\int_{E_i}^{E_{i+1}} dE_r ED(E_r|E_v)$, l'intégration sur les énergies reconstruites sera implicite, et il en sera de même pour la PSF et l'intégration sur l'espace des positions observées.

Le niveau de fond est ensuite estimé pour chaque *bin* en énergie à partir des régions OFF choisies et de l'acceptance associée.

Pour le calcul de la vraisemblance, JOUVIN, 2017 présente son implémentation actuelle dans HESS. En particulier, l'utilisation d'une vraisemblance profilée permet de résoudre le problème de l'absence de modèle de fond à proprement parler dans l'analyse purement spectrale.

4.7.4 L'analyse morphologique ("2D")

Avec l'avènement de HESS, MAGIC puis VERITAS, il a rapidement été possible de résoudre spatialement le signal au TeV, et non plus simplement des sources ponctuelles. De manière similaire, l'analyse morphologique cherche à décrire l'émission de THE à l'aide de modèles d'émission à deux dimensions (en intégrant le signal sur la bande d'énergie considérée). On passe ainsi d'un binning 1D à un binning 2D, mais le principe de l'analyse est toujours le forward folding et la maximisation d'une vraisemblance pour ajuster les paramètres d'un modèle pré-supposé.

D'un point de vu formel, on se sert de la même équation que 4.2, avec des valeurs de N et B réparties en une matrice 2D (et pour chaque run). Le changement principal réside dans la façon de prendre en compte les fonctions d'instrument dans la prédiction du modèle, puisqu'il faut ici prendre en compte la PSF, et non plus la dispersion en énergie, dans la mesure où l'on intègre sur tout l'espace des énergies reconstruites.

La fonction de réponse de l'équation 4.3 devient ici :

$$IRF(x_m, y_m|E_v, x, y) = PSF(x_m, y_m|E_v, x, y)A(E_v, x, y) \times t \quad (4.5)$$

Un autre changement considérable est la méthode d'estimation du fond, pour lequel il faut à présent une carte et non plus une seule valeur. La production de cartes de fond à 2D s'effectue habituellement avec la méthode des anneaux, en supposant des régions d'exclusion (cf. JOUVIN, 2017). Cette méthode requiert notamment une modélisation de l'acceptance radiale telle que décrite dans la section 4.5.1¹⁵.

4.7.5 L'analyse spectro-morphologique ("3D")

Une analyse spectro-morphologique est l'étape suivante dans la modélisation d'un signal astrophysique. Les données (observées, prédites, etc.) sont alors présentées sous forme de cubes : deux dimensions d'espace, une d'énergie, et les modèles à ajuster combinent un modèle morphologique et un modèle spectral. Leur ajustement suit la même méthode de forward folding que précédemment.

Cependant son implémentation pour les données gamma de THE est encore relativement récente. Le défi technique consiste à obtenir des données en quantité et en qualité suffisantes pour y appliquer une analyse aussi fine. En effet, les techniques de forward folding ont besoin d'un minimum d'événements par bin pour fonctionner et être assez précises. Or un échantillonnage plus fin, voire qui s'étend sur de nouvelles dimensions, diminue grandement la statistique disponible par bin. Le faible nombre d'événements rend d'autant plus critique l'estimation du fond, qu'il faut évaluer sous forme d'un cube désormais, à l'aide de modèles aussi solides que possible.

Il faut par ailleurs prendre en compte les 4 fonctions d'instruments citées précédemment pour prédire un cube de données à partir du modèle spectro-morphologique. Il faut dans un premier temps évaluer le nombre de coups $\bar{N}(E_m, x_m, y_m)$ (en fonction de la position et de l'énergie) pour un modèle spectro-morphologique $\phi(E_v, x, y)$ et une fonction de réponse qui vaut maintenant :

$$IRF(E_m, x_m, y_m|E_v, x, y) = PSF(x_m, y_m|E_v, x, y)ED(E_m|E_v, x, y)A(E_v, x, y) \times t \quad (4.6)$$

15. Là où les méthodes utilisées pour l'analyse spectrale (régions réfléchies et régions multiples) pouvait a priori s'en passer.

3D likelihood binned analysis

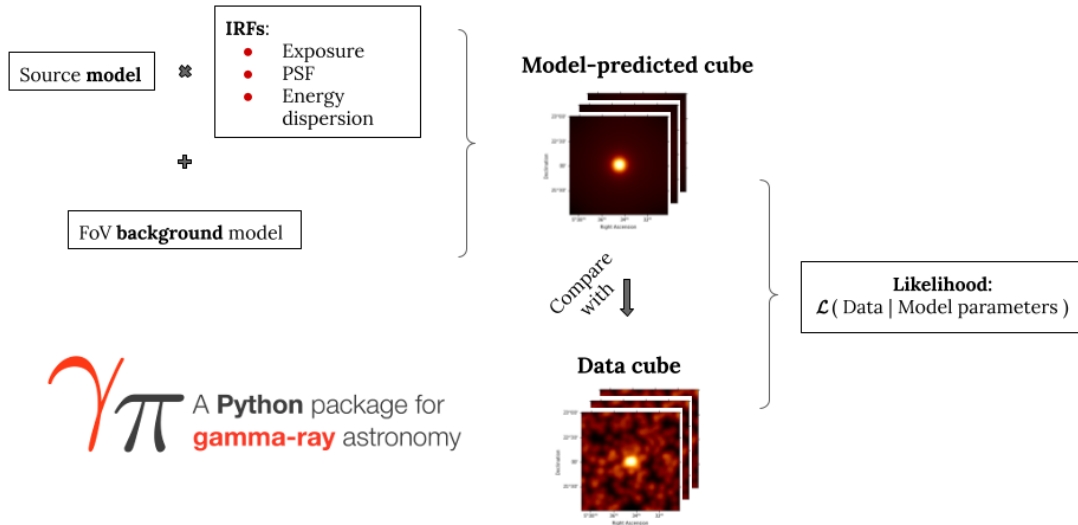


FIGURE 4.13 – Schéma du principe de l’analyse 3D. Crédits : Luca Giunti.

On précise que la possibilité de factoriser la PSF et l’énergie de dispersion notamment est une hypothèse de travail pour simplifier les calculs, car on sait que les erreurs de reconstruction des événements se font simultanément sur la direction et sur l’énergie.

Le besoin d’avoir une seule fonction pour la PSF et pour la résolution en énergie¹⁶, alors qu’il en existe une par observation individuelle, conduit à faire des moyennes pondérées de ces fonctions sur toutes les observations. Les fonctions sont pondérées selon l’exposition en chaque point du cube (cf. JOUVIN, 2017).

4.8 Performance des méthodes d’analyses

4.8.1 Validation des méthodes

La première étape pour la validation d’une méthode d’analyse est de l’appliquer à une observation simulée. Par exemple, on simule un signal avec un certain flux et un certain indice spectral, et l’on regarde si les paramètres sont correctement reproduits par l’analyse. On peut trouver une telle vérification dans la thèse de Léa Jouvin JOUVIN, 2017, au chapitre 8 section 2.

Ensuite, il convient de tester la méthode sur des vraies données de sources bien connues. En astronomie gamma il s’agit typiquement de la nébuleuse du Crabe, ou d’autres sources ponctuelles, mais aussi de certaines sources étendues, car les performances peuvent varier pour celles-ci. Pour une validation de l’analyse 3D sur des sources ponctuelles, on pourra se reporter à la section 8.3 de JOUVIN, 2017. En ce qui concerne les outils gammapy, des validations sont présentées par MOHRMANN et al., 2019 et NIGRO et al., 2019. Enfin, une validation de la chaîne d’analyse HAP-fr est donnée dans KHELIFI et al., 2015.

4.8.2 Domaines de validité d’une analyse

Bien que les différentes fonctions d’instrument soient construites pour un large espace de paramètres, il faut dans les faits limiter l’exploration de cet espace lorsqu’on choisit les données à inclure dans une analyse :

16. Plus exactement, la fonction de réponse $\int_{E_i}^{E_i+1} ED(E_{reco}, E_{vraie}) dE_{reco}$.

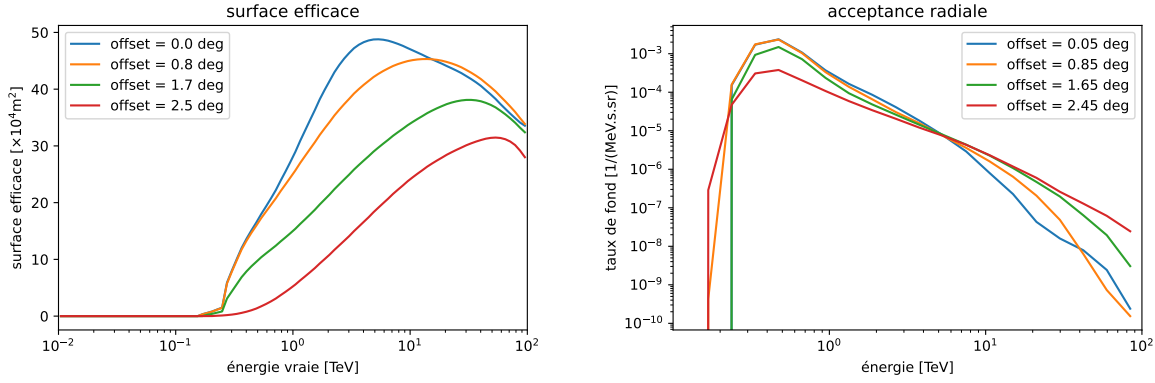


FIGURE 4.14 – *Gauche* : Évolution de la surface efficace en fonction de l'énergie, pour différentes valeurs du décalage angulaire. *Droite* : évolution du taux de fond en fonction de l'énergie, pour différentes valeurs du décalage angulaire. Ces courbes proviennent des IRF de l'observation 20198.

- la surface efficace présente un maximum en fonction de l'énergie et de la distance au centre de la caméra (voir Figure 4.14), mais pour des basses énergies et des grands décalages, cette surface décroît, et avec la sensibilité du système. On va typiquement considérer qu'il faut éviter de prendre en compte les événements pour lesquels la valeur de la surface est inférieure à 10-20% du maximum (et l'on peut décider d'appliquer des coupures plus strictes).
- le modèle à trois gaussiennes utilisé pour reproduire la PSF de l'instrument peut négliger certaines "queues" de distribution et une potentielle asymétrie de la vraie PSF.
- le modèle de fond tel que pris en compte dans l'analyse spectro-morphologique s'appuie sur l'hypothèse d'un spectre du fond décrit comme une loi de puissance, ce qui n'est vrai qu'à partir d'un certain seuil en énergie (voir Figure 4.14), ce qui oblige souvent à limiter l'analyse aux énergies supérieures à ce seuil. Modéliser un spectre de fond ne suivant pas une loi de puissance est possible, mais dépend fortement des conditions d'observation.

Si les IRFs sont définies pour reproduire précisément les données des simulations, elles souffrent néanmoins d'erreurs systématiques une fois appliquées aux données réelles, erreurs qu'il est important de prendre en compte.

4.9 Conclusion

Mon travail avec HESS s'est principalement fait avec les outils d'analyse de haut niveau. Ces outils sont ceux qui permettent de réaliser des analyses spectro-morphologiques telle que décrites dans ce chapitre. Il est en particulier nécessaire de réaliser ce type d'analyse sur le centre galactique à très haute énergie (chapitre 5), afin de pouvoir étudier ses variations temporelles sur des temps longs (chapitre 6).

Chapitre 5

Étude spectro-morphologique de HESS J1745-290

Sommaire

5.1	Analyse du centre galactique au TeV	110
5.1.1	État de l'art	110
5.1.2	Limitations des analyses 1D et 2D	111
5.2	Application au centre galactique	113
5.2.1	Sélection de données	113
5.2.2	Réduction des données	115
5.2.3	Modéliser le CG au TeV	118
5.2.4	Résultats	122
5.3	Étude des effets systématiques	126
5.3.1	Effets systématiques connus dans HESS	126
5.3.2	Simulations avec gammapy	129
5.3.3	Notre étude	129
5.4	Discussion	135

La première étape pour étudier les évolutions de la source HESS J1745-290 est d'avoir une description adéquate de cette source gamma. Cette description a déjà été faite à maintes reprises pour ce qui est du spectre, comme nous le rappellerons dans la première section. Nous reprenons le dernier modèle du CG publié par HESS (H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2018a), que nous allons réadapter grâce à une nouvelle méthode : l'analyse spectro-morphologique, ou analyse 3D (présentée au chapitre précédent). Cette approche doit permettre d'ajuster simultanément des modèles spectraux et des modèles morphologiques pour les différentes composantes de notre modélisation des quelques degrés centraux de notre Galaxie.

L'objectif principal de ce chapitre est d'extraire le premier véritable spectre intrinsèque de HESS J1745-290, sans contribution de l'émission diffuse qui recouvre cette source. Les études spectro-morphologiques à proprement parler sont encore nouvelles dans HESS, avec la première datant de 2010 (ABDALLA et al., 2021). Notre travail suit la méthode présentée au Chapitre précédent, et utilise donc principalement la librairie python gammapy, dont l'équipe HESS à l'APC a amplement contribué au développement.

Nous présenterons d'abord notre sélection de données (qui constitue malgré les nombreuses coupures, le plus grand jeu de données à THE sur le GC). Puis, nous décrirons succinctement comment ces données ont été réduites pour permettre leur analyse, ainsi que les modèles à ajuster pour reproduire les données. Nous fournissons en fin de Section 2 un ensemble de résultats de notre analyse, mais une partie pourra aussi être trouvée en Annexe à la fin de cette thèse. A la fin de ce Chapitre, nous proposons un travail mené sur les effets systématiques dans HESS et leur impact

sur les paramètres spectraux obtenus par notre analyse. Nous avons choisi de mener notre propre étude sur le sujet car la librairie `gammapy` rend l'approche choisie particulièrement aisée.

5.1 Analyse du centre galactique au TeV

5.1.1 État de l'art

Observations avant H.E.S.S. La précédente génération d'observatoires Tcherenkov (Whipple, CANGAROO) ont mené leurs analyses du centre galactique avec relativement peu de temps d'observation (respectivement 26 h et 66 h sur source) comparé à ce que HESS a pu accomplir depuis. Dans les deux cas (KOSACK et al., 2004 pour Whipple, TSUCHIYA et al., 2004 pour CANGAROO-II) l'observation du CG s'est faite via des observations ON-OFF : le télescope pointe sur la source pendant moins d'une heure, puis observe une région vide relativement proche (30 minutes d'ascension droite pour Whipple par exemple). La reconstruction des événement gamma s'effectue sur les 2 ensembles d'observations, pour nettoyer les événements "cosmic ray-like" et ne garder que des candidats photons gamma. L'étude se fait sur les données ON après soustraction des données OFF, pour établir le flux et le spectre de la source. Il s'agit donc d'analyses spectrales dites "1D", qui avaient pu identifier une source ponctuelle au CG (cf. chapitre 2). Whipple observait alors une source significative à 3.7σ , de flux intégré (au-delà de 2.8 TeV) de $1.6 \pm 0.8 \times 10^{-8} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$, compris dans une région de 15' incluant la position de Sgr A* ($l = 359.96$, $b = -0.04$). CANGAROO-II de son côté observait le CG entre 0.2 et 3 TeV et avait également détecté une source ponctuelle, mais lui avait mesuré un spectre particulièrement mou en loi de puissance $\propto E^{-4.6 \pm 0.5}$, résultat non confirmé par les observations ultérieures.

Observations par H.E.S.S. Les premières analyses HESS du CG étaient également des analyses 1D, à la différence qu'il était possible de définir et d'observer des régions ON et OFF dans le champ de vue d'une même observation, notamment grâce au "wobble mode"¹.

Les premiers résultats de 2004 (AHARONIAN et al., 2004b, 17h d'observation) confirment la présence d'une source ponctuelle ($< 3'$), de flux $(1.82 \pm 0.22) \times 10^{-7} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ intégré au dessus de 165 GeV, et d'indice spectrale 2.2 ± 0.24 . L'accumulation de temps d'observation avec HESS, et la meilleure sensibilité a permis de détecter de nombreuses sources ponctuelles dans la région, dont G0.9+0.1 (AHARONIAN et al., 2005c), ainsi qu'un signal étendu dans les quelques centaines de parsecs centraux le long du plan galactique (AHARONIAN et al., 2006a). La détection de l'émission diffuse s'est initialement faite par simple soustraction des deux sources ponctuelles très brillantes (HESS J1745-290 et G09+01) à une carte en coups de la région, dévoilant une émission significative à environ 14σ au dessus du fond.

La collaboration HESS développe rapidement une méthode pour tenter de séparer le signal diffus de la source compacte au centre. Dans l'étude suivante (AHARONIAN et al., 2006b), disposant de 48.7 h, l'analyse cherche donc à retirer non seulement le fond mais aussi la contribution de l'émission diffuse à la source centrale, ce qui sera également l'approche des analyses suivantes. Cet article établit une limite supérieure de 1.2' sur l'extension de la source, centrée en ($l = 359^{\circ}56'33.3'' \pm 9.7''$, $b = 0^{\circ}2'40.6'' \pm 10''$). Il mesure également un indice spectrale de 2.25 ± 0.14 , et un flux > 1 TeV de $(1.87 \pm 0.40) \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, ce qui est compatible avec la analyse précédente.

Dans une mise à jour de l'analyse du CG en 2009 (AHARONIAN et al., 2009), la collaboration HESS s'intéresse principalement au spectre et à la variabilité de HESS J1745-290, sur un total de 92.9 h d'observations. Cette analyse est également la première à tester d'autres formes spectrales que la simple loi de puissance : les hypothèses de loi de puissance brisée et de loi de puissance avec coupure exponentielle. Une coupure est détectée significativement dans le spectre de la source

1. Mode d'observation où le système pointe légèrement à côté de la source (~ 0.7 deg) en alternant entre deux positions, pour permettre l'observation de région OFF de même décalage angulaire que la source, ce qui est notamment utile pour l'estimation du niveau de fond par la méthode en anneaux décrite précédemment.

compacte. Un flux intégré au-delà de 1 TeV de $(1.99 \pm 0.49) \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ est mesuré, ainsi qu'un indice de 2.10 ± 0.14 et une énergie de coupure à 15.7 ± 5.9 TeV. On note qu'un profil de l'émission selon la longitude est utilisé pour extrapoler la contribution diffuse dans la région de $\sim 0.1^\circ$ autour de HESS J1745-290.

Un effort pour mieux localiser HESS J1745-290 est publié en 2010 (ACERO et al., 2010), afin d'identifier la ou les sources pouvant en être à l'origine. De meilleures techniques de contrôle du pointé des télescopes de HESS permettent de localiser la position du centre de la source à 13 arcsec près (contre 34 arcsec dans les travaux précédents). Cela a notamment permis d'exclure le reste de supernova Sgr A Est comme origine de HESS J1745-290 (voir Figure 5.1). Cette étude permet également de donner une limite supérieure sur l'extension de la source (extension inaccessible à la mesure puisque la source est ponctuelle), en tentant d'ajuster une morphologie gaussienne. Cette limite est de 1.3 arcmin, avec un niveau de confiance à 95%. Il faut toutefois préciser que le suivi des corrections de pointé n'a pas été maintenu les années suivantes, ce qui rend compliqué une nouvelle étude similaire. Cette étude est donc la plus précise en date sur la question de la position et de l'extension de HESS J1745-290.

Enfin dans H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2016, une étude spectrale de l'émission diffuse met en évidence le fait que son spectre ne présente pas de coupure détectable jusqu'à quelques dizaines de TeV, ce qui le rend compatible avec une population de protons accélérés jusqu'au PeV². L'estimation du spectre du diffus est effectuée dans plusieurs régions disjointes le long du plan galactique. Une nouvelle estimation du spectre de HESS J1745-290 y est également donnée (voir Figure 5.1) dont on retiendra notamment la mesure de l'énergie de coupure à 10.7 ± 4.1 TeV.

L'étude morphologique des 200 pc centraux présentée dans H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2018a utilise une modélisation 2D du background (méthode en anneau adaptative, similaire à celle utilisée dans H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2018c, cf. Chapitre 4) ainsi que de nouvelles méthodes de reconstruction pour améliorer la sensibilité aux sources faibles et étendues. La morphologie de l'émission diffuse est étudiée grâce à l'ajustement d'un modèle 2D par maximum de vraisemblance. Le modèle 2D empirique ajusté est construit à partir d'un traceur de la matière moléculaire dense (La raie du CS) et en y ajoutant la contribution de sources additionnelles étape par étape (voir Figure 5.2). Le spectre de l'émission diffuse est mesuré en cumulant le spectre 1D dans des régions couvrant pratiquement toute la surface du signal, à l'exception de la région de HESS J1745-290 et G0.9.

5.1.2 Limitations des analyses 1D et 2D

Jusqu'ici les méthodes d'analyse disponibles nous obligeaient à décorrélérer les études morphologiques des études spectrales. Les études au TeV du CG jusqu'à présent ont donc été soit de l'étude spectrale, dite "1D" : par intégration du signal sur une petite région correspondant soit à la source centrale, soit sur une région censée uniquement contenir de l'émission diffuse ; soit de l'étude morphologique dite "2D" : intégration du signal sur toutes la bande en énergie pertinente afin d'obtenir une carte 2D.

L'analyse spectrale Pointée sur la source centrale HESS J1745-290, cette analyse va a priori inclure une contribution due à l'émission diffuse qui s'y superpose. Bien que celle-ci soit nettement moins brillante que la source centrale (~ 5 fois moins de coups entre 0.6 et 10 TeV dans les 0.1° autour de la source), les études 1D faites sur HESS J1745-290 et sur le diffus en parallèle (H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2016) montrent une forme spectrale potentiellement distincte à haute énergie. Si une erreur sur le flux de HESS J1745-290 due à cette pollution de la source restera probablement mineure, il peut en aller autrement pour l'estimation du spectre de HESS J1745-290.

2. De tels RC sont observés sur Terre, mais il n'est pas encore clair quelles sources astrophysiques, surnommées PeVatrons, sont capables de les produire. Un spectre en gamma de THE s'étendant jusqu'à la centaine de TeV est un argument fort pour qu'une source accélère des RC jusqu'au PeV.

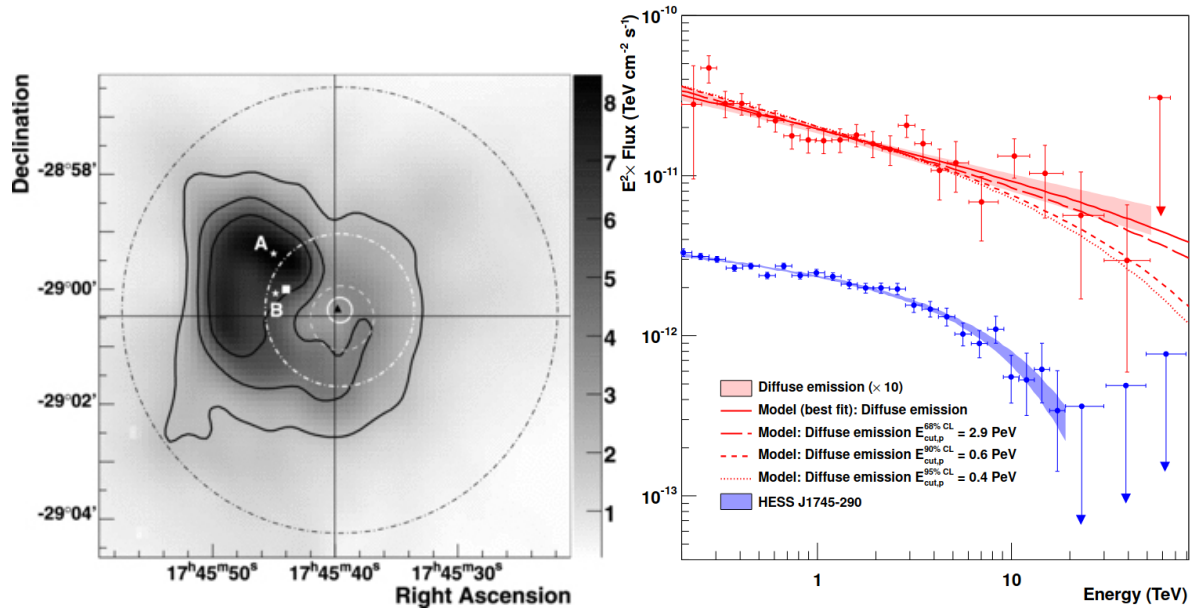


FIGURE 5.1 – Gauche : position de HESS J1745-290 (trait plein blanc) par rapport aux estimations précédentes (traits blancs pointillés) par dessus une carte de la région en radio montrant la position du reste de supernova Sgr A East (structure visible sur la gauche de l'image). Tirée de ACERO et al., 2010, se reporter au Chapitre 2 pour légende complète. Droite : Spectres de HESS J1745-290 et de l'émission diffuse. Tiré de H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2016.

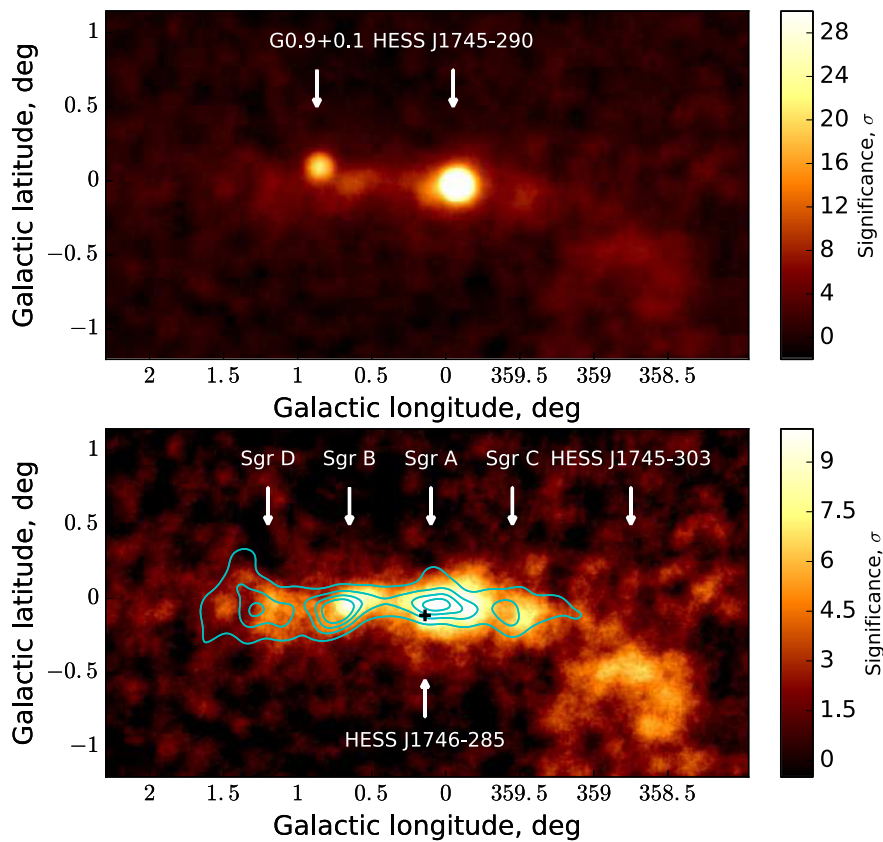


FIGURE 5.2 – Haut : carte en significativité du CG. Bas : carte en significativité de l'émission diffuse, après soustraction des source ponctuelles. Tiré de H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2018a.

C'est pourquoi il est important de remonter au spectre intrinsèque de la source centrale (et par là-même à celui de l'émission diffuse).

Par ailleurs, pour effectuer un spectre 1D sur une région donnée, il faut moyenner les fonctions d'instrument, ce qui est d'autant plus problématique que la région est grande. Il faut donc limiter la taille des régions d'études, y compris pour une émission très étendue comme l'émission diffuse au CG, pour laquelle il faut donc diviser l'étude spectrale sur un ensemble de petites régions (cf. H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2018a). On se heurte ensuite au problème de trouver une région OFF pour estimer le fond dans chacune de ces zones, ce que l'étendue de l'émission diffuse complique considérablement.

L'analyse morphologique Si les différentes composantes du modèle du centre galactique ont des spectres différents, la morphologie de la région vue au TeV peut évoluer avec l'énergie. Il ne s'agit toutefois pas du problème principal ici, dans la mesure où les indices spectraux de HESS J1745-290 et de l'émission diffuse sont comparables (entre 2 et 2.3). Ce qui semble les distinguer est observable au delà de 10-20 TeV, où la source centrale est clairement coupée, mais où le nombre de photons détectés en général devient également faible. Dans les faits H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2018a s'étaient déjà servi de l'analyse 2D pour estimer le flux de HESS J1745-290 "nettoyé" de la contribution du diffus. On peut remarquer toutefois que la description morphologique des différentes composantes du diffus dans cette étude n'a pas permis de déterminer si ces composantes avaient ou non des spectres similaires. Si oui, cela pourrait signifier qu'il ne s'agirait que d'une seule composante physique.

5.2 Application au centre galactique

5.2.1 Sélection de données

Comme toute analyse HESS, la notre doit être effectuée sur deux jeux de données étalonnées, reconstruites et filtrées de manière différentes, afin de vérifier la solidité des résultats. Comme expliqué précédemment, il existe plus d'une façon de traiter les données brutes de HESS pour obtenir des DL3. Nous avons utilisé deux chaînes de production impliquant deux calibrations indépendantes (l'une mise au point dans la partie française de la collaboration, l'autre dans la partie allemande). Ce qu'on nomme "chaîne de production" prend en charge le traitement des données de la reconstruction à la mise au format DL3, en incluant la construction du modèle de fond et des fonctions d'instrument (on pourra se reporter au Chapitre 4, section 4). La première chaîne de production de données, développée à l'APC et appelée HAP-fr ash (voir KHELIFI et al., 2015). La seconde est HAP standard ImPACT (voir Chapitre 4 section 4.4.5) L'avantage du format de données FITS utilisé dans les deux cas est que l'on peut utiliser exactement le même code python/gammapy pour mener l'analyse de haut niveau.

Critères de sélection Le choix des données est un élément crucial de toute analyse. En effet, les listes d'événements a priori pertinents pour l'objet et la période étudiée contiennent des données prises dans des conditions variables (conditions météo, directions de pointés, angles zénithaux, etc.), et donc de qualité variable. Les listes d'événements DL3 utilisées (au sens des configurations HAP-fr ash ou HAP-hd std ImPACT) incluent elles-mêmes un certain nombre de coupures de qualité sur les runs sélectionnés, comme détaillé dans le chapitre 4. Nous détaillons ici les critères de sélections supplémentaires que nous avons appliqué pour notre étude spécifiquement.

Pour chaque étude il convient de rajouter un certain nombre de critères au moment de la sélection des runs d'observations. D'abord, évidemment, en fonction de la région d'intérêt, mais également en fonction du type de source étudié (ponctuelle ou étendue), ou encore en fonction de la quantité de données disponibles (très grande dans le cas du CG). Ensuite, on veut de manière générale se limiter à des données pour lesquelles nos fonctions d'instrument décrivent le mieux le

	Pointé seul + 4 télescopes	angles zénithaux	normalisation du fond
HAP-fr	877 runs 368.3 h	840.5 runs 352.5 h	777 runs 327.4 h
HAP-hd	801 runs 365.0h	754 runs 343.5 h	731 runs 333.3 h

TABLE 5.1 – Effets sur le nombre de runs d’observation et le temps d’observation retenu de chaque coupure.

comportement du système. Si celles-ci sont a priori générées pour toutes les conditions où HESS est amené à travailler, les incertitudes peuvent néanmoins être très importantes pour des conditions "extrêmes". Nous avons donc restreints notre sélection de données (runs d’observation et événements) selon les critères suivants :

- **Décalage angulaire** : Nous avons limité le décalage angulaire maximum des événements retenus à 1.8 deg. Au delà de 2 degrés de décalage angulaire, la sensibilité au photon gamma du système se dégrade *et* varie très rapidement, c’est donc une source d’erreurs systématiques assez certaine. L’apport en termes de photons détectés en élargissant le champ de vue de chaque observation n’est pas intéressant compte tenu de l’incertitude sur leur reconstruction.
- **Pointé** : nous nous sommes limités aux runs d’observations pointant à moins de 1.8 deg du centre galactique ($l = 0$, $b = 0$). L’objectif est de ne conserver que des observations qui avaient HESS J1745-290 dans leur champ de vue, donc à moins de 1.8 degrés de la source.
- **Angles zénithaux** : Nous avons exclu les observations faites à des angles zénithaux supérieurs à 50 deg. De manière similaire, la sensibilité aux photons décroît rapidement passé 60 degrés au zénith, du fait de l’épaisseur de l’atmosphère. En particulier, une observation à grand angle zénithal verra sa sensibilité varier rapidement à l’intérieur de son champ de vue, ce qui n’est pas pris en compte a priori dans les fonctions d’instrument, et peut donc causer des erreurs. A moins de faire une étude spécifique d’observations à grands angles zénithaux, il est préférable de couper assez clairement quitte à perdre des données.
- **Normalisation du fond** : Lors de l’opération de renormalisation du modèle de fond (détaillée dans la sous-section suivante), si le facteur de renormalisation s’éloignait de 1 de plus de 30%, le run n’était pas non plus retenu. Cette normalisation est un indicateur indirect de la sensibilité du run au fond, et par extrapolation, de sa sensibilité tout court. Si cette normalisation est trop basse, cela veut notamment dire que le système n’a pas fonctionné avec assez d’efficacité, et il est envisageable de ne pas retenir le run en question.
- **Nombre de télescopes** : Le nombre de télescopes utilisé est de 4 pour les deux chaînes d’analyse, car c’est une limitation dure des données HAP-fr, et on l’applique également aux données HAP-hd, pour lesquelles c’était également préférable. La reconstruction des événements peut se faire avec un seul télescope en théorie, mais elle est d’autant plus précise et efficace que plus de télescopes sont inclus. Les observations à 4 télescopes sont donc de meilleure qualité que celles à 3 télescopes. De plus, le modèle de fond utilisé par les données HAP-hd est fait à partir d’observations à 4 télescopes, donc sa validité pour des runs à 3 télescopes est sujette à discussion³.

Nous précisons que les coupures présentées ici sont relativement strictes : il est en effet possible d’observer avec un plus grand champ de vue ou de plus grands angles zénithaux avec HESS. Cependant, cela se justifie notamment dans le cas où les données sont peu nombreuses, et où l’on peut se permettre d’optimiser chaque observation pour limiter les erreurs systématiques. Ici nous ne manquons pas de données, il est donc plus intéressant (et plus simple) de garder assez de "bonnes" données. L’effet des différentes coupure sur la quantité de données est résumé dans la Table 5.1.

3. Nos analyses initiales HAP-hd avaient toutefois été faites en incluant les runs à 3 télescopes (on retire ainsi environ 200 runs sur un millier au total).

Année	Nombre de runs	Temps d'observation (h)	Angle zénithal moyen (°)	Efficacité muonique moyenne
2004	99	44.6	20.7	0.80
2005	116	53.0	22.7	0.68
2006	36	16.6	18.7	0.63
2007	15	7.0	11.1	0.63
2008	24	11.0	15.4	0.58
2009	7	3.2	15.5	0.57
2010	19	12.1	11.4	0.63
2011	19	8.6	32.3	0.63
2012	84	37.4	19.2	0.66
2013	105	47.2	22.8	0.66
2014	120	53.6	19.7	0.63
2015	57	24.8	17.3	0.63
2016	11	5.0	12.5	0.59
2017	2	0.8	25.5	0.85
2018	14	6.3	21.6	0.82
2019	49	21.4	33.4	0.77
Total	777	352.7	20.6	0.68

TABLE 5.2 – Récapitulatif des observations retenues pour chaque années avec les données HAP-fr et de leurs propriétés : temps d’observation total, angle zénithal moyen, et efficacité aux muons moyenne.

Bilan Pour HAP-fr, nous avons retenu au total 777 runs, pour un temps d’observation total de 327.4 h. L’angle zénithal moyen est de 20.6°, et nous donnons la distribution des angles zénithaux par run dans figure 5.3. Quant à l’efficacité aux muons, l’un des paramètres de contrôle de la qualité des observation, elle est en moyenne de 0.68, mais varie considérablement au fil du temps (de 0.5 à 0.87). Un résumé complet de ces différents paramètres année par année est donné dans la Table 5.2.

Les données récupérées de la chaîne de production HAP-hd sont légèrement différentes : les critères de sélection appliqués en amont de la production de DL3 sont différents. Donc bien que les critères supplémentaire utilisés dans gammapy soient les mêmes dans les deux cas (et en se limitant ici aux observation à 4 télescopes), on obtient 731 runs d’observation. Comparé à la précédente étude du centre galactique par HESS (dont le champ de vue était plus large) qui totalisait 230 h, cela représente une augmentation considérable de 50% du temps d’observation, comprenant notamment de nouvelles observations le long du plan galactique.

5.2.2 Réduction des données

Structure des données Une étape importante pour l’analyse spectro-morphologique que nous menons est le choix et surtout la construction de l’objet sur lequel on l’effectue. Dans gammapy, nous utilisons l’objet MapDataset, pour stocker nos différents cubes de données (3 dimensions : deux d’espace et une d’énergie) et des fonctionnalités nécessaires à l’analyse de données et à l’ajustement d’un ou plusieurs modèles. Notre but est d’obtenir un seul objet MapDataset contenant toutes les données de la période 2004-2019, mais notre méthode permet également de produire simultanément des objets MapDataset *par année* qui nous seront utiles au chapitre suivant. Il est également possible de rassembler les données en différents MapDatasets selon d’autres paramètres, comme l’angle zénithal d’observation (cf. ABDALLA et al., 2021).

La géométrie WCS⁴ utilisée pour représenter nos données est une géométrie à 3 dimensions :

4. World Coordinate System, importé de la bibliothèque astropy.

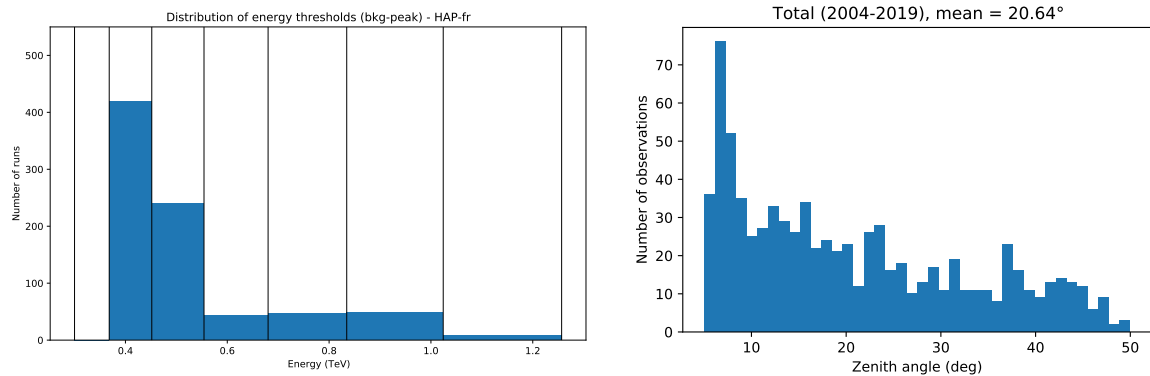


FIGURE 5.3 – *Gauche* : répartition des seuils en énergie obtenus par la méthode "bkg-peak". *Droite* : Distribution des angles zénithaux des observations retenues (données HAP-fr).

10 deg en longitude galactique, 8 deg en latitude galactique, divisée en cases de 0.02 deg par 0.02 deg, centrée sur ($l=0$ deg, $b=0$ deg). L'échantillonnage en *énergies reconstruites* comprend 25 pas (ou *bins*) logarithmiques de 0.30 à 50 TeV, tandis que celui en *énergies vraies* comprend 54 pas logarithmiques de 0.15 à 75 TeV.

Seuil en énergie Il est souvent prudent de limiter la plage en énergie sur laquelle on travaille lorsque l'on sait ou suspecte que le coût en termes d'erreurs systématiques dépasse l'apport purement statistique de ces données. Un seuil trop bas a pour effet d'inclure une très grande quantité d'événements de basse énergie, dont nous estimons qu'une bonne partie appartient en fait au fond hadronique. En théorie cela n'est pas un problème si le fond est adéquatement décrit, mais dans les faits nos modèles de fond étaient trop généraux pour cela.

La première méthode de sélection du seuil consiste à exclure les énergies pour lesquelles la surface efficace est inférieure à une fraction de sa valeur maximale. Dans les faits cela coupe essentiellement les énergies en dessous de 250 GeV, voire plus, et pour certaines observations les hautes énergies au-delà d'un certain seuils peuvent aussi être coupées. Du fait de notre échantillonnage en énergie, et de la seconde méthode de détermination du seuil utilisée, cette méthode a relativement peu joué dans la détermination du seuil en énergie.

Nous avons ensuite utilisé la méthode dite "bkg-peak" qui permet d'appliquer un seuil en énergie aux événements en trouvant l'énergie à laquelle le niveau de fond hadronique (renseigné dans un fichier IRF) est maximum, et en masquant tous les *bins* en énergie lui étant inférieur ou égal. Cela peut poser éventuellement des problèmes artificiels selon l'échantillonnage choisi pour le dataset. Notre échantillonnage en énergie reconstruite commence donc *de fait* à 370 GeV, bien que les événements en dessous de 450 GeV soient souvent aussi masqués par cette méthode.

Le modèle de fond Pour évaluer le fond hadronique résiduel par la méthode FoVBackground comme décrit au chapitre 4, il faut d'abord définir une région, en principe vide de signal, pour y normaliser le modèle de fond associé à chaque run d'observation. Nous avons choisi cette zone comme étant la région totale observée par notre sélection d'observation⁵, à laquelle nous avons retiré un rectangle de 3° par 1° autour du centre galactique, pour retirer l'émission du CG, de l'émission diffuse et du plan galactique. Nous avons également retiré un disque de rayon 0.75°, centré sur $l = 358.6$, $b = -0.6$, afin de masquer la source HESS J1745-303. La région d'exclusion est représentée Figure 5.4 et le modèle de fond Figure 5.6 (bas droite).

5. Cette région est représentée à l'intérieur de la zone hachurée sur les différentes figures comme la Figure 5.4, elle est obtenue en sommant les disques de 1.8 deg de diamètre de tous les runs sélectionnés.

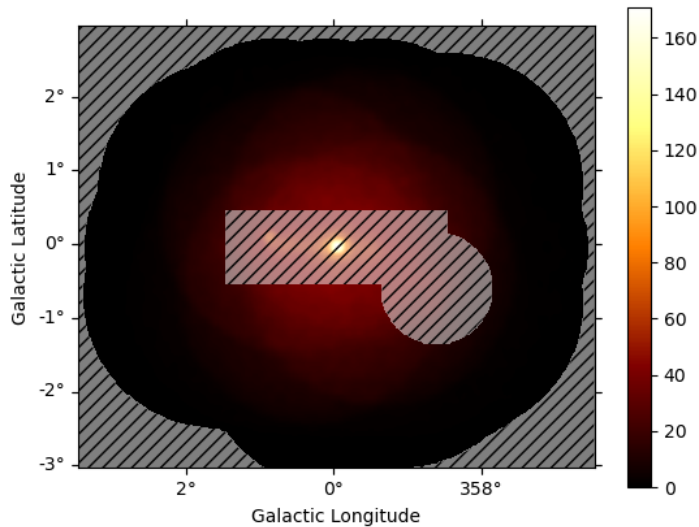


FIGURE 5.4 – Région exclue pour l’estimation du fond (hachurée) superposée à la carte en coups, convoluée une fonction gaussienne de rayon 0.05° .

La région d’ajustement Il ne faut pas confondre la zone couverte par l’ensemble des observations sélectionnées ici avec la région utilisée pour l’ajustement, cf. Figure 5.6, que l’on nommera *région d’ajustement*. La région choisie pour l’ajustement est cruciale pour la convergence de ce dernier, en particulier s’il se trouve dans la zone observée des objets que l’on ne souhaite pas modéliser, dans notre cas HESS J1745-303. Nous avons donc choisi d’ajuster notre modèle source (décrit dans la section suivante) dans un rectangle de 4 deg par 3 deg centré sur Sgr A*, auquel nous avons retiré la région circulaire correspondant à HESS J1745-303.

Construction d’un jeu de données réduites Dans un premier temps, nous cumulons les runs d’observation pré-sélectionnés pour les mettre dans un objet MapDataset identique en géométrie à celui que l’on veut obtenir. Cet objet contient une carte 3D des événements (i.e la liste d’événements gamma-like des fichiers DL3, représentés selon leur direction et leur énergie reconstruites, voire Figure 5.5), une carte 3D du fond hadronique ainsi que les différentes IRFs : exposition⁶, dispersion en énergie, PSF.

Le cube de fond est calculé pour chaque run à l’aide de la méthode FoVBackground (cf. chapitre 4) et d’un fichier modélisant le fond fourni pour chaque run (indépendamment pour HAP-fr et HAP-hd). Pour chaque observation, nous ré-ajustons ainsi la normalisation du modèle (spectral) de fond en fonction du niveau d’émission observé dans les zones non masquées. C’est lors de cette étape que nous allons rejeter une petite partie des observations, si le facteur de normalisation obtenu ainsi est trop loin de 1 (cf. section précédente). Le cube de fond total est la somme des cubes calculés pour chaque run.

Une fois le modèle de fond ré-ajusté, nous pouvons empiler le MapDataset du run traité sur le MapDataset total (initialement avec une carte en coups et des IRF vides). Les IRFs et le cube de fond sont mis à jour lors de l’empilement. Comme évoqué au chapitre 4, il est nécessaire de n’avoir qu’un exemplaire de chaque IRF pour un dataset. Pour l’exposition, il suffit de sommer les expositions de chaque run, et pour la dispersion en énergie et la PSF, il faut moyenniser les IRFs de chaque run en pondérant par l’exposition.

6. surface efficace multipliée par le temps d’observation

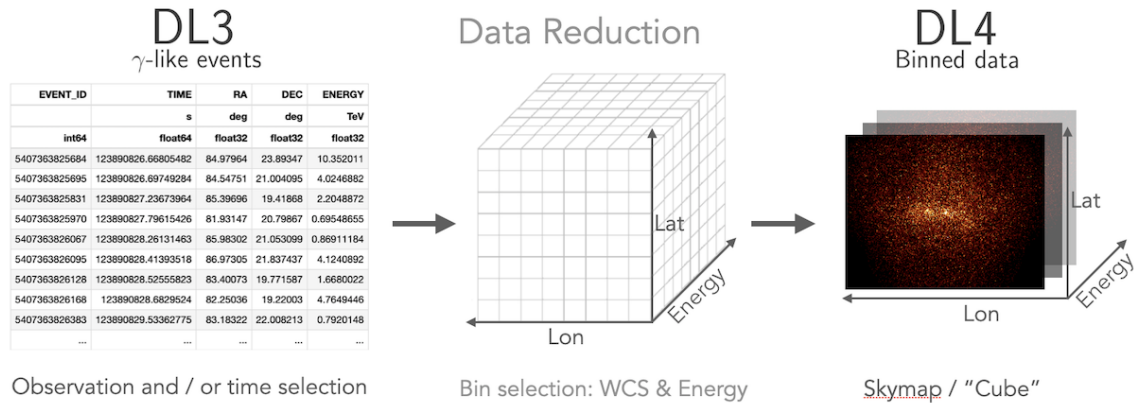


FIGURE 5.5 – Schéma du principe des cubes de données. Tiré de la documentation en ligne de `gammapy`.

Données réduites Nous présentons Figure 5.6 diverses cartes obtenues après réduction des données (cartes sommées sur l’axe des énergies et non convoluée par la PSF de HESS) :

- en haut à gauche une carte en coup
- en haut à droite une carte en excès
- en bas à gauche la carte de l’exposition
- en bas à droite le modèle de fond

Nous fournissons également une description des excès par bandes d’énergie dans la Figure 5.7 (avec convolution par la PSF cette fois).

5.2.3 Modéliser le CG au TeV

Notre modélisation morphologique du CG vu par HESS suit celle présentée dans H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2018a, dont nous réajustons les paramètres avec les nouvelles données. Les composantes de notre modèle-source sont donc :

- la source ponctuelle HESS J1745-290
- la source ponctuelle HESS J1746-285 (proche de l’arc radio, détectée dans H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2018a)
- la source ponctuelle G09+01 (ou HESS J1747-281, détectée dans AHARONIAN et al., 2006b)
- l’émission diffuse (ED), elle même modélisée avec 3 composantes :
 - "Dense gas component", ou DGC : une composante suivant la distribution de CS dans le CMZ (suivant le modèle de Tsuboi et al., 1999) légèrement atténuée aux extrémités, par une fonction gaussienne d’écart-type 1.11° .
 - "Large scale component" ou LSC : une composante de grande échelle (gaussienne elliptique) étendue selon le plan galactique⁷, identifiée dans Abramowski et al., 2014.
 - "Central component" ou CC : une composante gaussienne d’écart-type 0.1° environ, *a priori* centrée sur Sgr A*

Nous donnons un aperçu pré-ajustement de ces différentes composantes dans la Figure 5.8.

L’élément nouveau de notre analyse est d’inclure les descriptions spectrales de ces différentes sources. Pour la source centrale HESS J1745-290, nous modélisons son spectre par une loi de puissance avec coupure exponentielle (hypothèse plusieurs fois corroborée, par exemple par Aharonian et al., 2009 ou H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2016). Pour toutes les autres composantes, nous avons choisi des lois de puissance simples (voir Aharonian et al., 2005c ; H.E.S.S. COLLABORATION

7. Dans l’étude de 2018, il s’agissait d’une composante vraiment elliptique, mais nous verrons que si cette modélisation tient encore formellement dans notre étude, il semble plutôt s’agir d’une bande d’émission, assez naturellement pour un signal associé au plan galactique.

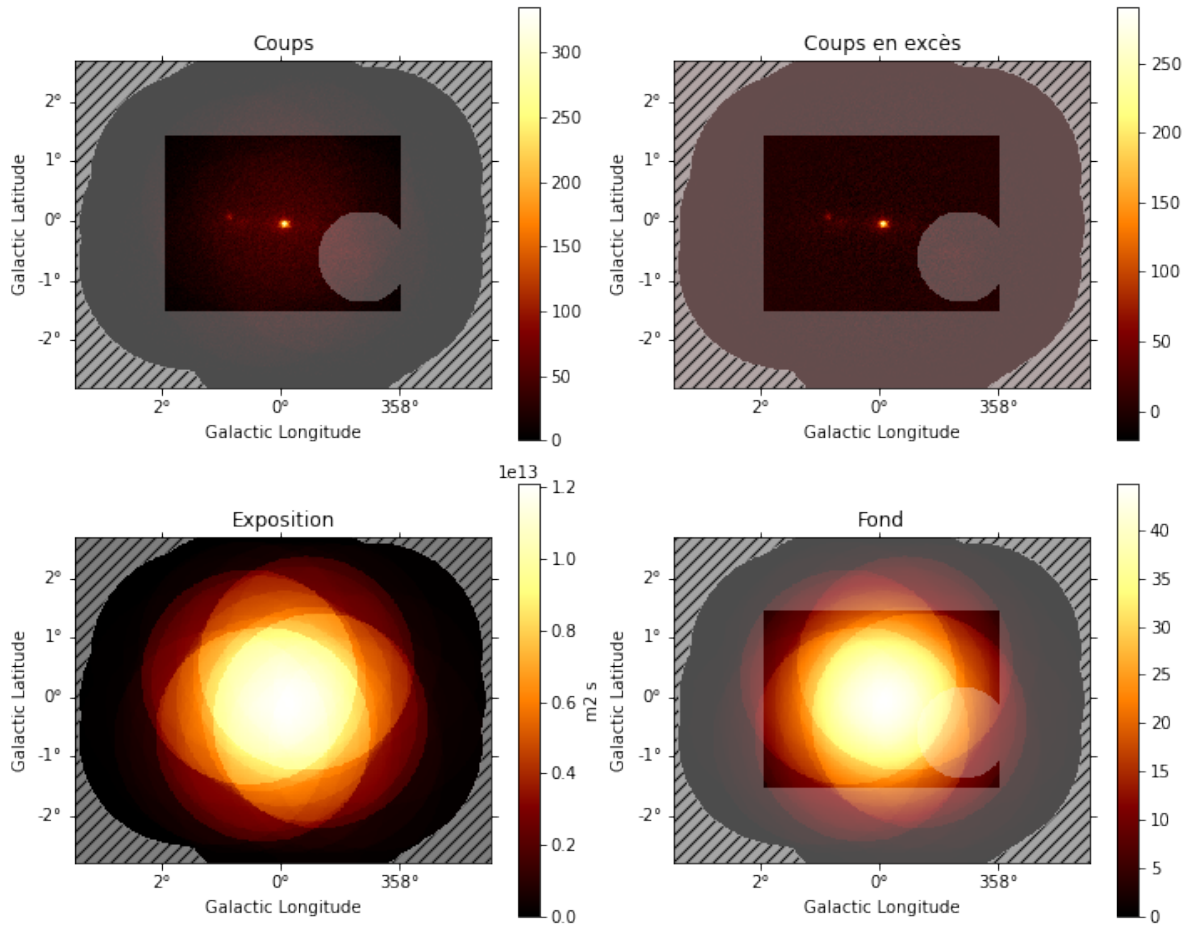


FIGURE 5.6 – *En haut à gauche* : carte en coups établie à partir de nos données. *En haut à droite* : carte en excès établie en soustrayant le modèle de fond de la carte en coups. *En bas à droite* : carte représentant le modèle de fond. *En bas à gauche* : la carte de l'exposition (en m^2s) de notre relevé. Toutes ces cartes sont obtenues en sommant les cartes correspondantes de chaque pas en énergie, de 0.37 à 50 TeV. La région hachurée contient les zones non couvertes par notre relevé. La région grisée immédiatement à l'intérieur constitue le masque couvrant les régions observées mais exclus de l'analyse : les modèles sont ajustés sans tenir compte de ces régions. La région circulaire couvre la source étendue HESS J1745-303.

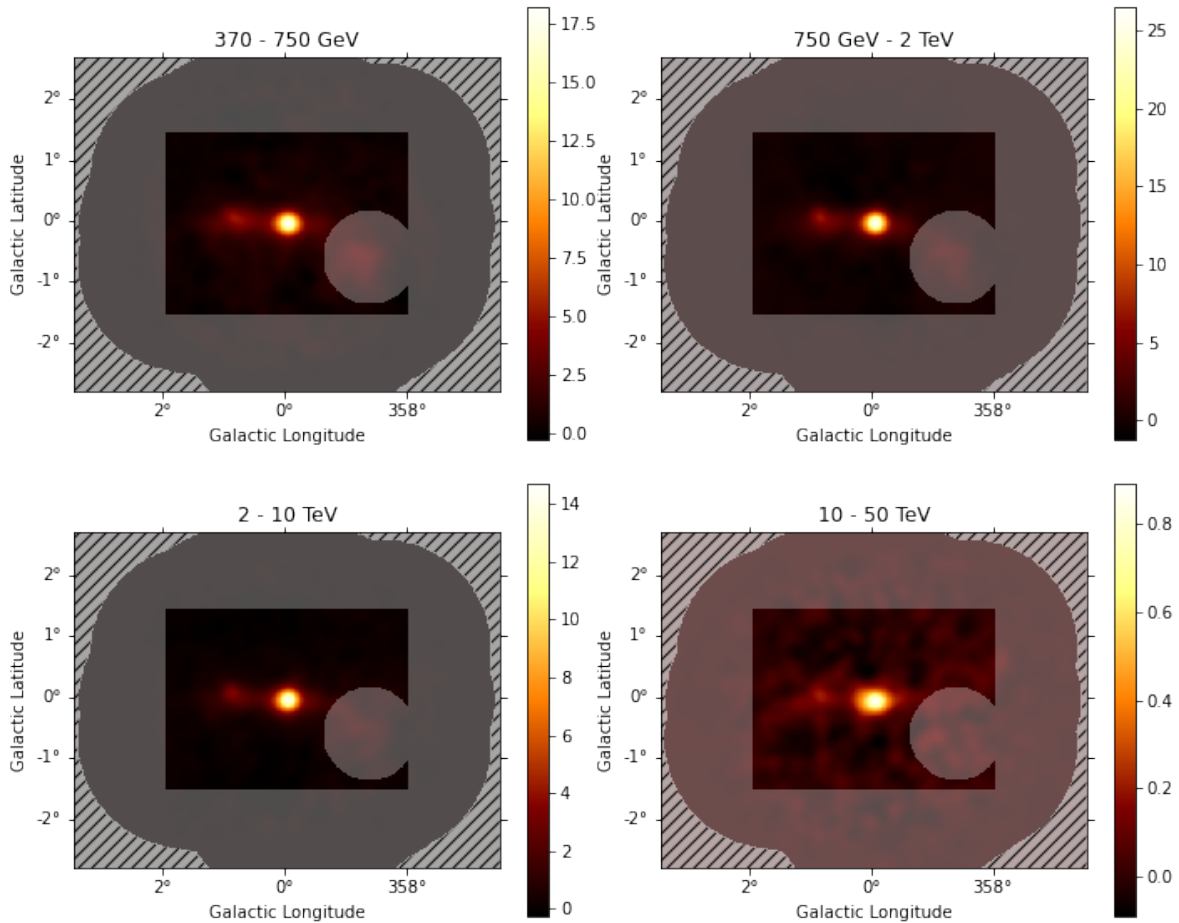


FIGURE 5.7 – Cartes d’excès de la région étudiée, respectivement entre 0.37-0.75 TeV, 0.75-2 TeV, 2-10 TeV et 10-50 TeV. Les différents masques présents sur les figures sont les mêmes que pour la figure 5.6. Ces cartes ont été convoluées avec une fonction gaussienne symétrique de rayon 0.1 deg, afin de représenter la PSF de HESS. On remarque qu’il ne semble pas y avoir de variation morphologique majeure en fonction de l’énergie, conclusion également atteinte par JOUVIN, 2017

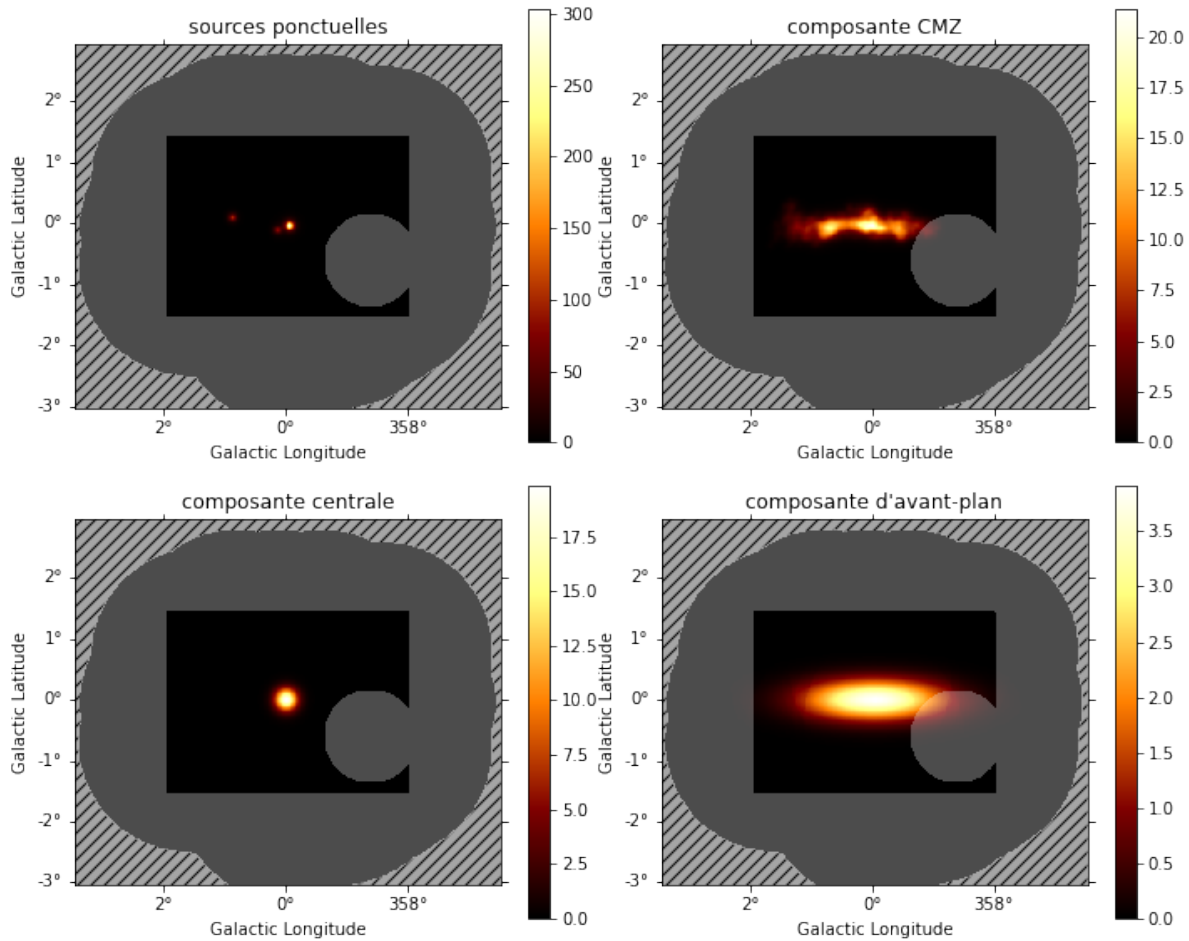


FIGURE 5.8 – Cartes contenant les différentes composantes utilisées pour le modèle source : *en haut à gauche* les 3 sources ponctuelles (HESS J1745-290, G09+01 et HESS J1746-285), convoluée par une pseudo-PSF de rayon 0.01° . *En haut à droite* la composante de l'émission diffuse basé sur une carte du CS dans le CG, ou DGC (cf. Tsuboi et al., 1999). *En bas à gauche* la composante dite "centrale" du diffus (CC). *En bas à droite* l'émission "grande échelle" ou d'avant-plan de la galaxie (LSC).

et al., 2018a). Les trois composantes du diffus ont a priori des spectres différents, mais le modèle d'émission diffuse utilisée dans le prochain chapitre n'aura qu'une composante spatiale et un seul spectre. Nous discutons plus loin ces choix ainsi que celui de ne pas retenir un spectre coupé pour le diffus.

Pour rappels, l'équation générale d'une loi de puissance de l'énergie E :

$$\Phi(E) = \Phi_0 \left(\frac{E}{E_{ref}} \right)^{-\Gamma}$$

avec E_{ref} l'énergie de référence, qui sera toujours fixée à 1 TeV, Γ l'indice spectral, et Φ_0 l'amplitude spectrale (ou normalisation).

L'équation générale d'une loi de puissance avec coupure exponentielle :

$$\Phi(E) = \Phi_0 \left(\frac{E}{E_{ref}} \right)^{-\Gamma} \exp \left(-\frac{E}{E_{cut}} \right)$$

avec E_{ref} l'énergie de référence, Γ l'indice spectral, et Φ_0 l'amplitude spectrale (ou flux différentiel à 1 TeV), E_{cut} l'énergie de coupure (qui est parfois notée via son inverse λ).

La méthodologie pour l'ajustement n'est pas itérative (ajout composante par composante comme dans H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2018a) car nous ne cherchons pas à détecter les différentes composantes du signal, mais seulement à ajuster le modèle sur notre signal pour en extraire les paramètres spectraux et morphologiques des différentes composantes. On procède donc en deux temps :

1. Nous ajustons dans un premier temps les 6 composantes en même temps, en laissant les paramètres libres tels que décrit dans le Tableau 5.3.
2. Nous sommons les 3 composantes du diffus pour constituer une carte représentant le diffus total (sommé sur toutes les énergies), auquel nous adjoignons un modèle spectral suivant une loi de puissance. Nous réajustons ensuite un modèle à 4 composantes, où ce modèle de diffus total remplace les 3 composantes précédentes.

Nous procédons ainsi car nous souhaitons nous ramener à une seule composante pour l'émission diffuse, en prévision de l'étude temporelle de HESS J1745-290 (développée dans le chapitre suivant). Nous faisons donc notamment l'hypothèse que les trois composantes de l'émission diffuse ont le même spectre. Cette hypothèse est motivée par les difficultés à faire converger un modèle comprenant un trop grand nombre de paramètres libres, ce qui sera important pour l'étude des données année par année. Par ailleurs, deux des trois composantes reprises du modèle de H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2018a (la CC et la LSC) sont des composantes *ad hoc*, et non de sources physiques bien connus. Dans le cas de la LSC on suppose qu'il s'agit d'une émission due au plan galactique, mais dans le cas de la CC, la cause physique de cette émission est encore très incertaine. Nous résumons quels paramètres sont laissés libres ou non dans le tableau 5.3.

5.2.4 Résultats

Une fois les données réduites en un objet MapDataset, et celui-ci doté d'un modèle source, on peut alors ajuster le modèle source aux données. Nous procédons par la méthode du *forward-folding* mentionnée au chapitre 4 : gammapy va prédire un cube de données en utilisant le modèle source et les fonctions d'instrument, puis comparer les données prédites aux données réelles stockées dans l'objet MapDataset. La comparaison se fait en calculant la fonction de vraisemblance, et on considère le modèle source *ajusté* (ou optimisé) lorsqu'il a été modifié de sorte à maximiser la fonction de vraisemblance. Cette maximisation s'effectue grâce au paquet python *minuit* (ci-après appelé "le minimiseur").

Composante	Position	Taille	excentricité	amplitude	indice	coupure
HESS J1745-290	Libre	Fixe ^a	-	Libre	Libre	Libre
G09+01	Libre	-	-	Libre	Fixe	-
HESS H1746-285	Libre	-	-	Libre	Fixe	-
DGC	-	-	-	Libre	Libre	-
CC	Libre	Libre	-	Libre	Libre	-
LSC	Fixe	Libre	Libre	Libre	Libre ^b	-
ED complète	-	-	-	Libre	Libre	-

TABLE 5.3 – Récapitulatif des paramètres du modèle source, et s'ils sont libres ou nous lors de l'ajustement.

^a : HESS J1745-290 est une source ponctuelle, mais la définir comme une source étendue permet d'éviter les erreurs d'estimation sur la taille de la PSF. Paramètre initialement laissé libre mais fixé à 0.02° dans l'itération finale de l'analyse.

^b : Pour HAP-hd, fixé à 2.3 pour HAP-fr

L'ajustement nous permet d'obtenir les meilleurs paramètres du modèle pour reproduire nos données. Il fournit également une matrice de covariance avec les erreurs statistiques issues de l'ajustement. Le minimiseur renvoie également des informations sur le maximum de vraisemblance atteint, ce qui permet d'effectuer des tests d'hypothèses pour différents modèles comme évoqués au chapitre 4.

Les résultats présentés ici ont principalement été obtenus à partir des données produites avec la chaîne HAP-fr (sauf mention du contraire). Afin de valider les résultats obtenus, il est nécessaire d'effectuer l'analyse avec un jeu de données reconstruites indépendamment. C'est pourquoi nous avons analysé en parallèle les données reconstruites avec la chaîne HAP-hd. La plupart des résultats ainsi obtenus pourront être trouvés en Annexe.

Les résidus Nous nous intéressons d'abord aux *résidus*, à savoir ce qu'il reste de la carte en coups observée, une fois soustraite la carte en coups prédite par le modèle ajusté. La densité de signal étant très variable sur le champ de vue, nous préférons regarder la significativité (au sens de Li et al., 1983) de la carte résiduelle, pour éventuellement identifier si un signal significatif subsiste. L'objectif de cette vérification est de voir si la distribution de significativité est compatible avec un signal plat, c'est-à-dire sans source additionnelle ni reste d'une source mal modélisée. Nous voulons dans cette étape idéalement retrouver une distribution normale de la significativité. La figure 5.9 présente cette carte ainsi que la distribution des significativités. La carte ne montre pas de structure résiduelle significative pouvant constituer une source, et la distribution des significativités suit une distribution normale de manière satisfaisante. On en conclut que notre modèle morphologique reproduit correctement les données, lorsqu'on intègre sur tout l'intervalle en énergie étudié.

Il est toutefois vite apparu que ces résidus étaient très variables en qualité pour les premiers bins en énergie pour les données HAP-fr, cf. Figure 5.10. On y observe ce qui semble être un défaut de notre modèle de fond entre 370 et 700 GeV. Les cartes et les distributions de la Figure 5.10 montrent en effet un excès de fond entre 370 et 600 GeV, puis un défaut entre 600 et 700 GeV. Cela n'est pas sans conséquence sur l'estimation des paramètres spectraux, comme nous le verrons notamment avec l'estimation des points de flux par la suite. Les incertitudes sur le modèle de fond introduisent donc des erreurs systématiques que nous devons évaluer et prendre en compte par la suite (cf. Section 5.3).

Dans la suite de notre étude (c'est-à-dire l'étude temporelle), nous nous intéresserons aux éner-

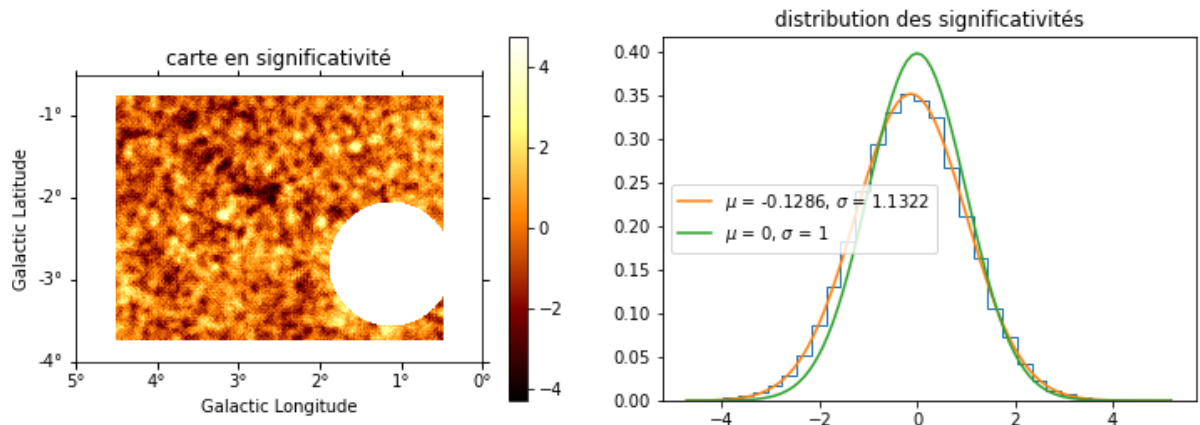


FIGURE 5.9 – *A gauche* : carte de la significativité (en sens de LI et al., 1983) des résidus, sommés sur l'intervalle total en énergie (0.37-50 TeV), avec un rayon de corrélation de 0.06° . La carte ne montre pas de région dépassant une significativité de $\pm 5\sigma$, on pourrait éventuellement tenter de soustraire une source ponctuelle à la position de Sgr B2 ($l=0.666^\circ$, $b=0.036^\circ$) mais cela n'aurait probablement qu'un impact très limité. *A droite* : distribution des significativités dans la région. On constate une très bonne adéquation avec une distribution normale, ce qui conforte l'hypothèse qu'il ne reste pas de source significative après soustraction de notre modèle source une fois ajusté.

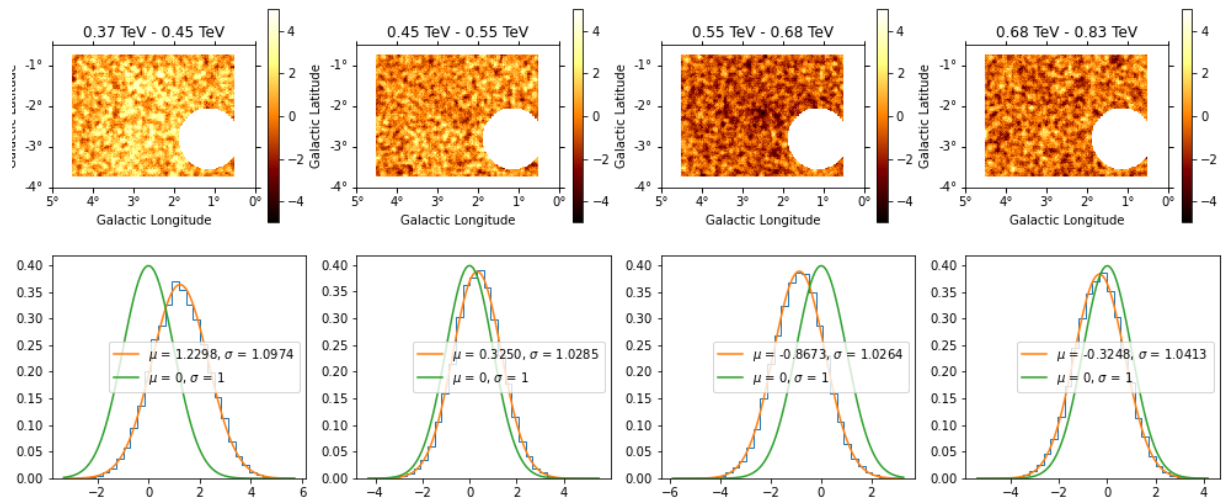


FIGURE 5.10 – *Haut* : cartes de significativité de résidus problématiques à basse énergie (0.37-0.45 TeV, 0.45-0.55 TeV, 0.55-0.68 TeV et 0.68-0.83 TeV) (même rayon de corrélation). On constate un excès uniforme dans le premier bin en énergie, et un défaut uniforme dans le troisième. L'hypothèse la plus probable pour expliquer cela est une erreur sur le modèle de fond, plutôt que la non prise en compte ou mauvaise prise en compte d'une source étendue. *Bas* : histogrammes des significativités associées. On constate ici aussi des décalages de l'ensemble des significativités, qui suggèrent aussi que le problème vient du modèle de fond (qui domine les coups à basse énergie). Il semble également que cette erreur se "compense" entre les premiers bins en énergie. Cela pourrait assez bien s'expliquer par le fait que le modèle spectral du fond ne suivent pas, à basse énergie, la loi de puissance qu'on lui suppose ici.

Composante	l [deg]	b [deg]	Rayon à 1- σ [deg]	Excentricité
HESS J1745-290	359.9426 ± 0.0008	-0.0453 ± 0.0008	0.02° (fixé)	-
G09+01	0.872 ± 0.002	0.082 ± 0.002	-	-
HESS H1746-285	0.139 ± 0.006	-0.114 ± 0.006	-	-
Émission diffuse	-	-	-	-

TABLE 5.4 – Paramètres morphologiques ajustés pour les données HAP-fr, pour le second ajustement avec 4 composantes (émission diffuse en 1 composante). La composante liée au gaz dense a sa morphologie fixée par une carte prédéfinie. Les incertitudes notées ici sont des erreurs statistiques calculées par le minimiseur utilisé par gammapy. Il convient de mettre en perspective ces incertitudes dans la mesure où leur faiblesse relative est principalement due à la très grande statistique utilisée ici, et au fait que l’on ne prend pas ici en compte les erreurs systématiques connues pour HESS. On note que l’ajout d’une extension à la source HESS J1745-290 a conduit à trouver une extension inférieure à celle de la PSF de HESS, on a donc toujours affaire à une source ponctuelle dans les faits.

gies supérieures à 600 GeV, donc là où l’adéquation du modèle 3D aux données est plus satisfaisante, et où les problèmes de modélisation du fond sont bien moindres. Cela est cohérent avec la plage de sensibilité optimale de HESS qui se situe entre environ 600 GeV et la dizaine de TeV. Il n’est donc pas utile de reproduire parfaitement les données à basse énergie lorsque que l’on s’intéresse surtout au niveau de flux de la source année après année. En revanche, pour décrire le spectre de la source de manière satisfaisante, il est nécessaire d’inclure ces basses énergies.

Résultats numériques Les paramètres morphologiques ajustés (pour les données HAP-fr) sont récapitulés dans la Table 5.4, les paramètres spectraux dans la Table 5.5. Dans les deux cas il s’agit des résultats issus de la seconde étape de l’ajustement, après avoir rassemblé les 3 composantes de l’émission diffuse en une seule. Ce sont ces paramètres qui seront utilisés dans le chapitre suivant pour l’étude temporelle. Nous fournissons en annexe les résultats obtenus à l’issue de la première étape de l’analyse (donc avec 6 composantes indépendantes) et ce pour les données HAP-fr et HAP-hd. Les erreurs présentées dans ces Tableaux sont purement *statistiques*, elles sont considérablement plus faibles que dans les travaux précédents de HESS car la quantité de données est plus élevée, et parce que les effets systématiques ne sont pas encore inclus (voir Section suivante). Tous les paramètres spectraux ne sont donc pas compatibles entre HAP-fr et HAP-hd si l’on ne prend en compte que les erreurs statistiques. Cependant, en y rajoutant les erreurs systématiques typiques utilisées dans HESS (20% sur le flux/normalisation, 0.1 sur l’indice spectral, voir AHARONIAN et al., 2006c et section suivante), les paramètres pour HAP-fr et HAP-hd deviennent compatibles. Dans la section suivante, nous présentons notre propre étude pour estimer ces effets systématiques plus précisément.

Points de flux Une vérification souvent effectuée lors des études spectrales est celle des points de flux. Calculer ce qu’on appelle des points de flux vise à estimer le flux réel d’une source dans différentes bandes en énergie, à partir du nombre de coups observés et des fonctions d’instrument, mais également en présupposant un modèle spectral.

L’utilité a priori des points de flux est de voir si un modèle spectral (supposé ou qui a été ajusté) est réellement compatible avec le flux bande par bande d’une source. Présenté de cette manière, cette méthode peut sembler circulaire, mais dans les faits c’est typiquement de cette façon qu’on identifie qu’une source présente une coupure spectrale. En supposant au préalable une loi de puissance non coupée, les points de flux peuvent clairement montrer une coupure malgré cette hypothèse.

Composante	Amplitude (à 1 TeV) [$\times 10^{-12} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}$]	Indice	Énergie de coupure [TeV]
HESS J1745-290	2.32 ± 0.06	1.94 ± 0.03	8.8 ± 1.1
G09+01	0.54 ± 0.02	2.28 ± 0.04	-
HESS H1746-285	0.081 ± 0.016	1.86 ± 0.1	-
ED complète	7.57 ± 0.15	2.36 ± 0.02	-

TABLE 5.5 – Paramètres spectraux ajustés des différentes composantes du modèle source pour les données HAP-fr, pour le second ajustement avec 4 composantes (émission diffuse en 1 composante). Les incertitudes notées ici sont également des erreurs statistiques calculées par le minimiseur. Voir section suivante pour une prise en compte des effets systématiques sur les paramètres spectraux de HESS J1745-290 et de l'émission diffuse. On pourra noter que la normalisation de la composante dite "LSC" dépend beaucoup de l'extension de celle-ci, qui est un paramètre assez sensible, du fait des limitations du modèle de fond. C'est également pour cela qu'une comparaison de cette normalisation avec celle trouvée par H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2016 n'est pas pertinente.

Les points de flux pour la source HESS J1745-290 sont montrés Figure 5.11, ainsi que les modèles spectraux ajustés, pour les données HAP-fr. On constate que les points de flux à basse énergie sont assez éloignés du modèles. La Figure 5.12 montre de même les points de flux et les modèles spectraux de l'émission diffuse pour HAP-fr. On constate là encore des incompatibilités apparentes, que nous attribuons à une sous-estimations des erreurs, à laquelle nous tenterons de remédier dans la section suivante. Ce sont ces incompatibilités apparentes qui ont motivé notre étude des effets systématiques, afin d'estimer des incertitudes plus vraisemblables que celles-ci qui n'incluent les incertitudes statistiques. Nous montrons également les points de flux pour le spectre de G0.9+0.1 et HESS J17456-285 Figure 5.13, à titre indicatif, dans la mesure où ces sources n'étaient pas le sujet principal de notre travail. Les figures présentées ici ont été réalisées pour les données HAP-fr, celles réalisées avec les données HAP-hd sont trouvables en Annexe.

5.3 Étude des effets systématiques

La prise en compte des sources d'erreurs systématiques est un élément extrêmement important de notre analyse du centre galactique, et ce pour deux raisons principales. La première est que la quantité très importante de données utilisée rend ces erreurs dominantes par rapport aux erreurs purement statistiques. Rassembler autant de runs comme nous le faisons ici met particulièrement en évidence les défauts de l'estimation du fond et des fonctions d'instrument. La seconde raison est que l'émission diffuse qui nous intéresse est à la fois très étendue et très faible (en brillance). Cela, combiné à d'importantes incertitudes sur le fond pose notamment problème pour l'étude des basses énergies comme nous l'avons vu précédemment.

Il faut garder à l'esprit que nous avons ici affaire à un cas assez extrême pour HESS, tant par l'objet étudié que par la quantité de données à gérer ensemble. Typiquement, pour une source moins étendue, plus brillante, et un dataset d'une cinquantaine de runs, le modèle de fond obtenu par les mêmes méthodes est en général bien meilleur à toutes les énergies.

5.3.1 Effets systématiques connus dans HESS

En dépit des divers processus de calibration de l'instrument HESS, du suivi des conditions d'observation et des coupures de qualité appliquées aux données, des erreurs systématiques restent présentes et affectent les résultats de haut niveau (comme ceux obtenus à la section précédente). Il est donc important de comprendre aussi bien les causes que les conséquences de ces erreurs pour

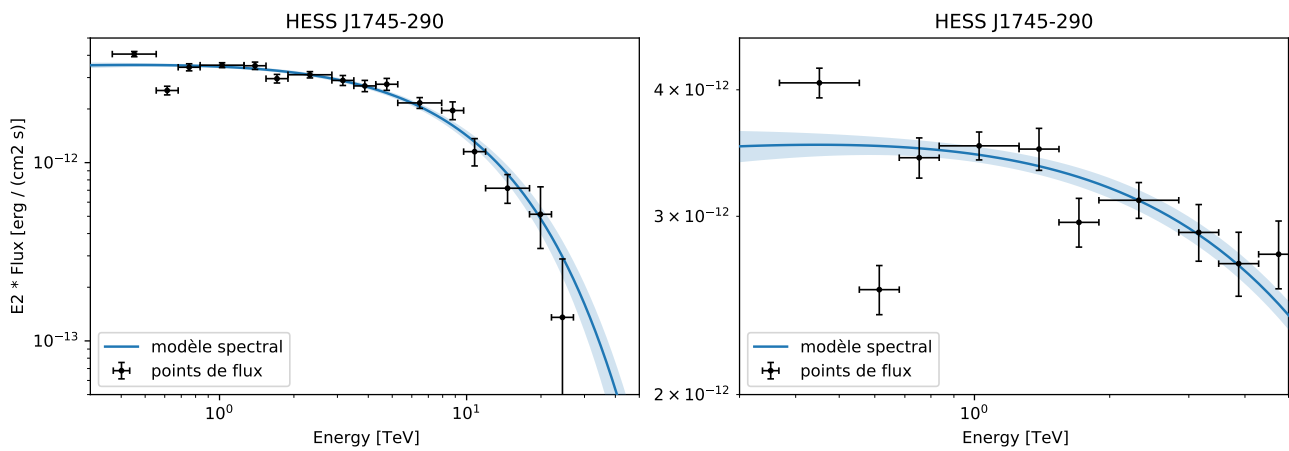


FIGURE 5.11 – *Gauche* : En bleu, le modèle spectral de HESS J1745-290, entre 0.3 et 50 TeV pour les données HAP-fr. En noir les points de flux calculés à partir de ce modèle. *Droite* : Agrandissement sur les basses énergies de la figure de gauche. Ici les incertitudes sur les points de flux et sur les modèle représentent uniquement les incertitudes d’origine statistique.

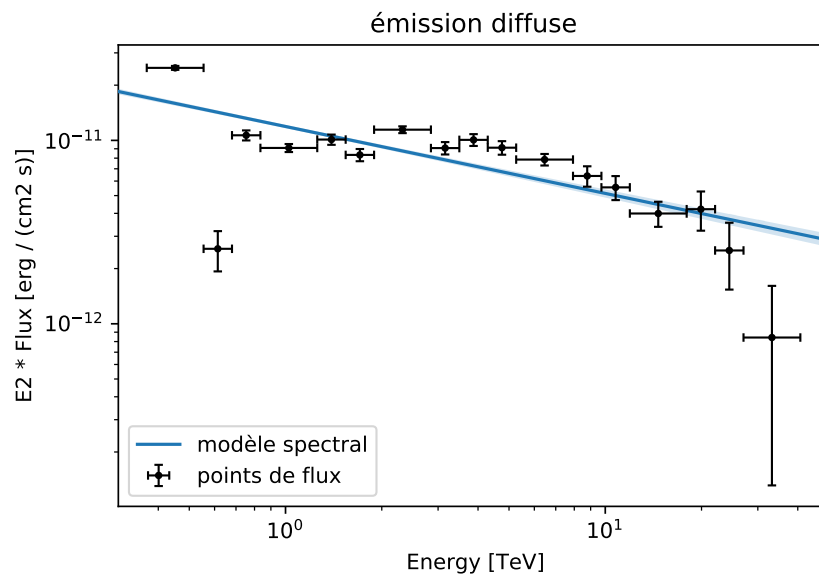


FIGURE 5.12 – En bleu, le modèle spectral de l’émission diffuse, entre 0.3 et 50 TeV pour les données HAP-fr. En noir les points de flux calculés à partir de ce modèle.

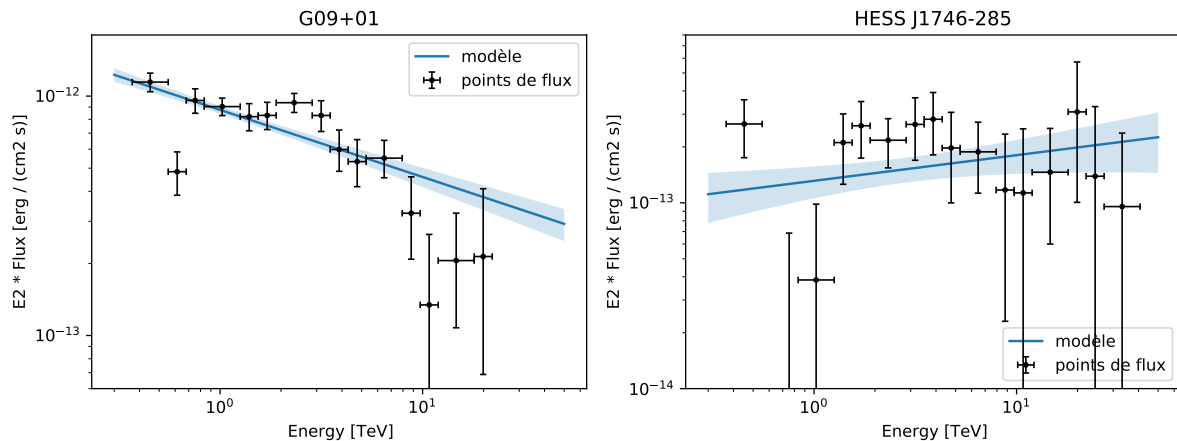


FIGURE 5.13 – *Gauche* : Points de flux pour G09+01, et son modèle ajusté, entre 0.3 et 50 TeV. Une loi de puissance est bien compatible avec nos données, mais une coupure exponentielle pourrait l'être également si le premier point s'avérait être surestimé. Ici aussi les erreurs statistiques ne sont pas prises en compte. *Droite* : Points de flux pour la source HESS J1746-285 et son modèle ajusté.

fournir des résultats scientifiques.

HESS et les IACT ont deux principales sources d'effets systématiques :

- des effets liés à l'atmosphère : l'atmosphère est en quelque sorte le "calorimètre" électromagnétique d'un IACT, et c'est également son composant le plus mal maîtrisé. Particulièrement problématiques sont les variations de densité et l'absorption de lumière Tcherenkov par les nuages, poussières ou molécules d'eau (AHARONIAN et al., 2006c), qui impactent fortement la quantité de lumière reçue au sol et donc la détermination de l'énergie des événements.
- des effets liés à l'instrument : bien que les différents sous-systèmes (caméra, miroirs, photomultiplicateurs, pointage, etc.) soient régulièrement calibrés (cf. chapitre 4), la réponse globale d'un télescope reste assez variable en fonction des conditions (température, pixels cassés, etc.). Des corrections ad hoc existent pour limiter l'impact de ces aléas, mais ne sont a priori pas parfaites.

Idéalement, les chaînes d'analyse devraient prendre en compte ces différents aléas lors de la reconstruction des événements. Dans les faits, ce n'est pas complètement le cas : une partie des aléas (atmosphériques notamment) sont difficilement connaissables, et d'autres sont laissés de côté pour des raisons pratiques. La réponse des télescope est donc décrite par des simulations Monte-Carlo qui font des hypothèses relativement générales sur l'état des télescopes. Si cela "tombe juste" en moyenne, sur des millions d'événements reconstruits, il est certain que ces hypothèses s'éloignent des conditions réelles pour bon nombre d'entre-eux. Par ailleurs il est important de noter pour le chapitre suivant, que les effets systématiques vont aussi varier avec le temps (notamment par la dégradation des miroirs et cônes de Winston).

Une façon efficace d'estimer l'impact des effets systématiques sur les résultats de haut niveau, comme le spectre d'une source, est d'utiliser une chandelle standard. Une chandelle standard est une source très puissante dont les propriétés ne varient pas avec le temps, de sorte que toute variation *observée* soit imputable à l'instrument (atmosphère comprise ici) et non à une variation intrinsèque de la source. On veut idéalement que le spectre de cette source soit déterminable en utilisant un minimum de pointés de 28 minutes, pour voir des fluctuations au mieux run par run. Dans le ciel au TeV, une telle source est sans surprise la nébuleuse du Crabe, une source constante au TeV et la plus lumineuse du ciel. Une analyse poussée des effets systématiques a été publiée simultanément à l'étude du Crabe dans AHARONIAN et al., 2006c.

L'article donne ainsi une estimation des erreurs systématiques (et de leur origine) sur des paramètres dits de "haut niveau" comme le flux d'une source ou son indice spectral : environ 20% d'erreur sur le flux et environ 0.1 sur l'indice. Ce genre d'étude donne un ordre de grandeur pour

une source ponctuelle et brillante, mais elle ne permet pas d'évaluer les systématiques pour des signaux étendus et faibles comme l'émission diffuse au GC. Nous proposons dans la suite une étude dédiée pour notre lot de données basé sur des simulations avec l'outil `gammapy`.

5.3.2 Simulations avec `gammapy`

Principe Étant donné un dataset, disposant de fonctions de réponses d'instrument et d'un modèle source, `gammapy` peut générer une carte en coups à partir du modèle en le convoluant avec les IRFs. Cette génération est aléatoire et suit une loi de Poisson (ou plutôt une loi par pixel). Cela signifie que simulées un assez grand nombre fois, ces cartes tendent en moyenne vers la carte prédite par le modèle source. Cette fonction de `gammapy` peut notamment servir à prédire les images qu'obtiendrait un instrument comme CTA, dont on a des prédictions pour les fonctions d'instrument, mais pas encore de données.

On peut également tenter de réajuster un modèle sur ces cartes simulées, et voir comment se distribuent les différents paramètres libres à travers les nombreuses itérations. Si l'on génère toutes les cartes avec le même modèle et qu'on tente de réajuster ce modèle aux cartes, on obtiendra en moyenne les mêmes paramètres, avec une erreur statistique sensiblement identique à celle qu'on obtiendrait avec le module `Fit` de `gammapy` (nous le re-vérifions en fin de section).

Ce que l'on cherche à faire ici, c'est introduire des petites variations aléatoires dans les cartes simulées, pour reproduire différents effets systématiques. Nous allons ensuite ajuster sur ces cartes le modèle source précédemment contraint par les données, et voir comment les *erreurs* sur différents paramètres évoluent en conséquence (les valeurs moyennes devraient rester les mêmes).

Implémentation Pour introduire de la variabilité dans les simulations, le plus simple est de modifier le modèle source que `gammapy` utilise pour générer les cartes. Par exemple on peut utiliser le "vrai" modèle source et le multiplier par une loi de puissance sans dimension, avec des paramètres pré-définis ou aléatoires, la carte qui en résulte prendra ces deux modèles en compte. Mais si par la suite on cherche à ajuster notre "vrai" modèle source, alors cela revient à avoir introduit un effet qui va biaiser la valeur ajustée des paramètres du modèle.

Exemple Nous avons, en guise d'étude témoin, simulé notre dataset total sur le CG en utilisant le modèle source ajusté à la section précédente. Les résultats sont représentés dans la Figure 5.14 sous la forme d'un "corner plot", qui permet de voir la distribution des paramètres et de voir leurs distributions en fonction des autres. On note qu'on retrouve bien les erreurs statistiques de précédemment (Tableau 5.5), et qu'on peut voir l'anti-corrélation entre λ et Γ , donc corrélation entre E_{cut} et Γ , effet attendu d'un point de vue physique et qui se constatait dans la matrice de covariance de l'ajustement sur les données réelles.

5.3.3 Notre étude

Hypothèses Nous appliquons notre étude avec trois effets systématiques simplement implémentables via `gammapy` :

- un biais sur l'énergie : les modèles spectraux de la source centrale et du diffus sont dotés d'un paramètre décalant l'énergie en entrée (un paramètre)
- un biais sur la surface efficace : nous modifions la carte d'exposition du dataset d'un facteur multiplicatif ainsi que d'une loi de puissance (d'indice compris entre ± 0.1 , en fonction de l'énergie) (deux paramètres)
- un biais similaire au précédent sur le modèle spectral de fond (deux paramètres)

L'impact théorique de ces différents effets est représentée dans les graphique de la figure 5.15.

Ces différents biais sont appliqués avant de simuler la fausse carte en coups complète, la valeur de chacun des 5 paramètres est tirée aléatoirement selon des lois normales comme présentées dans

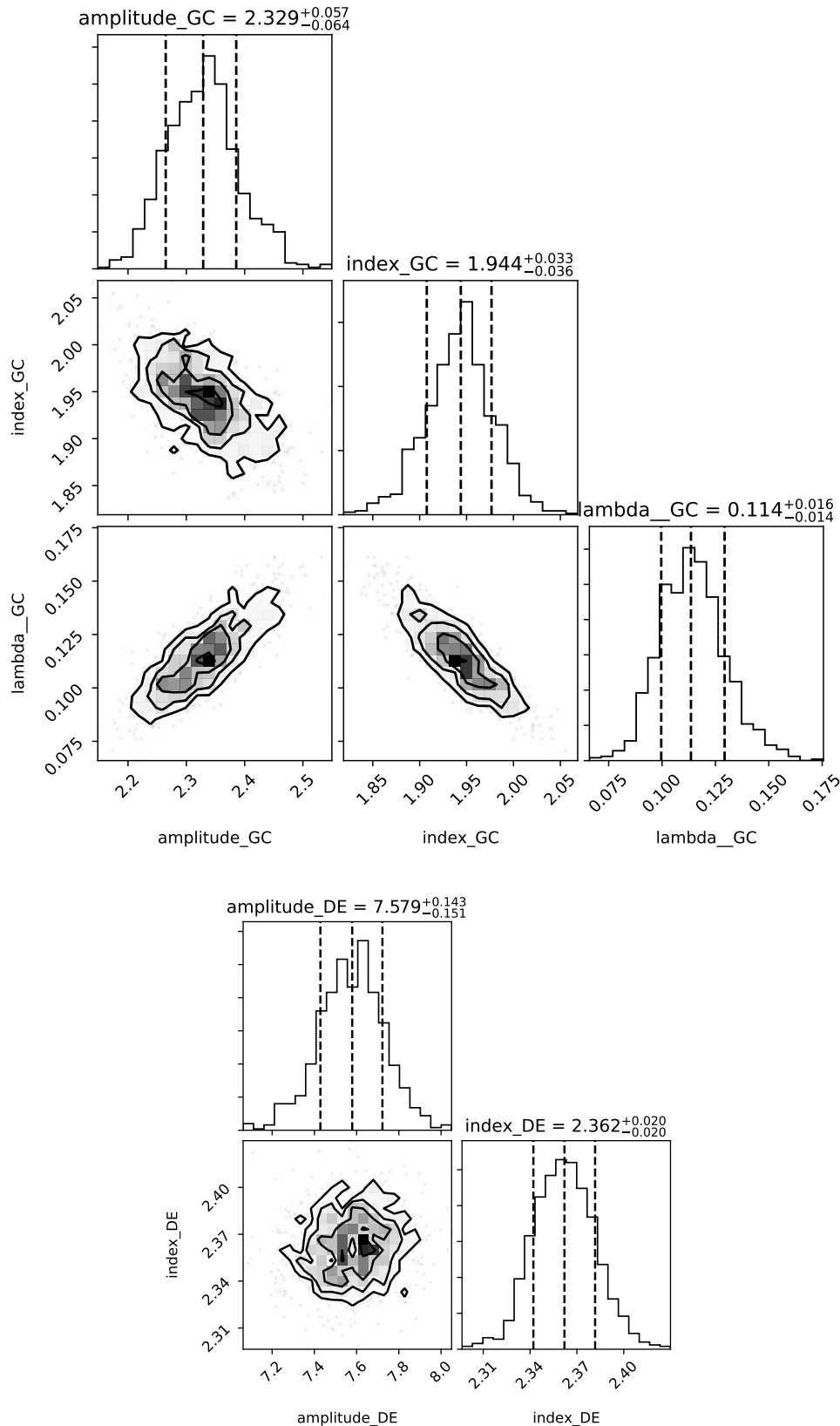


FIGURE 5.14 – *Haut* : Distributions des paramètres spectraux pour HESS J1745-290, pour la simulation témoin avec le modèle 3D ajusté à la section précédente et non modifié. Simulations effectuées à partir du jeu de donnée HAP-fr. Les trois distributions (amplitude spectrale, indice spectral, inverse de l'énergie de coupure notée λ) sont globalement gaussiennes avec 1000 itérations. Rapportées les unes aux autres, on peut voir des corrélations et anti-corrélations entre les paramètres. L'anti-corrélation entre λ et Γ était attendue (voire texte), mais on en constate aussi une entre amplitude et énergie de coupure. **Bas** : Même chose pour les deux paramètres spectraux libres de l'émission diffuse (amplitude et indice).

Paramètre	moyenne	écart-type
Biais en énergie	0 TeV	$\pm 10\%$
Exposition : biais en norme	1	± 0.1
Exposition : biais en indice	0	± 0.1
Fond : biais en norme	1	± 0.1
Fond : biais en indice	0	± 0.05

TABLE 5.6 – Tableau récapitulatif des différents biais introduits dans la simulation. On note les valeurs d’écart-type retenu pour la simulation principale, mais d’autres valeurs ont été testées.

la table 5.6. Nous nous inspirons du travail de NIGRO et al., 2019 pour choisir les amplitudes de variation (écart-type) des biais que nous utilisons.

Enfin, nous précisons avoir fait le choix d’appliquer ces différents biais sur la carte en coups totale (i.e avec plus de 300 h d’exposition) alors qu’en théorie, les incertitudes sur l’exposition ou l’énergie sont présentes pour chaque run individuellement. On aurait donc pu simuler (avec des biais similaires mais toujours aléatoires) les données de chaque run de notre liste, puis les empiler pour obtenir un dataset simulé contenant a priori des incertitudes d’origine systématique. Si cette méthode est plus proche de la façon dont ces incertitudes influent sur notre dataset, les biais aléatoires risquent de se compenser quand on combine les runs par la suite. Il est très probable que biaiser les runs d’observation individuellement ait donné des données très peu modifiées par rapport à la simulation témoin (Figure 5.14), et donc n’aurait pas permis d’étudier les effets systématiques. Au contraire, notre méthode surestime peut être l’impact des incertitudes sur les paramètres spectraux, mais dans la mesure où l’on ne connaît pas ces incertitudes par définition, c’est l’approche la plus conservatrice.

Résultats Les résultats de nos simulations sont présentés dans le tableau 5.7, avec les valeurs numériques des erreurs systématiques (pour chaque chaîne d’analyse). Dans la figure 5.16 nous proposons une représentation graphique de la distribution des paramètres (pour HESS J1745-290 et l’émission diffuse séparément, uniquement pour les données HAP-fr, on pourra trouver des figures correspondantes pour les données HAP-hd en Annexe). On remarque que les erreurs dues aux effets systématiques dominent pour les amplitudes spectrales, tandis que pour les indices spectraux et les énergies de coupure, elles sont comparables aux erreurs d’origine statistique. On remarque également que indice et énergie de coupure ne semblent plus corrélés comme précédemment, ce qui n’est pas forcément surprenant dans la mesure où l’essentiel de la variabilité vient des biais introduits qui vont se compenser en moyenne. Les légères déviations des valeurs moyennes des différents paramètres par rapport aux valeurs du modèle restent à l’intérieur des barres d’incertitude.

Nous concluons également des résultats dans le Tableau 5.7 que les paramètres spectraux issus des deux chaînes d’analyse sont compatibles si on prend en compte les incertitudes d’origine systématique. Nous montrons également les modèles et les points de flux obtenus précédemment, mais avec les nouvelles incertitudes calculées, pour HESS J1745-290 Figure 5.17, et pour l’émission diffuse Figure 5.18. Dans le chapitre suivant nous poursuivons cette méthode de vérification en utilisant ces modèles pour l’étude temporelle des données avec lesquelles ils ont été obtenu.

Si l’on compare avec l’estimation des effets systématiques de (AHARONIAN et al., 2006c), on voit à peu près la même erreur relative sur le flux (ou l’amplitude) entre 16 et 23%. Pour l’indice spectral les résultats varient entre HESS J1745-290 et l’émission diffuse, ainsi qu’entre HAP-fr et HAP-hd, allant jusqu’à 0.1 pour HESS J1745-290 jusqu’à 0.2 pour l’émission diffuse. Ceci n’est pas surprenant compte tenu de l’incertitude considérable sur les basses énergies et leur impact sur les estimations du spectre du diffus.

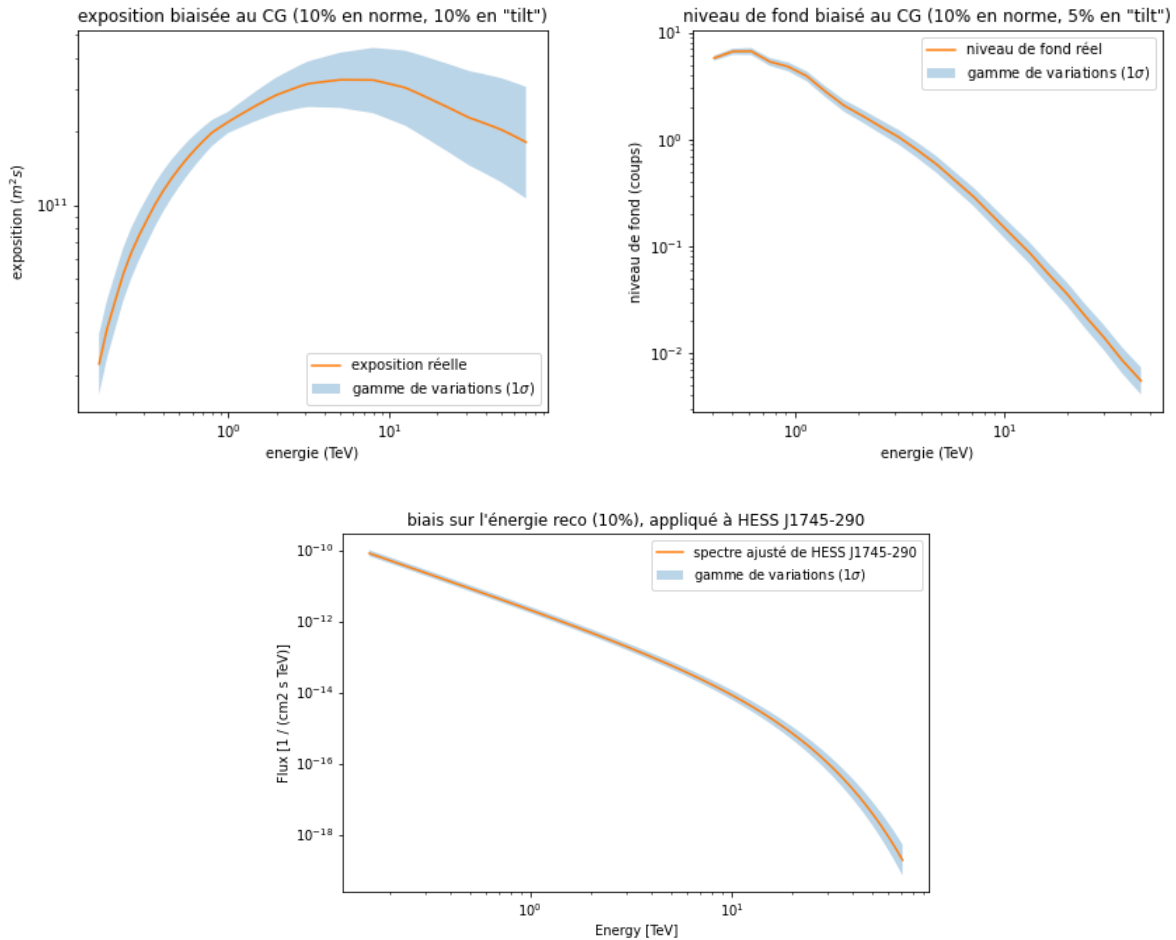


FIGURE 5.15 – Effets des différents biais introduits. *En haut à gauche* : effet du biais sur l'exposition. *En haut à droite* : effet du biais du le spectre du modèle de fond. *En bas* : effet du biais en énergie sur le spectre de HESS J1745-290.

	HESS J1745-290		
paramètres	Amplitude (à 1 TeV) [$\times 10^{-12} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}$]	Indice	Coupure [TeV]
HAP-fr	$2.32 \pm 0.06_{stat} \quad {}^{+0.57}_{-0.42} \text{ sys}$	$1.94 \pm 0.03_{stat} \quad {}^{+0.10}_{-0.09} \text{ sys}$	$8.8 \pm 1.1_{stat} \quad {}^{+1.73}_{-1.24} \text{ sys}$
HAP-hd	$2.61 \pm 0.05_{stat} \quad {}^{+0.66}_{-0.49} \text{ sys}$	$2.04 \pm 0.03_{stat} \quad {}^{+0.10}_{-0.11} \text{ sys}$	$11.6 \pm 1.3_{stat} \quad {}^{+1.99}_{-1.06} \text{ sys}$

	Émission diffuse	
paramètres	Amplitude (à 1 TeV) [$\times 10^{-12} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}$]	Indice
HAP-fr	$7.57 \pm 0.16_{stat} \quad {}^{+2.41}_{-1.78} \text{ sys}$	$2.36 \pm 0.02_{stat} \quad {}^{+0.31}_{-0.21} \text{ sys}$
HAP-hd	$7.84 \pm 0.15_{stat} \quad {}^{+2.30}_{-1.68} \text{ sys}$	$2.43 \pm 0.02_{stat} \quad {}^{+0.22}_{-0.18} \text{ sys}$

TABLE 5.7 – Récapitulatif des erreurs obtenues sur les paramètres testés. Comme pour la simulation témoin on prend la plage à 1σ pour fixer les les erreurs (totales, statistiques et systématiques) positives et négatives. Puis on sépare celles obtenues sans les biais systématiques qu'on va considérer comme erreurs purement *statistiques*, et le reste constitue donc nos erreurs *systématiques*.

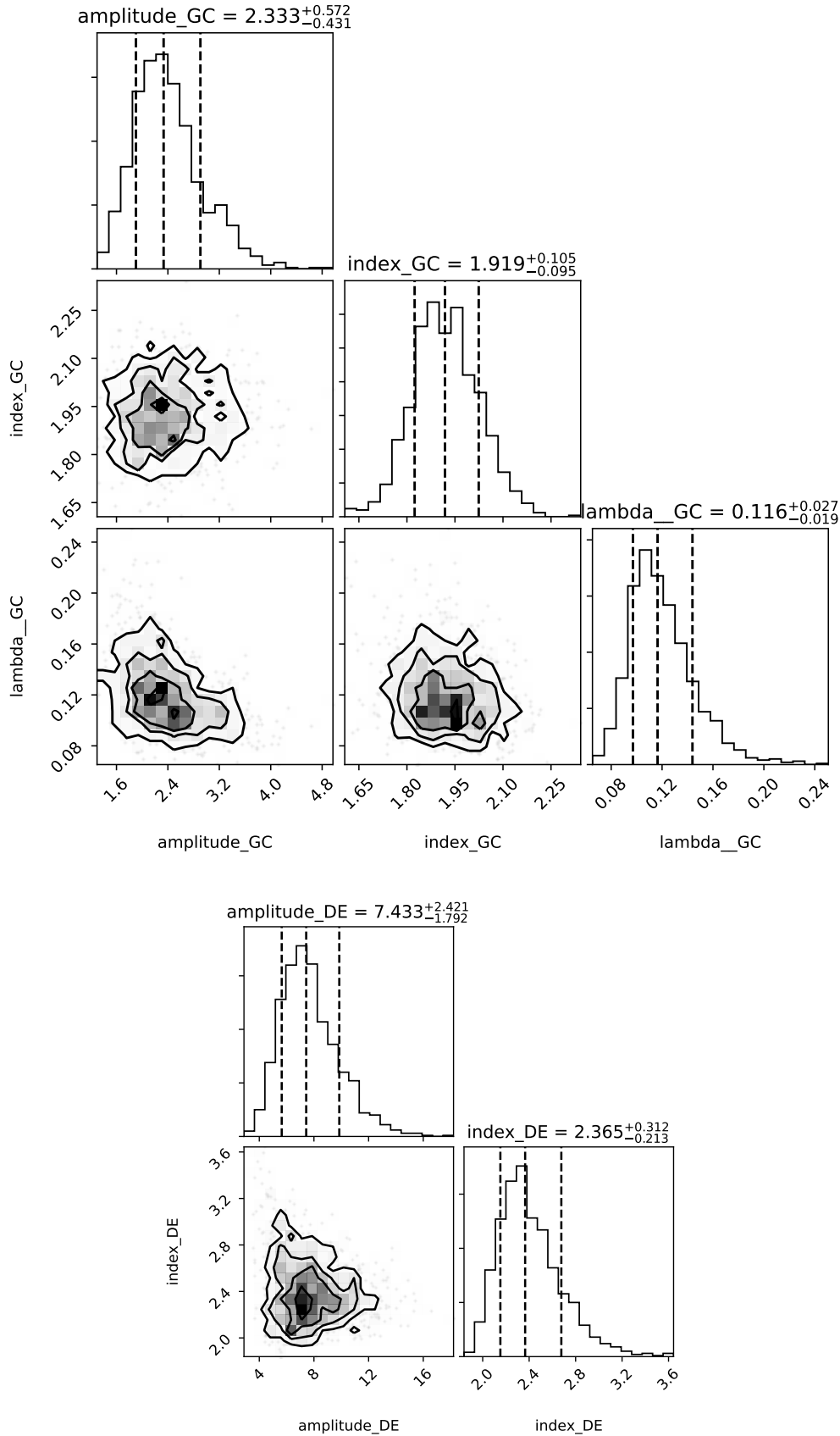


FIGURE 5.16 – *Haut* : Distributions des paramètres simulés pour HESS J1745-290 (amplitude, indice et λ comme précédemment), également simulées à partir des données HAP-fr. *Bas* : Distributions des paramètres simulés pour l'ED (seulement amplitude et indice). Les distributions sont toujours globalement gaussiennes avec environ 1000 itérations. On remarque la disparition de toute corrélation entre les paramètres spectraux de HESS J1745-290, attendu dans la mesure où la variation des biais d'une itération à l'autre domine les variations des différentes paramètres.

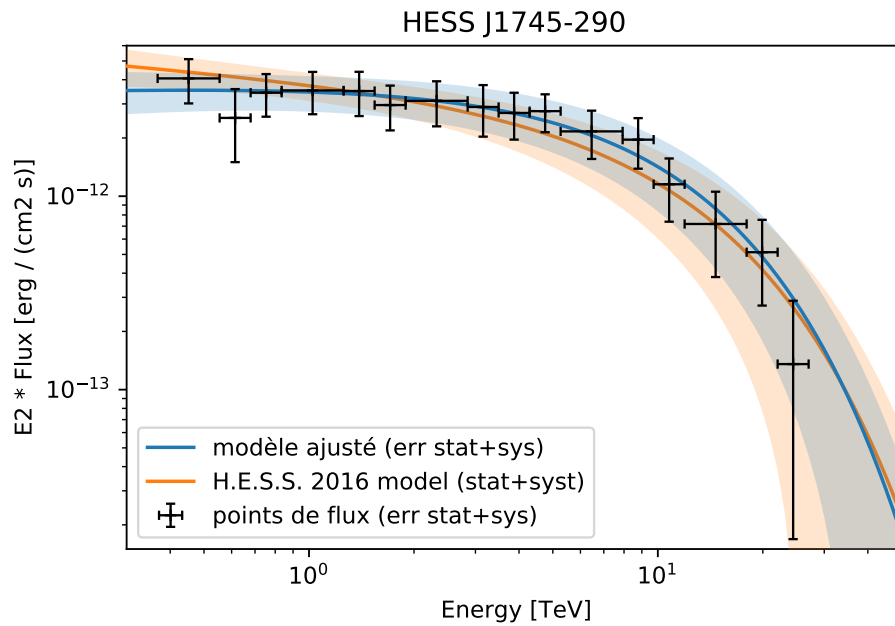


FIGURE 5.17 – En bleu : le modèle spectral de HESS J1745-290, entre 0.3 et 50 TeV. En noir : points de flux (en noir) pour HESS J1745-290 (données HAP-fr). En orange : le modèle spectral de HESS J1745-290 établi par H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2016. Ici les erreurs d’origines systématiques calculées dans la section suivante ont été incluses dans les barres d’erreur des points de flux et dans la plage d’incertitude sur le modèle. Les deux modèles sont compatibles à moins d’ 1σ , et les points de flux sont compatibles avec les deux modèles.

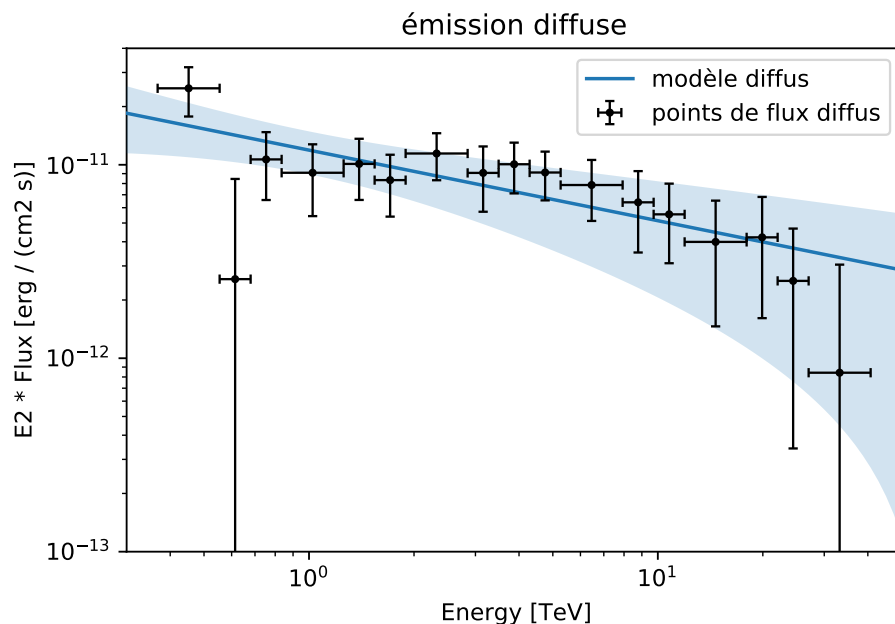


FIGURE 5.18 – En bleu : le modèle spectral de l’émission diffuse, entre 0.3 et 50 TeV. En noir : points de flux pour l’émission diffuse. Là encore les erreurs systématiques de notre étude sont représentées. Les points de flux sont compatibles avec le modèle, y compris le premier point, même s’il est clair qu’une meilleure modélisation du fond est nécessaire (au vu des résidus Figure 5.10). Les basses énergies sont par ailleurs critiques à l’estimation précise du spectre du diffus.

5.4 Discussion

Spectres intrinsèques Cette étude est la première à estimer les spectres intrinsèques de HESS J1745-290 et de l'émission diffuse simultanément par analyse spectro-morphologique. Il en ressort que l'énergie de coupure est plus basse qu'initialement estimée, mais pas d'une manière significative.

Nous émettons également des réserves sur l'ampleur des corrections apportées aux précédentes études spectrales vis-à-vis de l'énergie de seuil relativement élevée utilisée ici. HESS peut en effet techniquement descendre jusqu'à 250 GeV, ce qui n'a pas été possible ici. Il apparaît en effet que les "très basses énergies" pèsent statistiquement beaucoup sur la détermination du spectre de la source centrale, a fortiori si le fond n'est pas adéquatement décrit. La détermination de l'indice spectral est donc particulièrement sensible au seuil choisi ou imposé, et par corrélation, l'énergie de coupure y est également sensible.

Il en va de même pour l'émission diffuse, dont l'étude est encore compliquée par sa nature étendue, qui est très sensible au modèle de fond à basse énergie (en dessous de 500 GeV).

La description de l'émission diffuse Un modèle détaillé de la morphologie et du spectre de l'émission diffuse n'était pas l'objet principal notre travail, c'est pourquoi nous nous sommes tenus au modèle simple utilisé dans H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2018a. On peut néanmoins voir les pistes d'amélioration du modèle utilisé dans HESS 2018, pistes notamment explorées dans d'autres travaux menés à l'APC et à l'ECAP⁸.

Sur la question d'une éventuelle coupure spectrale pour l'émission diffuse : nous avons effectué la même analyse spectro-morphologique en supposant une coupure exponentielle dans le spectre de l'émission diffuse. Les résultats ont été assez variables, souvent peu voire non significatifs, et parfois faisant obstacle à la bonne convergence de l'ajustement.

Ici encore, le seuil en énergie s'est avéré être une difficulté, d'autant plus qu'à basse énergie le niveau élevé de fond biaise les résultats spectraux de la composante diffuse de façon non négligeable. Cela a conduit durant certains tests à des indices spectraux très durs et des coupures très basses pour le diffus, parfois en dessous de 10 TeV, ce qui ne semble pas être en accord avec les résultats précédents publiés dans H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2016.

Les perspectives d'améliorations pour l'étude de l'émission diffuse sont :

- une meilleure description morphologique, éventuellement nuage par nuage, de l'émission diffuse
- on peut également espérer mieux décrire l'émission d'avant-plan (ce que nous avons appelé la LSC) en utilisant le code HERMES, qui peut produire des cartes de l'émission diffuse galactique, dont on peut se servir comme template avec gammapy, comme la carte du CS.
- alternativement ou conjointement, un meilleur modèle pour la production de photons gamma via interactions entre rayons cosmiques et gaz dans la région centrale. Cela est toutefois compliqué par une relative méconnaissance de la distribution du gaz sur la ligne de visée dans le CMZ.
- l'amélioration du modèle de fond à basse énergie en prenant en compte par exemple l'efficacité muons du détecteur ou coefficient de transparence de l'atmosphère
- éventuellement un ajustement des données plus méticuleux en séparant les runs par angles zénithaux, etc.

Des travaux sont en cours pour étudier ces questions.

Limitations Le modèle de fond ne nous a pas permis d'inclure les énergies les plus basses, HESS ayant pu établir par le passé des spectres jusqu'à 250 GeV. De manière générale, alors que les hautes énergies sont problématiques pour HESS par manque de statistique, les basses énergies le sont à cause du bruit trop élevé. Cela pose d'autant plus problème que notre modèle de fond part du principe que son spectre est une loi de puissance, ce qui n'est plus forcément vrai à basse énergie.

8. Erlangen Centre for Astroparticle Physics

Tenter une description "morceaux par morceaux" est en théorie une solution, mais qui s'accompagne de nouvelles incertitudes.

Cependant, si l'on garde en tête notre objectif d'étudier la variabilité de HESS J1745-290, sa description spectrale en dehors de la plage en énergie optimale pour HESS (0.6-5 TeV) est d'importance secondaire. De plus, une description spectro-morphologique fine de l'émission diffuse n'est pas non plus cruciale pour l'analyse temporelle qui va suivre. Il sera nécessaire d'estimer le flux de l'émission diffuse pour y comparer celui de la source centrale, mais si on se limite à une plage "sûre" en énergie, la détermination du spectre n'a besoin d'être adéquate que sur cette bande d'énergie (quitte à moins bien décrire les hautes et basses énergies).

Chapitre 6

Étude temporelle de HESS J1745-290

Sommaire

6.1	Suivi temporel du centre galactique	138
6.2	Étude temporelle du flux de la source HESS J1745-290	141
6.2.1	Données	141
6.2.2	Recalibration de la source	141
6.2.3	Méthode	143
6.2.4	Résultats	143
6.2.5	Recherche de variabilité	144
6.2.6	Recherche de variabilité spectrale	146
6.3	Études de sensibilité	147
6.3.1	Sensibilité au bruit statistique	149
6.3.2	Sensibilité aux variations linéaires	150
6.4	Conclusion et discussion	152

Un des intérêts majeurs d'obtenir un spectre *intrinsèque* de HESS J1745-290 est que si l'on parvient à éliminer la contribution de l'émission diffuse à la source centrale de cette manière, il est justifié d'utiliser l'émission diffuse (ED) pour recalibrer le flux de HESS J1745-290 au cours du temps¹. Comme abordé précédemment, cette recalibration est essentielle si l'on souhaite suivre les évolutions de la source sur un temps long. Les performances de HESS ont en effet évolué au cours du temps (voir Chapitre 4) et tenter d'étudier l'évolution du flux de HESS J1745-290 sans point de référence n'est pas raisonnable. C'est d'autant plus vrai si l'on s'attend à ce qu'une grande partie de la variabilité apparente provient d'effets systématiques dont on pourrait s'affranchir en utilisant une "chandelle" (et l'émission diffuse remplit presque parfaitement ce rôle).

Dans ce chapitre, nous étudierons donc l'évolution temporelle de HESS J1745-290, en nous servant des modèles ajustés au chapitre précédent. Après quelques rappels sur l'histoire de la recherche de variabilité du CG à très haute énergie, nous développons notre méthodologie d'analyse puis nos résultats. Nous consacrons la fin de ce chapitre à une étude de la sensibilité du relevé HESS à des variations théoriques, notamment celles prédites par le modèle présenté au Chapitre 3. L'objectif est de voir si les observations de HESS entre 2004 et 2020 étaient en mesure d'observer ce type de variations avec ces amplitudes (et donc potentiellement d'exclure le scénario en question), ou si la sensibilité de HESS n'était en fait pas suffisante pour cela.

1. Cette technique est couramment utilisée lorsque l'on dispose d'une source voisine que l'on sait très stable (ce que l'on suppose de l'émission diffuse ici), mais devient plus compliqué lorsque la "chandelle" se superpose même partiellement à la source d'intérêt.

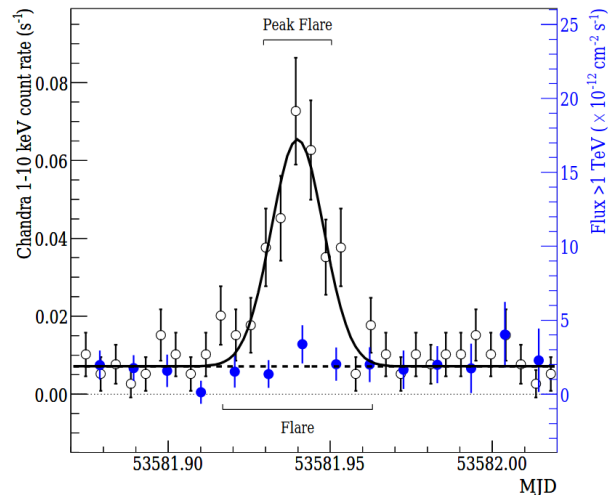


FIGURE 6.1 – Résultats des observations simultanées HESS (en bleu, flux >1 TeV) et Chandra (en noir, taux de coups 1-10 keV). On identifie clairement un sursaut en X, sans contrepartie au TeV. Tiré de AHARONIAN et al., 2008b.

6.1 Suivi temporel du centre galactique

Dès les premières observations THE du centre galactique et la détection de la source ponctuelle, la question de sa variabilité a été posée (Whipple : KOSACK et al., 2004 et CANGAROO : TSUCHIYA et al., 2004), sans qu'aucune ne soit détectée. L'organisation des observations pour la plupart des observatoires permet d'ailleurs *a priori* d'être sensible à différentes échelles de variabilités : plusieurs sessions d'observations par nuit, plusieurs nuits de suite ou lors d'une même saison d'observation, et enfin des observations faites à cette même période pendant plusieurs années. Dans les faits il apparaît vite que la faible sensibilité des instruments de génération précédente gêne l'étude de la variabilité.

L'arrivée de HESS et MAGIC approfondit cette recherche avec de meilleures sensibilités et un temps d'observation nettement plus important. Les premiers travaux HESS (AHARONIAN et al., 2004b ; AHARONIAN et al., 2006b) et MAGIC (ALBERT et al., 2006) ne détectent pas non plus de variabilité, respectivement entre 2003 et 2004 (49h au total) et entre 2004 et 2005 (26h). En 2006, la collaboration HESS (AHARONIAN et al., 2006b) donne une estimation de l'observabilité d'un sursaut au TeV par HESS : il faudrait par exemple une augmentation du flux de 500% par rapport au niveau quiescent pour détecter un flare de 3 h.

En 2008, une étude est publiée résumant plusieurs campagnes d'observations conjointes entre HESS et l'observatoire spatial à rayon X Chandra (AHARONIAN et al., 2008b). L'objectif était d'identifier des liens entre le comportement (très variable) en X de Sgr A* et l'émission au TeV de HESS J1745-290. Une contrepartie au TeV des sursauts X de Sgr A* était notamment espérée. Cependant, la source au TeV n'a pas montré de variabilité pendant un sursaut X identifié par Chandra (cf Figure 6.1). Une limite supérieure sur l'augmentation possible du flux entre 2 et 10 TeV est établie à 2 fois le niveau quiescent de la source ($4.2 \times 10^{-12} \text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$) avec une confiance à 99%.

AHARONIAN et al., 2009 est la dernière étude en date à s'intéresser à la variabilité des données HESS du CG. Cette étude suit le flux de HESS J1745-290 runs par runs de 2004 à 2006 (donc trois saisons d'observation, et une échelle temporelle de 28 minutes). C'était alors la plus importante étude du CG au TeV en termes de quantité de données (93 h d'observation), mais là encore aucune variation n'est observée (cf. Figure 6.2). Les conclusions naturelles furent les suivantes : HESS J1745-290 est une source qu'on considérera constante, et si variabilité de HESS 1745-290 il y a, celle-ci est

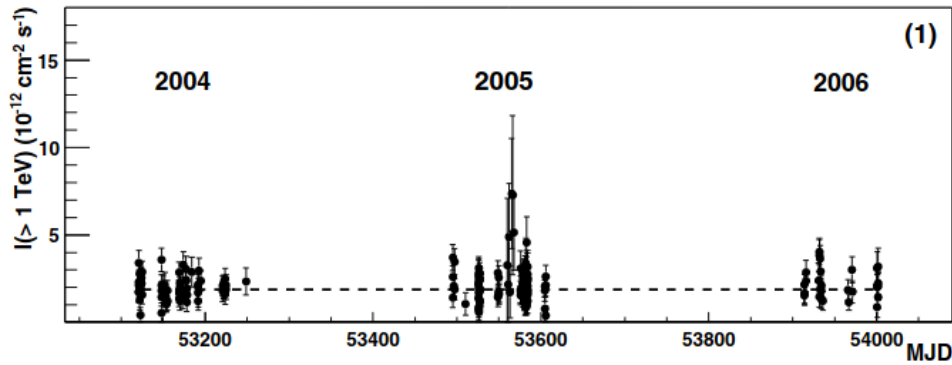


FIGURE 6.2 – Courbe de lumière de 2004 à 2006. Chaque point représente une session d’observation de 28 minutes. Cette courbe est compatible avec un modèle constant à $\chi^2 = 233$ (ddl=216). Tirée de AHARONIAN et al., 2009.

au mieux d’une fraction autour du flux quiescent (fraction qu’on se propose de contraindre dans ce Chapitre). On notera que ce résultat est important en lui-même dans la mesure où SgrA* est par ailleurs très variable dans les autres bandes d’énergie, et que les études spectrales citées au chapitre précédent s’appuient sur cette hypothèse de source constante.

La statistique importante de ce relevé permet toutefois d’étudier le comportement de HESS J1745-290 au-delà de simples déviations à la moyenne. AHARONIAN et al., 2009 mènent donc par exemple une recherche d’oscillations quasi-périodique (comme celles observées sur les sursauts en X, voir GENZEL et al., 2003). Elle s’intéresse également à la capacité théorique de HESS à détecter un sursaut au TeV venant du CG, en fonction de son amplitude et de sa durée, afin d’améliorer le résultat de AHARONIAN et al., 2006b. Le résultat de cette étude est présenté dans la Figure 6.3 tirée de cet article. L’idée de ce test est de contraindre le type de sursaut (au TeV) que l’on pouvait espérer observer avec HESS. Cette recherche est motivée par le fait que les modèles expliquant les sursauts X par une émission synchrotron prédisent également une émission en gamma via de l’inverse Compton sur les électrons les plus énergétiques (voire chapitre 4). Il faut cependant noter que compte tenu des conditions proches du trou noir (champ de rayonnement et champ magnétique très intenses) seuls les phénomènes les plus puissants peuvent produire un sursaut détectable en gamma. Ces phénomènes sont attendus par les études des sursauts X (NEILSEN et al., 2015), mais restent a priori extrêmement rares, ce qui rend quasi impossible une détection conjointe en X et en gamma de très haute énergie.

ARCHER et al., 2014 étudient également la variabilité de la source centrale au TeV grâce à l’instrument VERITAS, sur un jeu de données allant de 2010 à 2012 (inclus). Aucune variation n’est détectée sur cette période à plus de 2.5 TeV, et le niveau de flux est pleinement compatible avec AHARONIAN et al., 2009. AHNEN et al., 2017 étudient 67h d’observation obtenues par MAGIC sur le centre galactique entre avril 2012 et juin 2015. Ce travail s’intéresse notamment à la période autour du passage au péricentre de l’objet G2 (WITZEL et al., 2014), qui était alors un événement de grand intérêt pour la variabilité du centre galactique (voir Chapitre 1). Les courbes de lumières (pour le flux > 1 TeV et le flux > 10 TeV) ne présentent cependant pas de variabilité, cf. Figure 6.4 haut. Plus récemment, une étude VERITAS (ADAMS et al., 2021) met à jour le suivi temporel de J1745-290 par VERITAS en incluant 8 ans d’observations (2010-2018 pour un total de 125h). Là encore aucune variabilité n’est détectée (cf. Figure 6.4 bas). On notera que ce travail inclut des courbes de lumière intégrées sur différentes échelles de temps : run par run, et semestre par semestre, ainsi que sur différentes plages d’énergies : > 1 TeV et > 5 TeV.

2. les sursaut simulés sont de la forme $LC_{mod}(t) = LC(t)(1 + A \exp(-(t - t_0)^2/2\tau^2))$ avec A le facteur d’amplitude du sursaut, τ sa durée, LC la fonction de la courbe de lumière, t_0 l’instant de départ du sursaut qui va balayer toute la durée étudiée.

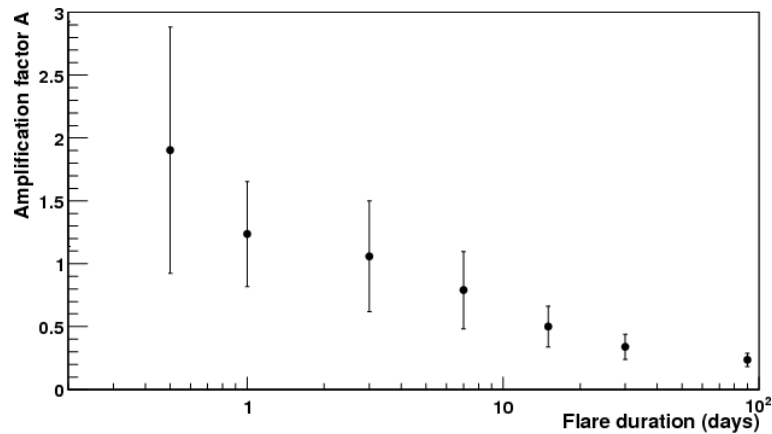


FIGURE 6.3 – Facteur d’amplitude maximum nécessaire pour une détection à $3\text{-}\sigma$ d’un sursaut en fonction de sa durée². Pour un sursaut de 3h, il suffit d’une augmentation de $\sim 100\%$ pour que HESS le détecte, soit une amélioration considérable de la sensibilité par rapport à AHARONIAN et al., 2006b. Tiré de AHARONIAN et al., 2009.

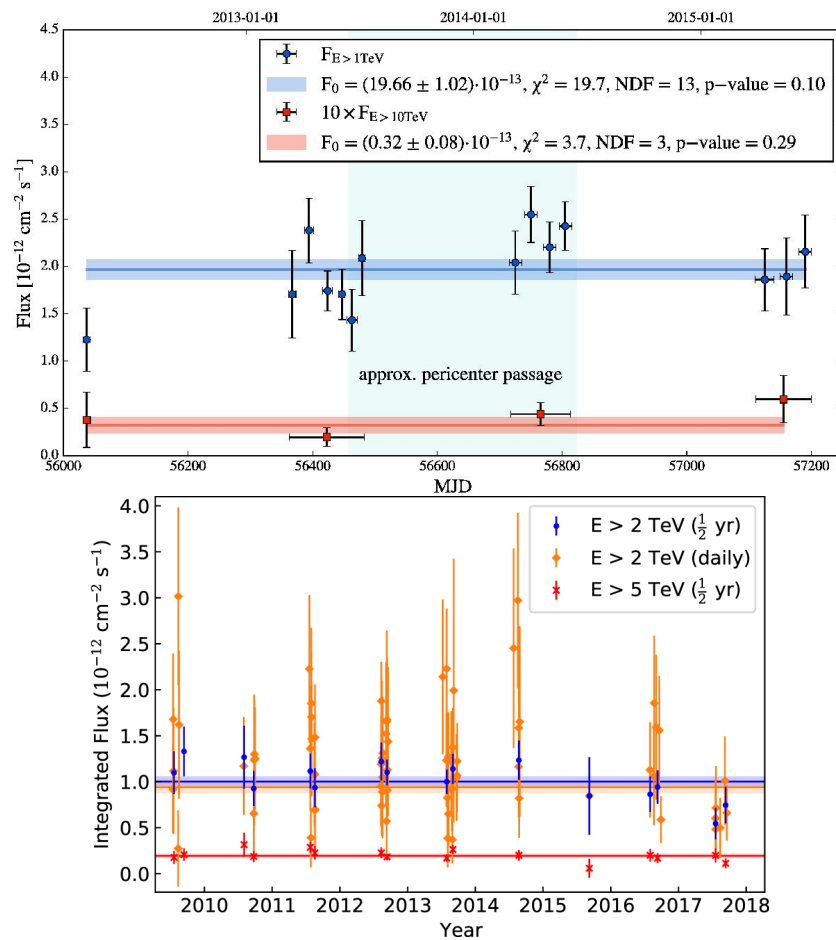


FIGURE 6.4 – *Haut* : Suivi du flux de la source centrale au TeV par MAGIC. Tirée de AHNEN et al., 2017. *Bas* : courbe de lumière obtenue par VERITAS. Tirée de ADAMS et al., 2021.

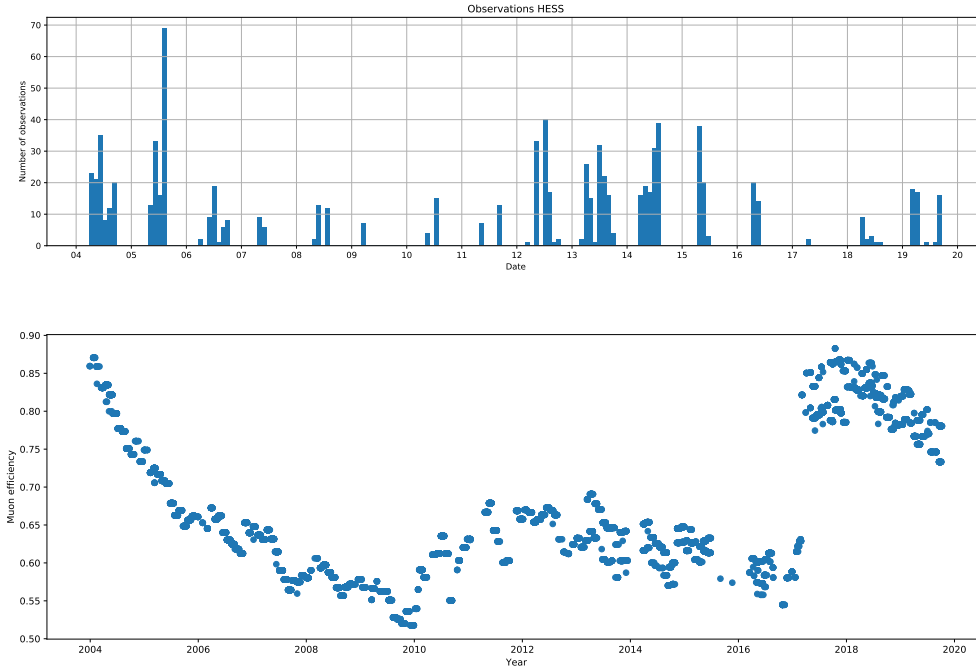


FIGURE 6.5 – *Haut* : Distribution des runs d’observation retenus par mois entre 2004 et 2019. Les observations du CG sont effectuées à la même période chaque année, avec environ 5-6 mois entre chaque saison d’observation. *Bas* : Efficacité aux muons en fonction du temps. Chaque point représente un run inclu dans les donnée HAP-fr. On constate clairement une tendance à la décroissance avec le temps entre 2003 et 2010. Le regain d’efficacité en 2010 correspond à un changement des cône de Winston dans les caméras, et celui en 2016-2017 correspond au changement des caméras CT1-4 (cf. Chapitre 4).

6.2 Étude temporelle du flux de la source HESS J1745-290

6.2.1 Données

Nous utilisons la même sélection de données qu’au chapitre précédent, nous renvoyons donc aux graphiques de la sous-section 5.2.1 pour les visualisations de la distribution des observations de 2004 à 2019. Nous renvoyons à la Table 5.2 pour les données HAP-fr pour les temps d’observations par années (voir les annexes pour HAP-hd), et l’on notera la très faible statistique des années 2009, 2016 et 2017. La seule différence technique est que dans ce cas-ci, les données ont été empilées dans 16 objets MapDataset de gammapy, un par année. Cela signifie aussi qu’on ne moyenne les IRFs et les modèles de fond que sur les observations prises au cours d’une même année.

A titre indicatif, nous montrons Figure 6.5 (haut) la distribution des observations mois par mois, et Figure 6.6 les périodes de visibilité du CG au cours d’une année.

6.2.2 Recalibration de la source

L’estimation du flux année par année de HESS J1745-290 n’est ici pas un problème en général, si l’on retient assez de données. La principale difficulté pour le suivi temporel est que le flux ainsi estimé est proie à de nombreux aléas : temps d’exposition variable de la source en fonction du temps, régions totales observées différentes d’année en année, et surtout performances instrumentales variables. On pense notamment à la dégradation des miroirs avec le temps, puis à leur remplacement, ainsi qu’au changement des caméras (cf. Chapitre 4). La courbe d’évolution de l’efficacité aux muons (Figure 6.5, bas) est un bon indicateur, même qualitatif, de l’évolution de la sensibilité de HESS. Il y a donc

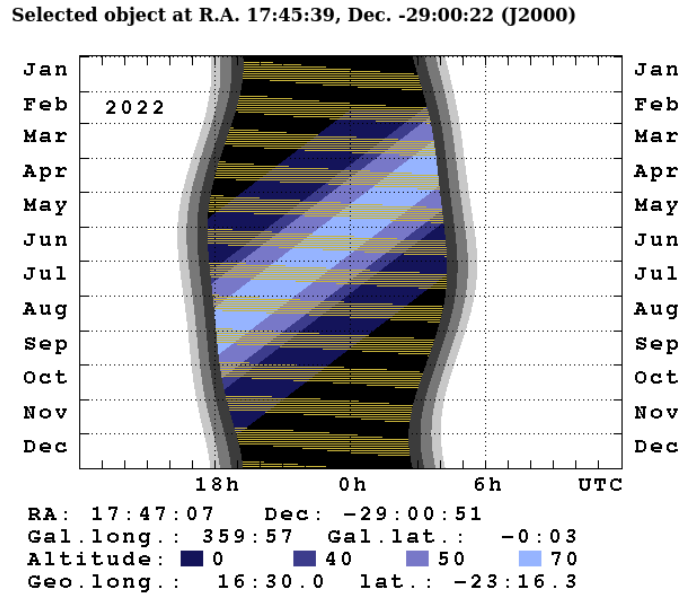


FIGURE 6.6 – Périodes de visibilité du centre galactique (en fourchette horaire de nuit) tout au long de l’année 2022 depuis le site de HESS. Les bandes jaune représentent les périodes où la lune brille et empêche les observations. Les différentes échelles de bleu montre l’altitude (90° - l’angle zénithal) à laquelle le CG est visible.

un risque qu’on puisse établir une courbe de lumière (i.e flux en fonction du temps) dont l’essentiel des variations sont dues aux facteurs extrinsèques à la source que nous venons de citer.

La seule façon de résoudre le problème de "référence" pour le flux de HESS J1745-290 est de trouver une "chandelle" stable pour l’y comparer. La chandelle typique à très haute énergie est la nébuleuse du Crabe, mais on cherche idéalement une source proche, voire dans le même champ de vue de la source d’intérêt, afin qu’elle ait ainsi à peu près la même exposition, soit observée dans les mêmes conditions, etc. Il faut également une source qui soit au moins aussi lumineuse que celle qu’on veut étudier, si on veut éviter que les incertitudes statistiques de la source chandelle ne domine l’incertitude sur le flux de la source d’intérêt. La seule source assez puissante pour remplir ce rôle est l’émission gamma diffuse provenant des 200 pc centraux de la Galaxie. Cela n’est pas non plus sans difficultés : il faut en effet un minimum de statistique observationnelle pour détecter cette émission diffuse, et encore un peu plus pour espérer la modéliser convenablement. Si cela n’a pas posé de problème au chapitre précédent du fait des plus de 300 heures utilisées, certaines années prises individuellement (par exemple 2009, 2016 et 2017) se sont montrées plus problématiques pour l’estimation du diffus, par manque de données.

L’idée de notre méthode est qu’une partie des erreurs d’origine systématique que l’on cherche à prendre en compte vont affecter de la même façon l’estimation du flux de la source centrale et l’estimation du flux du diffus. On pense notamment à l’erreur qui peut exister sur la surface efficace ou sur la résolution en énergie. En s’intéressant aux variations relatives du flux de la source centrale par rapport au flux de l’émission diffuse (en faisant un simple rapport entre les deux donc), on peut en théorie s’affranchir de ces effets systématiques. On suppose donc ici que les variations observées du flux de l’émission diffuse sont une estimation des effets systématiques sur nos mesures, avec laquelle on corrige la courbe de lumière de HESS J1745-290. Cependant, il subsiste des incertitudes sur cette estimation, ce qui se traduit par une augmentation des erreurs relatives sur les points de la courbe de lumière ainsi corrigés, ou recalibrés³. En effet, l’émission diffuse est très étendue, ce qui rend sa description plus sensible que celle d’une source ponctuelle aux erreurs sur le modèle de fond, ainsi qu’aux incertitudes sur les données prises à "grand" décalage angulaire. Enfin, la

3. Si l’on décide d’exprimer la courbe de lumière en valeur absolue, comme nous le ferons plus loin.

faible brillance de l'émission diffuse rend sa détection plus difficile si l'on manque de données, et sa description plus incertaine globalement.

6.2.3 Méthode

En pratique, nous utilisons le modèle ajusté au chapitre précédent, nous en fixons tous les paramètres exceptées les amplitudes spectrales, et nous l'appliquons à chacun des datasets "par année" pour ajustement par gammapy. Il y a donc 5 paramètres libres pour chaque année : les amplitudes des sources HESS J1745-290, HESS 1746-285 et G0.9+0.1, l'amplitude du modèle d'émission diffuse, et l'amplitude du modèle de fond⁴. Il est important, comme développé au chapitre précédent, de limiter la plage en énergie sur laquelle on effectue cet ajustement. Une large gamme en énergie est nécessaire lorsque l'on cherche à estimer une forme spectrale, mais ce n'est pas ce que l'on cherche à faire ici, donc cela ne ferait qu'introduire des erreurs supplémentaires. On se limite à l'étude de 0.65 à 50 TeV, où HESS est le plus sensible, et l'on réutilise la même région d'ajustement que pour l'analyse spectro-morphologique.

La recalibration de la source centrale par le diffus s'effectue simplement en multipliant le flux "brut" de la source F_{GC} par le rapport du flux du diffus F_{DE} sur un flux de référence $\overline{F_{DE}}$:

$$F_{GC,recal}(t) = \frac{F_{GC}(t)}{F_{DE}(t)} \times \overline{F_{DE}}$$

Les flux "bruts" sont calculés en intégrant les modèles spectraux ajustés de chaque source entre 1 et 10 TeV, pour chaque année, et le flux de référence du diffus est la moyenne pondérée du flux du diffus (pondéré par les incertitudes statistiques $\sigma_{DE}(t)$) sur les 16 années d'observation :

$$\overline{F_{DE}} = \frac{\sum_t \frac{F_{DE}(t)}{\sigma_{DE}(t)^2}}{\sum_t \frac{1}{\sigma_{DE}(t)^2}}$$

Afin de limiter l'effet de la taille du modèle de l'émission diffuse sur le résultat, nous intégrons chaque modèle sur une région de 2 degrés par 1 degré.

6.2.4 Résultats

La Figure 6.7 montre les courbes de lumière "brutes" pour HESS J1745-290 et l'émission diffuse. Les valeurs sont obtenues par l'intégration des modèles directement issus de l'ajustement année par année, et les barres d'erreur verticales correspondent aux erreurs statistiques issues du même ajustement, et propagées des modèles aux flux intégrés. Dans les deux cas nous présentons les courbes obtenues avec les données HAP-fr, les courbes obtenues avec les données HAP-hd sont fournies en annexe. On traite de la recherche de variabilité dans ces courbes dans la section suivante, mais on peut noter que chacune des quatre courbe de la Figure 6.7 est compatible avec une solution constante à moins de 3σ (ou à une p-valeur > 0.01). Le cas de figure le plus pathologique étant la courbe brute de HESS J1745-290 obtenue avec les données HAP-fr, pour laquelle on approche de la limite des 3σ sans l'atteindre.

On montre ensuite Figure 6.8 les courbes de lumières de HESS J1745-290 après recalibration par l'émission diffuse (pour HAP-fr ici encore, et en annexe pour les données HAP-hd). Les nouvelles barres d'erreur sont obtenues en propageant les incertitudes sur les flux de l'émission diffuse et de la source centrale, elles sont donc plus importantes (en incertitudes relatives) que pour la courbe de lumière de HESS J1745-290 non-recalibrée. Les très larges incertitudes pour 2017 nous montrent que la source est à peine détectée sur les 2 runs retenus pour cette année pour HAP-fr (et cela se confirme en observant la courbe non-recalibrée également). Toutefois, les points de 2017 seront pris en compte pour l'ajustement des courbes temporelles, mais ils n'auront que très peu d'influence

4. Il a cependant fallu fixer l'amplitude de G0.9+0.1 pour obtenir la convergence de l'ajustement en 2009 pour HAP-fr.

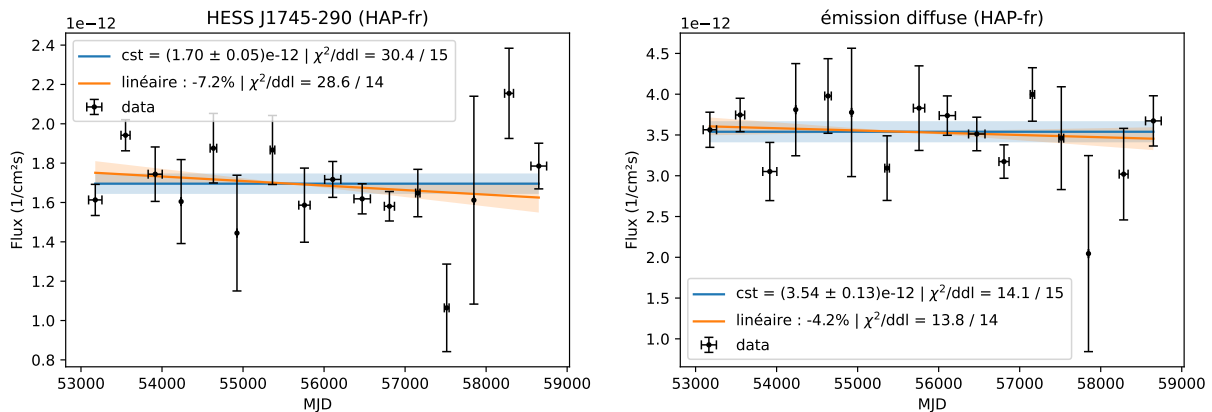


FIGURE 6.7 – Courbes de lumière de HESS J1745-290 sans recalibration, et de l’émission diffuse pour les données HAP-fr/Dans chaque cas la droite bleu représente le meilleur ajustement d’une constante avec incertitude. Nous indiquons les χ^2 /ddl qui indiquent que chaque cas est compatible avec un paramètre constant. La droite orange représente le meilleur ajustement pour une fonction affine, la variation indiquée est donnée en pourcentage de variation relative, telle que prédit par la fonction affine. Les barres d’erreurs verticales représentent l’erreur statistique sur le flux calculé par le minimiseur. Les barres d’erreur horizontales représentent la plage en temps sur laquelle ont été retenues les observations utilisées pour chaque point (les différences entre HAP-fr et HAP-hd sont donc simplement dues aux listes de runs différentes).

sur le résultat. La courbe de flux recalibrée est compatible avec une valeur constante du flux à $(1.66 \pm 0.14) \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ pour HAP-fr, et $(1.78 \pm 0.07) \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ pour HAP-hd. Par ailleurs, les valeurs des χ^2 réduits, proches de 1, suggèrent que les nouvelles erreurs ne sont pas grossièrement surestimées.

6.2.5 Recherche de variabilité

Une fois les courbes de lumière obtenues, on tente de les modéliser par 3 différentes fonctions du temps :

- une fonction constante
- une fonction affine
- une fonction constante par morceau séparant les périodes avant et après 2014.

Ce troisième choix est lié à la recherche de contrepartie à THE aux variations observées dans le taux de sursauts X (voire Chapitre 1, section 1.4.2). On mesure simplement la qualité de l’ajustement en calculant le χ^2 (et χ^2 réduit) des données pour chaque modèle. Pour un jeu de données, les χ^2 des modèles linéaires et constant par morceaux seront inférieurs à celui du modèle constant (car on rajoute un paramètre). Ce qui nous intéresse c’est si cette différence de χ^2 est suffisante pour justifier l’ajout de ce paramètre (soit la pente, soit une deuxième constante). On effectue donc un test de maximum de vraisemblance relativement simple, en soustrayant le second χ^2 au premier, et pour l’ajout d’un seul paramètre au modèle, on considère que l’amélioration de l’ajustement est significative si la différence de χ^2 est supérieure à 9.

Dans tous les cas de figure, les données sont compatibles avec les trois modèles temporels testés, mais on conclut des différences de χ^2 (cf. Table 6.1) que les modèles linéaires et constants par morceaux n’améliorent pas significativement l’adéquation du modèle aux données. La valeur constante ajustée pour HAP-fr est : $(1.66 \pm 0.14) \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Pour une variation linéaire sur 16 ans, on trouve pour HAP-fr une variation de -6.2%.

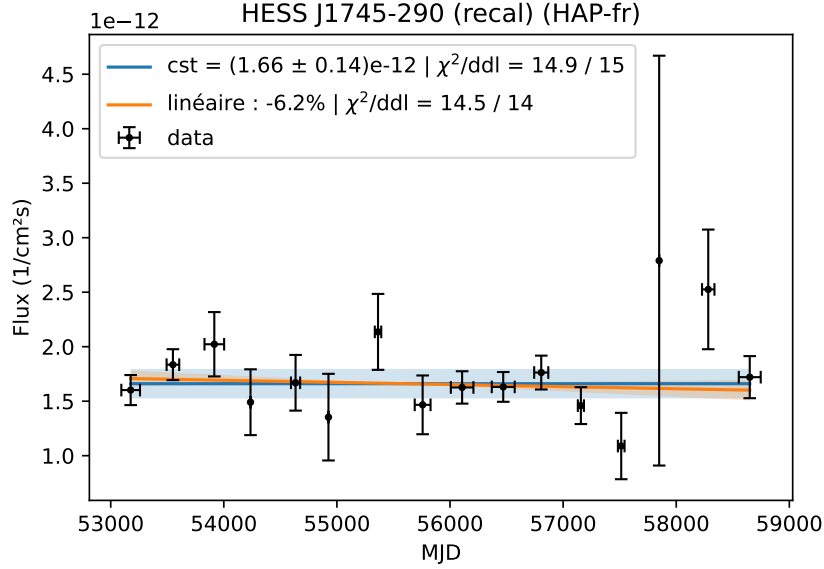


FIGURE 6.8 – Courbes de lumière de HESS J1745-290 avec recalibration pour les données HAP-fr. Les points de données par année sont en noir. Les droites bleues et oranges indiquent la même chose que dans la figure 6.7. Les barres d’erreurs verticale sont les erreurs statistiques présentes sur les points de la Figure 6.7 propagées selon la formule de recalibration. Les très larges erreurs sur le point de 2017 est la conséquence du faible temps d’observation *et* de la recalibration.

	Modèle constant	Modèle linéaire	Modèle constant par morceaux
HAP-fr	14.912/15	14.476/14	14.565/14
HAP-hd	16.769/15	16.140/14	15.900/14

TABLE 6.1 – Récapitulatif des valeurs de χ^2/ddl pour chaque scénario d’évolution temporelle, pour les courbes de lumières recalibrées de HESS J1745-290, et pour les données HAP-fr et HAP-hd

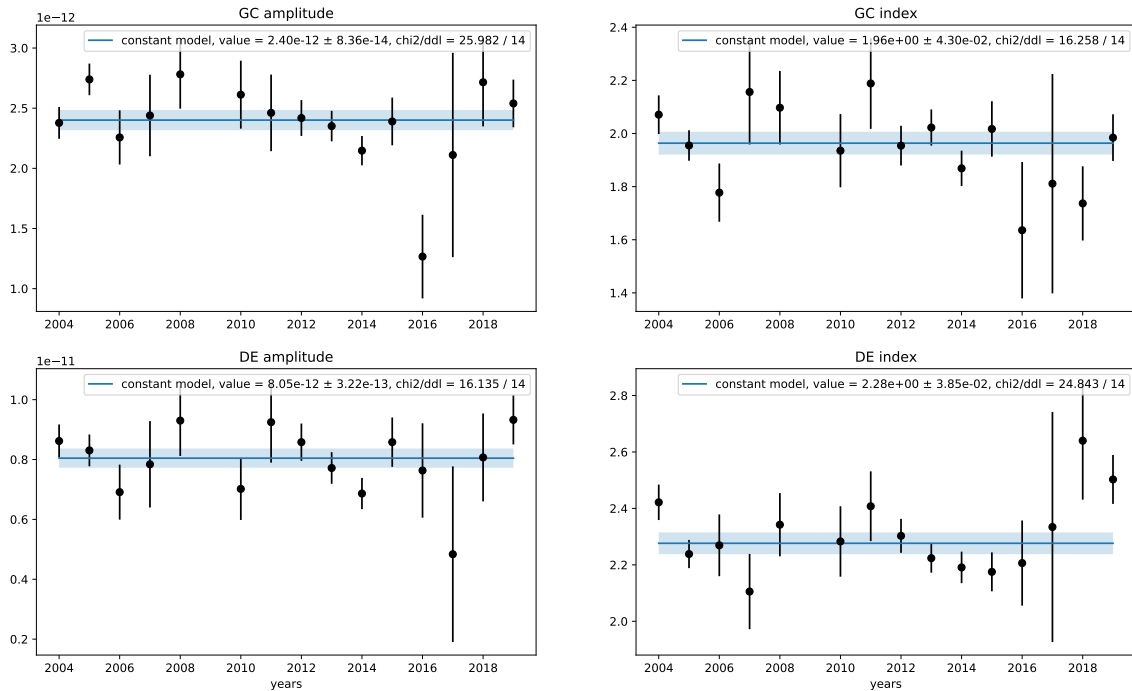


FIGURE 6.9 – Évolution des différents paramètres spectraux avec le temps quand on les laisse varier, pour les données HAP-fr. *En haut à gauche* : la normalisation de HESS J1745-290. *En haut à droite* : l'indice spectral de HESS J1745-290. *En bas à gauche* : la normalisation du modèle d'émission diffuse. *En bas à droite* : l'indice spectral du modèle d'émission diffuse. Dans chaque cas la droite bleue représente le meilleur ajustement d'une constante avec incertitude. Nous indiquons les χ^2/ddl qui indiquent que chaque cas est compatible avec un paramètre constant.

6.2.6 Recherche de variabilité spectrale

Nous étudions également la possibilité d'une évolution des propriétés spectrales de HESS J1745 et du diffus. En effet, comme évoqué au chapitre 3, certains modèles prédisent un comportement temporel de la source centrale dépendant de l'énergie. Par exemple, BALLANTYNE et al., 2011 prédisent une échelle de variations nettement plus courtes à haute énergie (~ 10 ans au-delà de 10 TeV) qu'à basse énergie ($\sim 10^4$ ans entre 0.1 et 1 TeV), ce qui se traduit dans les modèles par une variation de l'indice spectral de la source. Il existe deux méthodes pour évaluer la variabilité spectrale.

Étude à 4 dimensions Une première façon de procéder est de refaire l'étude temporelle de la section précédente en laissant libre les indices spectraux (et notablement, tout en laissant l'énergie de coupure de HESS J1745 fixée). Si cela est a priori très simple à partir de ce que l'on a déjà fait, il s'agit toutefois d'un ajustement assez instable, dans la mesure où certaines années manquent de données pour permettre une bonne convergence des différents paramètres. On remarquera donc là encore l'absence de certaines années de nos courbes. La principale utilité de cette étude est surtout de confirmer la solidité de l'hypothèse des indices spectraux non variables de l'étude temporelle précédente. Les incertitudes et la plage en énergie n'étant a priori pas adéquates pour une analyse

Les résultats sont présentés dans la Figure 6.9, et l'on peut facilement constater qu'aucun des paramètres ne présente de variabilité significative. On montre également les courbes de lumière pour HAP-fr obtenues avec les indices spectraux libres Figure 6.10. Si les valeurs numériques changent légèrement, le flux est toujours bien décrit par une valeur constante.

Courbes de lumières en énergie Une autre méthode consiste à faire l'ajustement du modèle source précédent sur différentes bandes en énergie : de 370 GeV à 600 GeV, de 600 GeV à 2 TeV et de

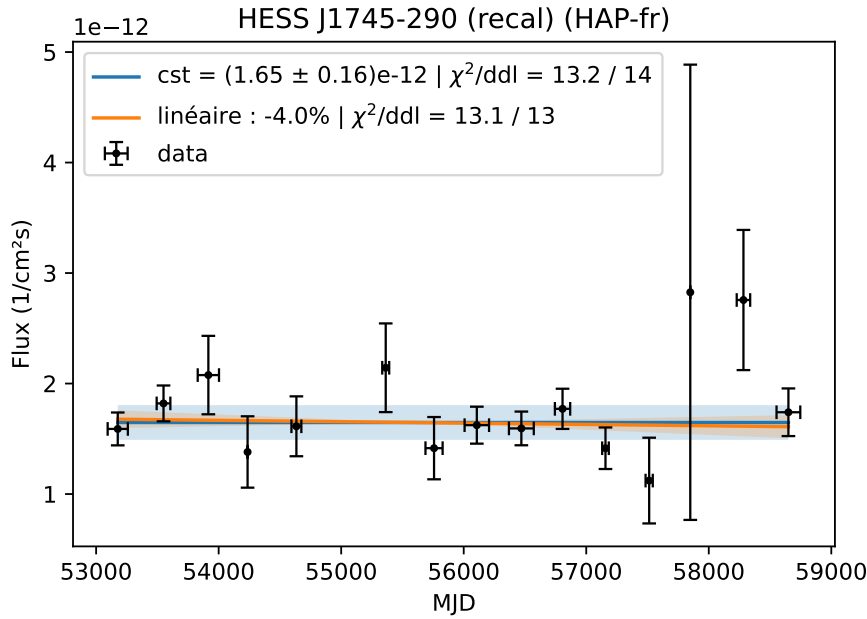


FIGURE 6.10 – Courbe de lumière obtenue en laissant les indices libres. Les droites bleues et orange représente les mêmes choses que sur la Figure 6.7. On note qu’il n’y pas de préférence des données pour un modèle linéaire là non plus. L’année 2009 n’est pas incluse car le minimiseur n’a pas pu converger pour cette année faute de données.

2 TeV à 10 TeV. A nouveau on ne laisse varier ici que les normalisations des différentes composantes et du modèle de fond. Cela revient sensiblement au même que la technique des points de flux évoquée au chapitre 5, à la différence technique qu’ici on effectue l’ajustement pour les deux sources d’intérêt simultanément (ce que l’implémentation des points de flux dans `gammapy` ne permet pas encore). Cela nous permet également d’effectuer la même recalibration que précédemment.

Les résultats sont présentés Figure 6.11, les courbes de lumière sont compatibles avec un modèle constant, et un modèle linéaire n’améliore pas significativement la qualité de l’ajustement. On va donc considérer qu’il n’y a pas de variabilité détectée sur ces différentes bandes en énergie. On remarquera là encore l’absence de certaines années (2017 et 2009) sur certaines bandes d’énergie, due à l’insuffisance de données qui empêche la convergence de l’ajustement.

6.3 Études de sensibilité

Au delà de l’étude des données prises par HESS, nous voulons également étudier la capacité de HESS (ou plus exactement du relevé HESS du CG depuis 2004) à détecter une quelconque variabilité, ayant supposé un scénario d’évolution temporelle non-constant. Ceci a été motivé par le fait que la source ait été jusque là considérée comme en apparence constante, et le fait que nos résultats ont rapidement semblé confirmer cette hypothèse. L’intérêt de cette étude de la sensibilité de HESS est d’ensuite pouvoir rejeter certains modèles d’évolution, dans le cas où ils auraient dû entraîner la détection d’une variabilité par le relevé de HESS. Mais dans le cas d’une source déjà détectée comme variable, cette méthode peut servir à éclairer le comportement intrinsèque de la source qui cause la variabilité observée. On précise qu’il y a une différence entre variabilité observée et variabilité intrinsèque, du fait des incertitudes sur les mesures de flux.

La méthode générale reprend celle utilisée au chapitre précédent pour l’étude des effets systématiques via des simulations de données effectuées avec `gammapy`. On simule des cubes de données en supposant ici un modèle temporel, soit concrètement un modèle spectral différent pour chaque dataset, représentant typiquement un niveau de flux qui varie d’année en année. On se limite ici à

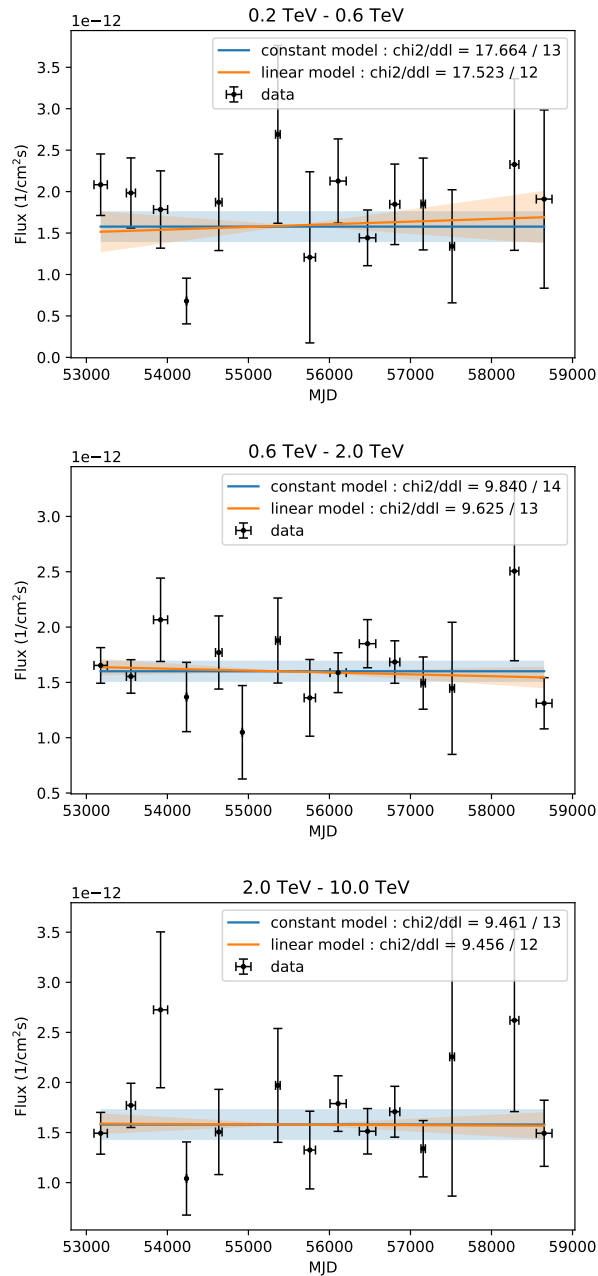


FIGURE 6.11 – Courbes de lumière par bande d'énergie : de 370 GeV à 600 GeV, de 600 GeV à 2 TeV et de 2 TeV à 10 TeV. La droite bleu représente le meilleur ajustement d'une constante aux données, avec son incertitude. La droite orange représente la même chose pour un modèle linéaire. Notés sur les graphiques sont les χ^2 et nombre de degrés de liberté, pour comparaison entre les 2 modèles temporels. Les données ne préfèrent dans aucun des cas le modèle linéaire.

des variations d'amplitude, mais on peut très bien imaginer que les variations concernent d'autres paramètres. Dans notre cas c'est avant tout les variations du flux de HESS J1745-290 recalibré qui nous intéressent.

Nous avons testé deux hypothèses d'évolution : une évolution variable aléatoire, et une décroissance linéaire. Compte-tenu des discussions sur les sources de variabilité potentielles au TeV menées au chapitre 3, on peut déjà dire que le second scénario nous paraît plus intéressant. Le premier scénario permet toutefois de donner des résultats généraux sur la sensibilité de HESS pour chaque année.

6.3.1 Sensibilité au bruit statistique

Le test le plus simple de la sensibilité du relevé HESS consiste à déterminer l'amplitude du bruit statistique pour un flux théorique donné et pour une année donnée. Cette amplitude est déterminée comme l'intervalle de confiance à 3σ où l'on peut mesurer le flux de la source pour une même valeur intrinsèque du flux. Elle dépend principalement de la quantité d'observations réalisées (dans notre cas, sur une année).

Principe Dans cette hypothèse, il faut en fait supposer la source centrale constante, ainsi que le diffus (mais il sera toujours supposé constant). Le but est de trouver la gamme de variation dans laquelle on ne peut pas distinguer des variations du flux de HESS 1745-290 de fluctuations statistiques de celui-ci. On considère les fluctuations "à 3σ ", corrigées pour les 16 essais effectués⁵. Ainsi nous pouvons aussi estimer le taux de variation (pour une année seule, par rapport à la moyenne) minimum que nous pouvons nous attendre à observer, étant donnée la quantité de données prises et étant donnée des fonctions d'instrument.

Méthode En pratique, nous donnons à chaque dataset par année le même modèle spectral, et nous simulons la carte en coups 500 fois. A chaque itération, et pour chaque année, on ajuste les modèles spectraux aux données simulées comme précédemment. On s'intéresse ici seulement au flux de HESS J1745-290 et à celui de l'émission diffuse, afin de pouvoir effectuer la recalibration de la source centrale. On extrait ensuite les distributions de flux pour chaque année, et on détermine leurs largeurs à mi-hauteur ainsi que leurs moyennes.

Résultats Comme attendu, les distributions en flux simulées sont gaussiennes comme montré Figure 6.12 pour 2004.

Les gammes de fluctuation sont montrées Figure 6.13, pour la source avant et après recalibration. La meilleure sensibilité (atteinte pour 2004, 2005, 2012, 2013 et 2014) nous donne une *borne inférieure de la sensibilité de HESS* à des variations autour de la valeur moyenne du flux de HESS J1745-290. Elle est ici de 27% pour un intervalle de confiance à 3σ , adapté pour le nombre d'essais. La largeur de cette gamme dépend principalement de la quantité d'observations disponibles pour chaque année, on a donc un certain nombre d'années pour lesquelles une variation de 27% par rapport à la moyenne n'est pas distinguable d'une fluctuation statistique. La Figure 6.13 fourni donc en un sens une confirmation graphique du résultat de la Section 6.2.5 en montrant que les "variations" observées d'année en année sont compatibles avec des fluctuations statistique.

L'interprétation que nous faisons de ce résultat est que si la source centrale varie, sur une année, de moins de 27% autour d'un niveau moyen, alors il n'est pas possible d'identifier ce comportement avec un instrument comme HESS par manque de sensibilité⁶. Bien qu'il soit possible que le relevé de HESS ait manqué une variation ponctuelle théoriquement détectable en n'observant pas assez

5. Au lieu de prendre 3 fois l'écart type σ , on multiplie σ par un facteur calculé comme : $\sqrt{2}\text{erf}^{-1}(\text{erf}(3/\sqrt{2})^{1/16})$, où erf est la fonction erreur.

6. Remarque : une plus longue période d'observation ne changerait pas ce constat, si c'est bien le régime d'évolution de HESS J1745-290

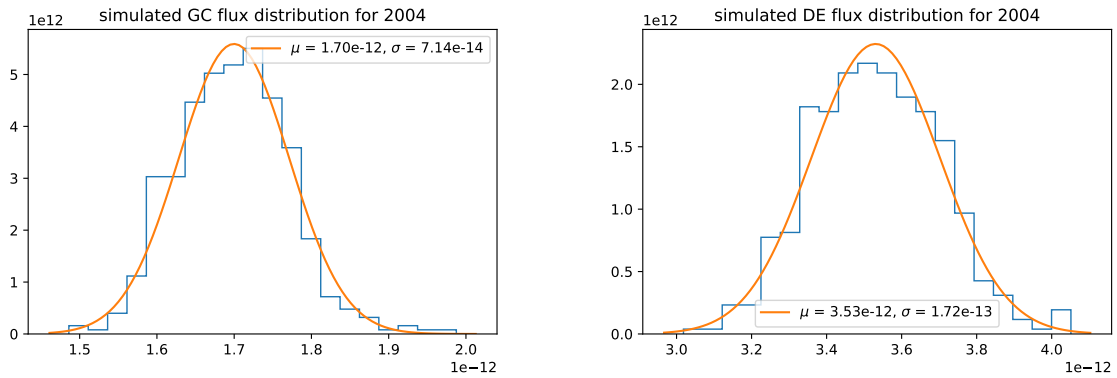


FIGURE 6.12 – Distributions des flux simulés (HESS J1745-290 ou "GC", et émission diffuse ou "DE") pour les données HAP-fr pour 2004. L'histogramme bleu représente la distribution. La courbe orange représente le meilleur ajustement d'une loi normale à la distribution.

cette année là, il est plus probable que le niveau de variabilité d'année en année de HESS J1745-290 soit simplement trop faible pour être détecté par HESS (inférieur à 27% donc). Il n'est cependant pas possible de conclure avec certitude sur le second point.

6.3.2 Sensibilité aux variations linéaires

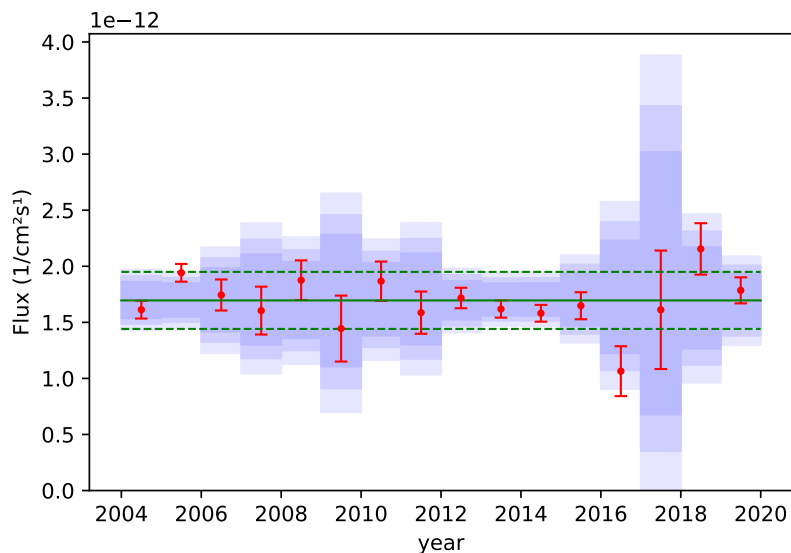
Principe On cherche à estimer la détectabilité d'une variation linéaire du flux de HESS J1745-290. Il faut pour cela simuler non pas seulement des flux par année, mais également des courbes de lumière. C'est sur celles-ci qu'on peut tester si oui ou non une décroissance linéaire du flux de la source est significativement détectable (par rapport à une hypothèse de flux constant). On veut tester plusieurs valeurs de décroissance sur 16 ans, pour voir à partir de quelle amplitude HESS est censé détecter un comportement non-constant de la part de HESS J1745-290, on teste donc des décroissance de 0% (pour référence), 10%, 20%, 30% et 40% sur 16 ans.

Méthode On procède ici en deux temps. On va d'abord simuler comme précédemment des cubes de données par année en faisant cette fois-ci varier le flux de HESS J1745-290 comme une décroissance linéaire d'amplitude choisie. On obtient ainsi, dans chacun des 5 cas testés, une distribution de flux pour chaque année comme précédemment. On se contente ici d'une centaine d'itérations de la simulation.

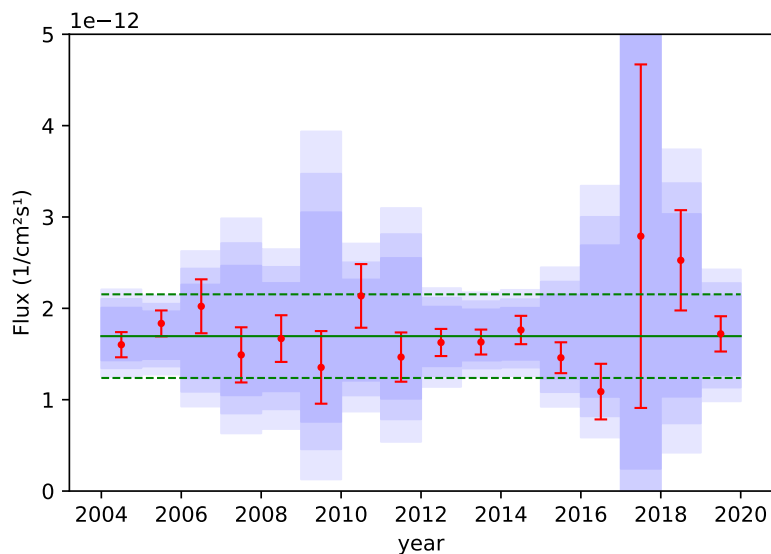
Ensuite pour obtenir des courbes de lumière simulées, on va simplement sélectionner aléatoirement une valeur pour chaque année, puis tester comme à la section précédente si cette courbe préfère une modélisation constante ou linéaire⁷. Dans chacune des 5 études, on va ainsi générer 10 000 courbes de lumière, puis stocker : la variation linéaire ajustée sur celles-ci, la différence de χ^2 entre le modèle constant et la modèle linéaire (et si oui ou non il y a préférence significative du modèle linéaire, i.e $\chi^2 > 9$).

Résultats On présente les résultats de cette étude via 2 figures. Dans la Figure 6.14 on montre la distribution des variations linéaires simulées pour les 5 tests. Les distributions sont graphiquement séparées entre variations non-significatives (en bleu) et significatives (orange-marron). Dans la Figure 6.15, on représente quantitativement la proportion de courbes de lumière présentant une décroissance linéaire significative, pour une valeur théorique de la variation du flux de HESS J1745-290.

7. Il peut sembler plus intuitif de simuler les courbes de lumière directement à la première étape et d'effectuer les tests d'hypothèses dans la foulée, mais notre méthode est plus rapide et permet de simuler un grand nombre de courbes de lumière à partir de 100 fois moins de cubes de données simulées et analysés.



(a) HESS J1745-290 non recalibré (erreurs statistiques sur la source seules)



(b) HESS J1745-290 recalibré (erreurs statistiques sur la source et le diffus prises en compte)

FIGURE 6.13 –  volution de la plage d'erreur à $3\text{-}\sigma$, corrig e pour le nombre d'essais (16), pour HESS J1745-290 non recalibré (a), et HESS J1745-290 recalibré (b). Le trait plein vert indique la valeur constant simul e. Les traits en pointillés vert indique le minimum de sensibilité à $3\text{-}\sigma$, respectivement 15% pour (a), et 27% pour (b). En rouge les points de données HESS obtenus à la section précédente.

On remarque plusieurs choses : tout d'abord, sur la Figure 6.14, les courbes de lumière simulées présentent en moyenne la variation théorique avec laquelle elles ont été simulées. Ensuite, sur la même figure, considérant la variation linéaire qui reproduit le mieux les données HESS, et avec quel comportement intrinsèque de HESS J1745-290 elles sont compatibles, on peut voir qu'une variation de l'ordre de -6% est compatible avec une "variation" de 0 à 10-15% de la source, mais pas avec une variation de 20% ou plus. La portée de cette observation est à modérer dans la mesure où l'on considère des valeurs complètement incluses dans la région des fluctuations systématiques (même si la Figure 6.14 les prend justement en compte). Enfin, il semble qu'il y ait une valeur de l'amplitude de décroissance sur 16 ans à partir de laquelle les courbes de lumière montrent systématiquement une variation significative, cette valeur est aux alentours de 25%.

Le résultat principal de cette étude peut se lire sur Figure 6.15 : à partir de quelle amplitude de variation linéaire intrinsèque du flux de HESS J1745-290 notre relevé HESS aurait dû observer une décroissance linéaire significative⁸. Pour quantifier cela, on considère que si lors d'un test (donc valeur théorique de la variation de 0%, 10%, etc.) la simulation détecte une variation significative dans plus de 68% des cas, alors on peut considérer que si ce cas de figure s'était présenté, alors HESS aurait détecté une variabilité. D'après la Figure 6.15, cette valeur est légèrement en dessous de -30% sur 16 ans.

On en conclut que l'on peut rejeter toute variation intrinsèque du flux de HESS J1745-290 d'amplitude supérieure à 30% sur cette période⁹.

6.4 Conclusion et discussion

Le travail présenté dans ce chapitre peut être résumé en 3 points :

1. après 16 ans d'observation, HESS n'identifie toujours aucune variabilité dans le flux de HESS J1745-290
2. les variations sur un an de moins de 30% de la moyenne ne pouvaient pas être détectées par HESS
3. une variation linéaire du flux sur 16 ans de plus de 30% peut être exclue

Pour le second point, un instrument plus sensible permettrait d'améliorer ce résultat, tandis que plus d'observations du CG avec HESS ne le changerait pas. En revanche pour le point 3, une observation plus longue même avec HESS pourrait améliorer cette sensibilité.

La question de savoir si HESS J1745-290 est variable ou non est actuellement crucial pour la compréhension de son origine physique. En effet, l'autre objet pouvant expliquer HESS J1745-290 est une PWN, G395.95-0.04, pour laquelle aucune variabilité n'est attendue dans le domaine du TeV. Si une variabilité venait à être détectée, cela constituerait un argument de poids en faveur d'une association de HESS J1745-290 à Sgr A*.

En attendant les résultats de CTA, qui devraient pouvoir résoudre les deux objets séparément (voir Chapitre suivant), la variabilité temporelle reste la propriété avec la meilleure chance (théorique) de préciser l'origine physique de HESS J1745-290. Le profil spectral, et notamment la coupure après 10 TeV, est pour sa part relativement bien déterminé, mais est compatible avec les deux sources potentielles. Une variabilité (ou son absence) pourrait de surcroît permettre de contraindre les modèles d'émission au TeV pour Sgr A* en particulier, ce qui améliorerait la compréhension de la physique du trou noir super-massif de notre Galaxie. Ainsi la recherche de variabilité restera primordiale même une fois que Sgr A* et G395.95-0.04 auront été séparés au TeV.

8. On précise à nouveau, ce n'est pas forcément la même, comme le montre la Figure 6.14, mais à partir d'une certaine valeur théorique, on détecte *une* variation dans la majorité des cas.

9. On considère qu'on peut extrapoler ce résultat pour les croissances linéaires également, même si nous ne considérons pas de modèle phénoménologique prédisant ce comportement

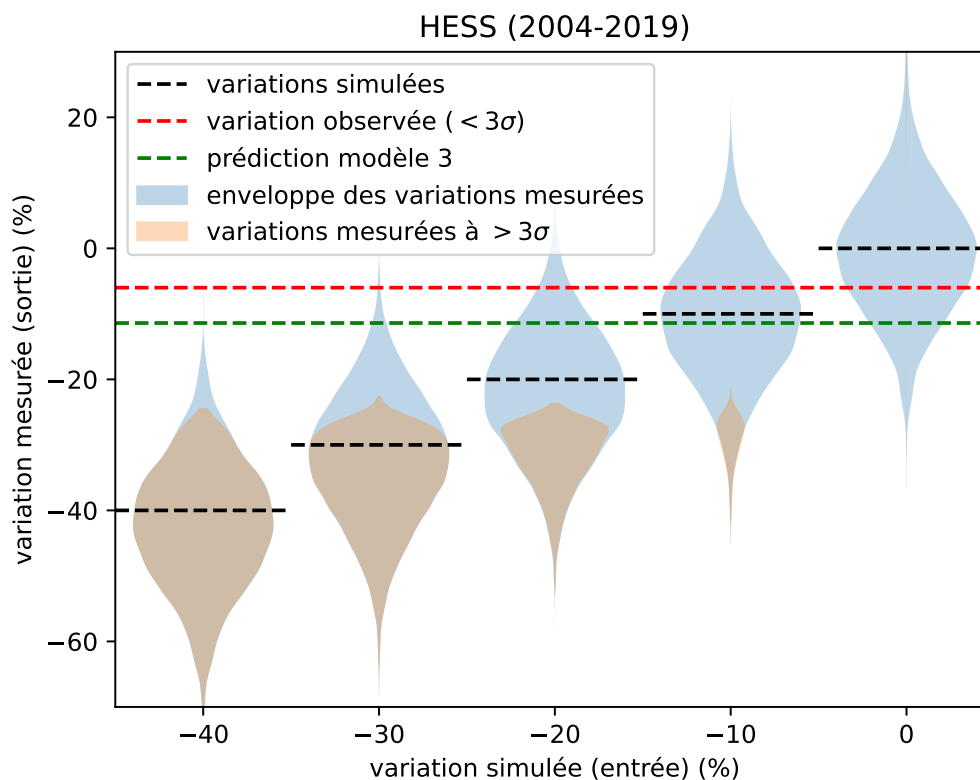


FIGURE 6.14 – Résultats pour une source simulée variant linéairement : chacun des 5 graphes représente la distribution des variations sur 16 ans mesurées, pour chacune des variations intrinsèques simulées (de 0 à -40%). Chaque distribution est séparée entre bleu (variations non significatives) et orange-marron (variations significatives). Les lignes en pointillés noirs montrent que le centre de chaque distribution correspond à la valeur théorique. La ligne en rouge représente la variation (non significative) observée avec les vraies données HESS (cf Section précédente). La ligne en pointillés verts représente la variation prédite par le modèle 3 (cf. Chapitre 3) à environ 12%. On peut noter que la variation observée est tout à fait compatible avec la prédiction du modèle 3.

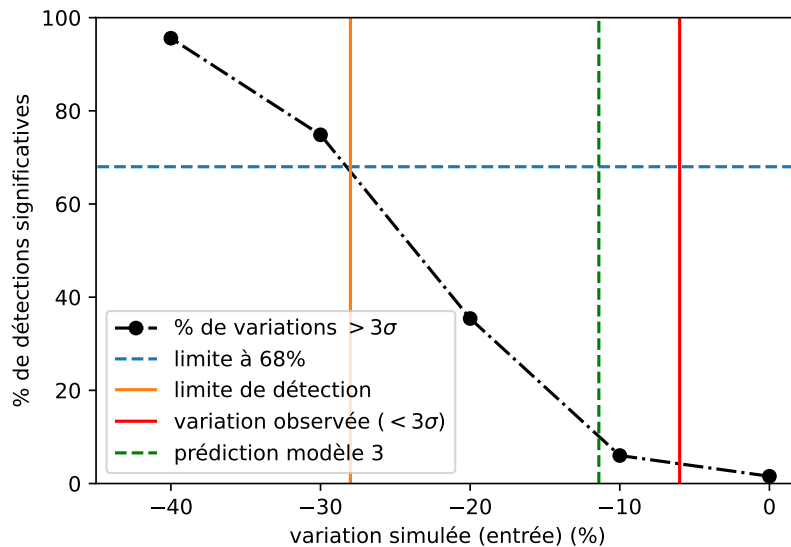


FIGURE 6.15 – Proportion des courbes de lumières présentant des variations (sur 16 ans) détectées significativement (contre un modèle constant), en fonction de la simulation intrinsèque simulée. Cette part augmente avec l’amplitude des variations simulées et atteint 68% vers -28% (ligne orange). La ligne en rouge représente la variation (non significative) observée avec les vraies données HESS (cf Section précédente). La ligne en pointillés verts représente la variation prédite par le modèle 3 (cf. Chapitre 3) à environ 12%.

Hypothèse d’une émission quiescente La façon la plus simple d’interpréter l’absence de variations observées en gamma jusqu’ici, est qu’en moyenne, le Centre Galactique possède une émission quiescente à très haute énergie (comme on a pu par ailleurs observer une émission quiescente en X). Une émission quiescente serait due à une distribution (et donc densité) de rayons cosmiques en moyenne constante dans la région où ils interagissent avec les nuages atomiques denses.

Pour que cette densité reste constante, on peut assez simplement supposer que le processus d’accélération l’est également (quitte à supposer la même chose pour le flot d’accrétion en moyenne), et que les événements ponctuels pouvant perturber son approvisionnement ne sont pas suffisants pour produire une variation observable du flux gamma avec les IACTs en opération. Ainsi, les sursauts parfois très puissants observés en X et en IR pourraient très bien être invisibles en gamma, car le temps caractéristique des interactions protons-protons est nettement plus long que celui de l’émission synchrotron. Cependant, le flux au GeV observé par Fermi étant potentiellement dû à des électrons rayonnant par effet Compton inverse (voir Chapitre 3), cela pourrait amener à prédire une variabilité qui n’est pas détectée pour l’instant ¹⁰.

Une autre hypothèse pour expliquer l’émission gamma constante serait que ce sont justement ces processus variables puissants et rapides qui produisent les protons à l’origine du flux au TeV. Mais l’émission gamma résultante serait lissée par rapport au profil temporel de l’injection, les protons mettant en moyenne plusieurs milliers d’années à interagir dans le CG. La population de rayons cosmiques qui s’y trouve pourrait très bien être le fruit de plusieurs siècles de sursauts d’injection quotidiens. De plus, les pertes en énergie étant la plupart du temps négligeables pour les protons, la distribution spectrale peut également se maintenir sur des temps longs ¹¹.

10. D’un autre côté, si variabilité il y a, elle pourrait également être de trop faible amplitude pour être détectée par Fermi.

11. Il en va toutefois autrement pour les électrons, qui vont perdre plus rapidement leur énergie dans le champ magnétique ambiant, ce qui incite à plus de réserve quant à l’explication des données obtenues au GeV.

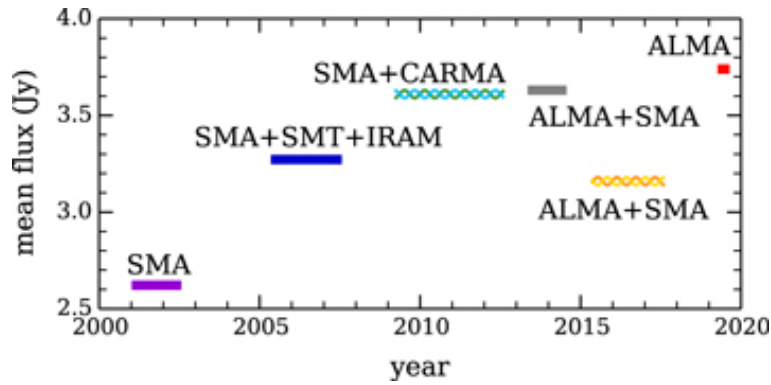


FIGURE 6.16 – Flux sub-mm moyen, détecté par SMA, SMT, IRAM CARMA et ALMA, entre 2001 et 2019, Tiré de MURCHIKOVA et al., 2021.

Hypothèse de très faibles variations Il n'est pas exclu que l'émission, en apparence constante, observée depuis 2003 cache en fait une très faible variation, qui pourrait être mise en évidence sur le plus long terme (plusieurs décennies, voire un siècle). Un tel comportement, où l'émission au TeV n'aurait pas de valeur "quiescente" ne serait pas sans rappeler celui de Sgr A* en infra-rouge, bien que les échelles de temps soient a priori trop différentes pour que les phénomènes soient liés.

Une source connue de variabilité de l'émission de Sgr A* est le taux d'accrétion du trou noir (cf. Chapitre 1). Par exemple, un modèle développé dans CUADRA et al., 2015 prédit une évolution du taux d'accrétion sur des temps typiques de plusieurs années voire décennies. Cela constitue l'une des motivations principales pour la recherche de variabilité de Sgr A* sur ces échelles de temps. Comme évoqué au chapitre 1, il est tout à fait possible de supposer que le taux d'accélération des particules de très hautes énergie qui nous intéresse ici est proportionnel au taux d'accrétion sur le trou noir. Si l'on suppose par ailleurs que le temps caractéristique de rayonnement au TeV est plus court que le temps caractéristique de variation du taux d'accrétion, on peut s'attendre à voir un flux au TeV variant comme le taux d'accrétion sur des échelles de temps d'une ou plusieurs années.

En ce qui concerne le passage de l'objet G2 en 2013-2014 (GILLESSEN et al., 2012), il avait été supposé que l'interaction entre cet objet et Sgr A* allait conduire à une accrétion importante de matière sur le trou noir, et potentiellement permettre de mieux comprendre les mécanismes d'accrétion et de rayonnement. L'impact réel de G2 sur l'évolution du CG a été l'objet de nombreuses discussions (cf. Chapitre 1), mais s'il semble ne pas être responsable des changements observés au niveau des sursauts X (BOUFFARD et al., 2019), ces changements sont bel et bien observés (MOSSOUX et al., 2017; MOSSOUX et al., 2020). Nos résultats n'indiquent cependant aucun changement significatif au TeV entre les périodes précédant et suivant cet événement.

Par ailleurs, on rappelle que l'étude de l'émission sub-mm est en théorie le meilleur traceur de l'évolution du taux d'accrétion (YUAN et al., 2014), bien que les variations sub-mm du CG se produisent principalement sur des échelles courtes (jusqu'à un facteur 2 sur 20 minutes). L'étude de MURCHIKOVA et al., 2021 sur le flux moyenné en sub-mm sur les 20 dernières années, montre ainsi des variations de flux moyen d'environ $\pm 10\%$ de la moyenne sur 14 ans (2005-2017), voir Figure 6.16. Et plus récemment, ce travail note une augmentation de 20% mesurée en 2019 par rapport à la période précédente (2015-2017).

Si l'on suppose que le flux au TeV varie simultanément au taux d'accrétion moyenné sur environ un an (et donc comme le flux sub-mm moyenné sur ces périodes), alors les amplitudes de variations trouvées par MURCHIKOVA et al., 2021 ne sont pas accessibles à la détection pour HESS. Un tel scénario n'est donc pas exclu par notre analyse, de même que des scénarios où la variations au TeV est décalée ou lissée sur de plus grandes échelles de temps. Même sans cette hypothèse, un lien entre taux d'accrétion et émission au TeV reste une question primordiale que devront explorer les futurs observatoires THE.

Hypothèse d’une variation majeure En ce qui concerne de possibles contreparties à THE à un sursaut extrêmement puissant dans le passé (CLAVEL et al., 2013 ; CHURAZOV et al., 2017 ; CHUARD et al., 2018), évoquées aux Chapitres 1 et 3, nous avons montré qu’elle se manifesterait a priori sous la forme d’une décroissance progressive de l’émission au TeV sur plusieurs siècles. En reprenant notamment la modélisation proposée par GUO et al., 2013, nous supposons que la grande quantité de rayons cosmiques hautement énergétiques allait diffuser progressivement dans le MIS, faisant décroître leur densité près de Sgr A* comme $\sim (t)^{-\alpha}$, avec α entre 1 et 1.5, selon la morphologie de l’émission et la vitesse de diffusion des protons.

Pour reprendre le calcul fait au Chapitre 3, on suppose que l’essentiel de l’émission au TeV provient de l’interaction de ces RCs avec l’anneau circumnucléaire (BALLANTYNE et al., 2007). Celle-ci devrait être proportionnelle à la densité de cosmiques dans les quelques parsecs centraux autour du SMBH, suivant une fonction de la forme $F(t) = F_0(t/t_0)^{-\alpha}$, avec t le temps écoulé depuis l’éruption, F_0 le flux de référence, et t_0 le temps de référence (100 ans par exemple). Le rapport entre les flux aux temps $t_1 < t_2$ s’exprime alors comme $\frac{F(t_2)}{F(t_1)} = (1 - \frac{\Delta t}{t_1})^{-\alpha}$.

Pour la fenêtre d’observation que nous considérons, $\Delta t = 16$ ans, pour $\alpha = 1.5$, et en ne prenant en compte que le sursaut d’injection de particules le plus récent, on s’attend à voir une décroissance de $20 \pm 2\%$ du flux entre 2004 et 2019. Les estimations de l’âge du sursaut puissant varient entre 84 ans pour CHUARD et al., 2018 et 120 ans pour CHURAZOV et al., 2017. Cela signifie que la décroissance attendue du flux de la source au TeV entre 2004 et 2019 est inférieur à 30%, et n’est donc pas accessible à la détection par HESS. Une contrepartie au TeV au sursaut X d’il y a 100 ans telle que nous l’avons supposée n’est donc pas exclue par les données HESS. A fortiori, un scénario avec deux événements d’injection il y a 100 et 200 ans, dont le second est moitié moins puissant que le premier (voir Chapitre 3), qui prévoyait une variation de 12% du flux, ne peut pas non plus être exclu.

On peut cependant voir qu’en allongeant la fenêtre à $\Delta t = 35$ ans, la décroissance attendue passe à 31% pour le scénario à un événement il y a 100 ans, et à 22% pour le scénario à deux événements. HESS ne pourrait détecter une variation (étant donné le scénario avec un seul sursaut il y a 100 ans) qu’en 2039, soit bien après sont arrêt programmé. ON en conclut que HESS ne pourra pas tester cette hypothèse. Cependant, CTA devrait prendre la relève entre 2024 et 2026 avec une meilleure sensibilité, il sera donc possible de détecter ces variations plus tôt. Nous abordons ces perspectives de détection avec CTA dans le chapitre suivant.

Chapitre 7

Perspectives pour l'étude du Centre Galactique avec CTA

Sommaire

7.1	Une nouvelle étape pour l'astronomie Tcherenkov	158
7.1.1	Le Cherenkov Telescope Array : le premier observatoire gamma de taille mondiale	158
7.1.2	L'observation du Centre Galactique par CTA	161
7.2	Simulation des données de CTA	162
7.2.1	Modèle source	162
7.2.2	Fonctions d'instruments	162
7.2.3	Prédiction du ciel vu par CTA	163
7.2.4	Effets des erreurs systématiques	165
7.2.5	Simulations Monte Carlo des paramètres HESS J1745-290	167
7.3	Évaluation spectro-morphologique avec CTA	167
7.3.1	Contraintes sur la morphologie de HESS J1745-290	168
7.3.2	Contraintes sur les paramètres spectraux	171
7.4	Variabilité de HESS J1745-290	171
7.4.1	Simulations	171
7.4.2	Interprétations	172
7.4.3	Sensibilité à une variation linéaire	173
7.4.4	Sensibilité à une variation non-linéaire	175
7.5	Conclusions sur les performances à venir de CTA	176

La génération d'imageurs Tcherenkov inaugurée par HESS en 2003 a constitué une des avancées les plus importantes dans le domaine de l'astronomie gamma de haute énergie. Avec l'identification de près d'une centaine de sources galactiques et de nombreuses sources extragalactiques, ainsi que la détection de sources étendues et diffuses, ont permis à ce domaine de l'astronomie d'arriver à un stade maturité comparable à celui de l'astronomie X par exemple.

Presque 20 ans plus tard, la prochaine étape de l'astronomie Tcherenkov est plus d'actualité que jamais. L'observatoire CTA (Cherenkov Telescope Array) va, comme on le verra, remplacer à la fois HESS dans l'hémisphère sud, mais aussi MAGIC et VERITAS dans l'hémisphère nord. L'objectif est évidemment de repousser les limites de l'astronomie THE en termes de sensibilité et de résolution angulaire.

Dans le cas particulier du centre galactique, c'est justement ces deux choses dont HESS manque pour répondre aux questions qui subsistent sur HESS J1745-290 et l'émission diffuse au CG (questions qui ont été posées par les découvertes de HESS dans les années 2000). On manque ainsi de résolution (angulaire et spectrale) pour associer la source centrale à Sgr A* (ou G359.95-0.04) et de sensibilité pour détecter d'éventuelles faibles variations de son flux. Nous nous proposons dans

ce chapitre d'utiliser les méthodes numériques des deux chapitres précédents pour tenter de prédire les performances de CTA vis à vis de l'observation de HESS J1745-290, étant donné les modèles morphologique, spectraux et temporels utilisés jusqu'ici.

7.1 Une nouvelle étape pour l'astronomie Tcherenkov

Le Cherenkov Telescope Array Observatory (ou CTAO) représente un tournant dans l'histoire de l'astronomie gamma. On passe en effet d'une multitude d'observatoires (HESS, VERITAS et MAGIC), disséminés entre les hémisphères nord et sud, et ne comportant que quelques télescopes de performances diverses, à un observatoire sur 2 sites, composé de 4 classes de télescopes conçus pour travailler ensemble. Le but est d'unifier la prise de données gamma au sol, et d'homogénéiser ses résultats.

7.1.1 Le Cherenkov Telescope Array : le premier observatoire gamma de taille mondiale

Les sites CTA sera installé sur deux sites : l'un dans l'hémisphère nord sur l'île de La Palma dans les Îles Canaries (sur le même site que MAGIC), et l'autre dans l'hémisphère sud dans le désert d'Atacama au Chili (près de l'observatoire du Cerro Paranal où l'on peut notamment trouver le VLT). Le site "CTA nord" a pour vocation à remplacer MAGIC et VERITAS pour l'observation du ciel de l'hémisphère nord, c'est-à-dire principalement des sources extra-galactiques, tandis que "CTA sud" doit succéder à HESS dans l'exploration du ciel de l'hémisphère sud, qui inclue notamment les régions internes de la Galaxie, ce qui nous intéresse dans cette thèse.

Les télescopes Si HESS a ouvert la voie aux observations gamma hybrides, c'est-à-dire utilisant des télescopes de tailles et performances différentes, CTA va généraliser ce concept en utilisant 4 types de télescopes (représentés Figure 7.1). Les trois principales classes de télescopes utilisées sont :

- des petits télescopes (appelés SST pour "Small Size Telescope") de 4.3 m de diamètre conçus pour observer les énergies au dessus de 5 TeV jusqu'à 300 TeV en fonctionnement optimal, et avec un large champ de vue (10°). Ils sont destinés à être placés en grand nombre sur une surface de plusieurs km^2 . Ce sont ces télescopes qui permettront une amélioration importante de la sensibilité à haute énergie et qui auront une meilleure résolution angulaire à ces énergies.
- des télescopes de taille moyenne (MST pour "Medium Size Telescope"), similaires en taille aux télescopes de HESS I ou de VERITAS (11.5 m de diamètre). Leur champ de vue devra atteindre 7° à 8° , et leur gamme de sensibilité optimale se situera entre 150 GeV et 5 TeV. La surface couverte par le réseau, accrue par rapport à HESS et VERITAS doit notamment permettre l'observation de phénomènes transitoires rapides.
- des grands télescopes (LST pour "Large Size Telescope") de 23 mètres de diamètre, capables d'abaisser le seuil en énergie à 20 GeV, mais avec un champ de vue assez réduit de 4.3° . Ils doivent notamment permettre de détecter des phénomènes transitoires extra-galactiques. Un premier LST est d'ailleurs d'ores et déjà construit et actif sur le site nord.

Le site sud devrait ainsi comporter 14 MSTs et 37 SSTs, et le site nord 4 LSTs et 9 MSTs. La disposition prévisionnelle des télescopes pour chaque site est représentée Figure 7.2. L'absence de SSTs au site nord s'explique par le fait que les sources extra-galactiques qui constituent l'essentiel des cibles dans l'hémisphère nord émettent relativement peu au-delà de la dizaine de TeV du fait de l'extinction inter-galactique (cf. Chapitre 2). L'absence de LSTs au site sud est en revanche principalement une problématique de coût, qu'il est possible de résoudre à terme. Il en va de même pour le nombre total de télescopes de chaque réseau : les nombres que nous évoquons ici ont été revus à la baisse par rapport au projet initial, mais un ajout ultérieur de télescopes reste possible.

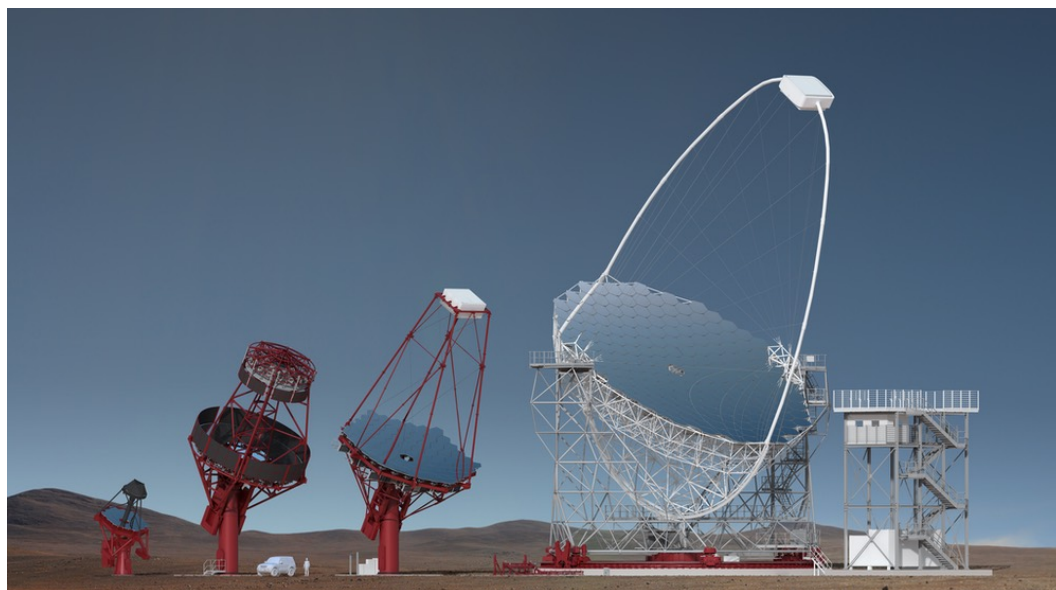


FIGURE 7.1 – Représentation des 3 types de télescopes évoqués (SST à gauche, MST en 3ème et LST à droite), ainsi que le Schwarzschild-Couder Telescope (deuxième en partant de la gauche) une proposition d'alternative au MST. Crédit : Gabriel Pérez Diaz, IAC. Source : Site internet de l'observatoire CTA cta-observatory.org

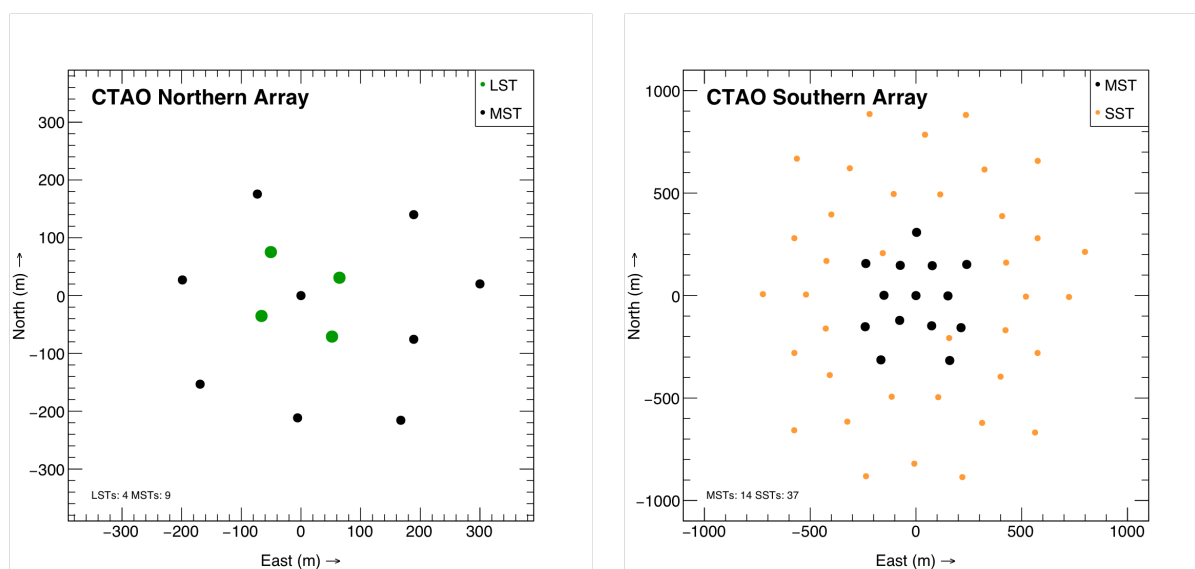


FIGURE 7.2 – Proposition de disposition des télescopes pour les sites nord (à gauche) et sud (à droite), Crédits : Site internet de l'observatoire CTA cta-observatory.org.

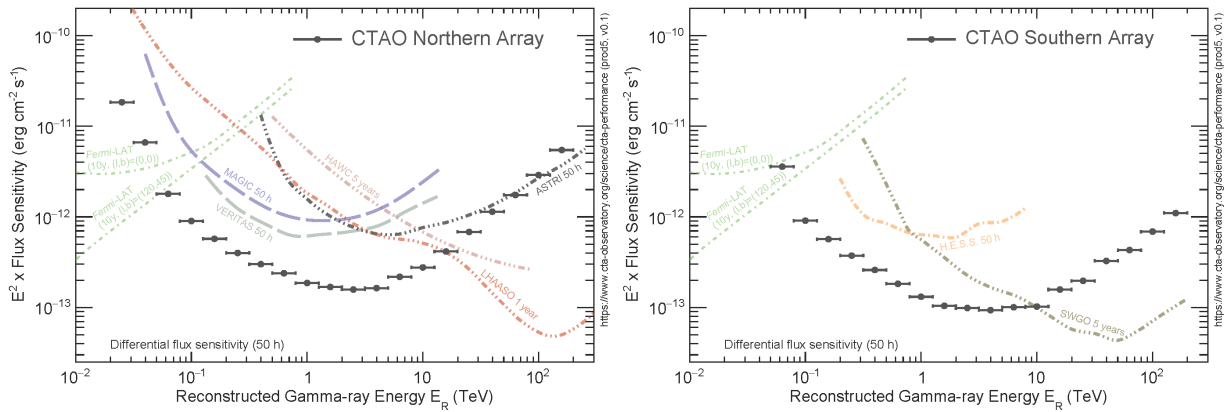


FIGURE 7.3 – Sensibilité différentielle des deux sites de CTA, comparée à celles d’autres instruments gamma, pour 50h d’observation. Pour la durée d’exposition considérée, CTA sud devrait dépasser la sensibilité de Fermi pour des énergies supérieures à 60 GeV, et sera surpassé par SWGO (HUNTEMAYER et al., 2019) au delà de 10 TeV (l’instrument ayant une moins bonne résolution angulaire que CTA, les deux expériences seront complémentaires). Crédits : [Site internet de l’observatoire CTA](https://www.cta-observatory.org/science/cta-performance/prosfc/v0.1)

Objectifs de performance Les performances d’un réseau de télescopes peuvent se résumer en trois points :

- sa sensibilité, c’est-à-dire le flux minimum détectable pour un temps d’observation donnée.
- sa résolution angulaire, typiquement donnée par le rayon de contenance à 68% de la PSF, qui influe sur la capacité de l’instrument à résoudre des détails morphologiques.
- sa gamme d’énergie, gamme où l’on considère la sensibilité suffisante
- sa résolution en énergie, pour connaître la précision des mesures spectrales (cf. Chapitre 4, l’estimation de l’énergie des événements étant une source d’erreurs importante)

Dans le cas des IACT comme HESS, MAGIC ou CTA, les deux premiers points dépendent fortement de l’énergie considérée, y compris à l’intérieur de la gamme d’énergie.

CTA a pour objectif d’accroître la surface efficace d’un ordre de grandeur par rapport à HESS, mais également d’étendre la gamme en énergie (cf. Figure 7.3), et enfin d’améliorer la PSF, et donc la résolution angulaire (cf. Figure 7.4). CTA nord devrait ainsi permettre de multiplier par 5 la sensibilité de MAGIC et d’étendre la gamme en énergie de 10 à 100 TeV. CTA sud de son côté devrait permettre d’observer entre 80 GeV et 200-300 TeV avec une sensibilité presque 10 fois meilleure que celle de HESS.

Objectifs scientifiques Les résultats scientifiques attendus pour CTA sont nombreux et variés, en faire une revue complète dépasse le cadre de cette thèse, on se concentrera donc sur quelques points précis pertinents à notre sujet. Pour une revue complète, on pourra se référer à HINTON et al., 2013.

CTA sera en mesure d’apporter de précieuses informations sur la production des rayons cosmiques de haute énergie, en observant des signaux gamma jusqu’à 300 TeV. Il devrait être possible d’identifier de nouveaux sites de production des rayons cosmiques au-delà du PeV, ainsi que les mécanismes permettant leur production. L’observation de l’interaction des rayons cosmiques avec la matière interstellaire permettra également de beaucoup mieux contraindre les processus de propagation dans la Galaxie à très haute énergie. En observant plus particulièrement, et plus finement que les détecteurs de la génération précédente, les environnements extrêmes tels que le voisinage des trous noirs ou des étoiles à neutrons, CTA permettra de mieux comprendre la physique de ces milieux, notamment en ce qui concerne les jets relativistes et les forts champs magnétiques qui y règnent. Enfin, les observations indirectes comme la recherche de signature de matière noire et la mesure du fond extragalactique infrarouge sont également des résultats attendus par la communauté.

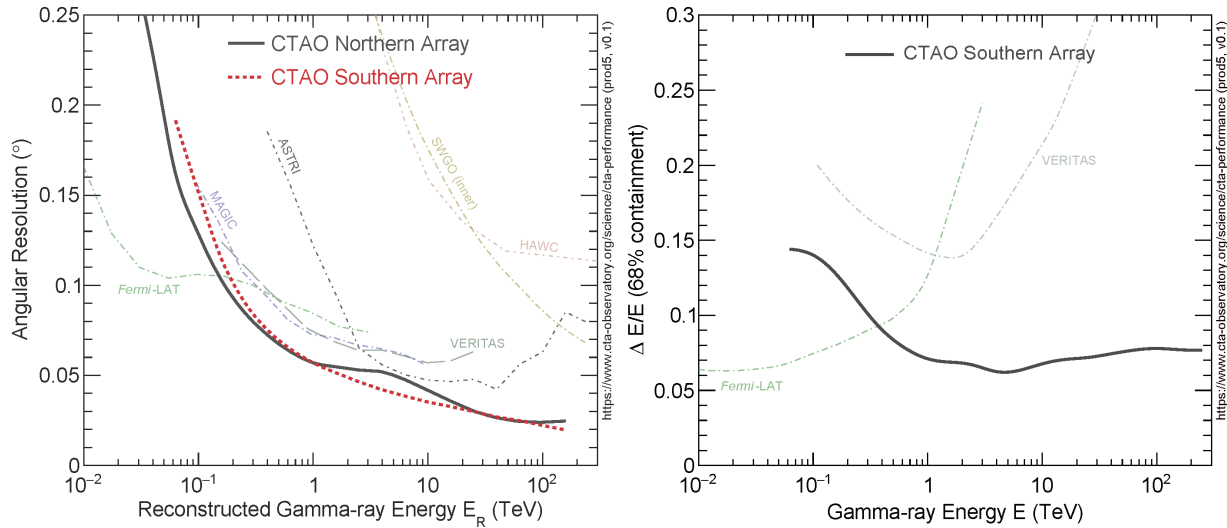


FIGURE 7.4 – *Gauche* : Résolution angulaire en fonction de l'énergie pour les deux sites de CTA, comparée aux autres instruments. *Droite* : Résolution en énergie pour CTA sud, en fonction de l'énergie vraie des photon gamma incidents. Crédits : [Site internet de l'observatoire CTA](https://www.cta-observatory.org/science/cta-performance).

7.1.2 L'observation du Centre Galactique par CTA

Planning indicatif des observations Le Centre Galactique sera l'une des cibles de choix de CTA après sa mise en service. Les prévisions de temps d'observation pour les différentes sources du ciel gamma peuvent être trouvées dans CHERENKOV TELESCOPE ARRAY CONSORTIUM et al., 2019. Ces prévisions sont faites à titre indicatif, mais nous ferons dans ce chapitre l'hypothèse d'un total de 525 heures d'observations du CG avec CTA sud. Le déploiement dans le temps de ces observations est une question pour laquelle il subsiste encore beaucoup d'inconnues, en raison des retards éventuels de mise en service des très nombreux télescopes et des imprévus durant l'opération de l'observatoire.

L'hypothèse de travail de ce chapitre est que les 500 heures d'observations avec CTA sud seront réparties sur 10 ans entre 2028 et 2037 inclus, soit 50 heures d'observations par an (les données considérées sont plus resserrées sur la source centrale que le relevé prévu dans CHERENKOV TELESCOPE ARRAY CONSORTIUM et al., 2019). Cependant, afin de donner un meilleur point de comparaison avec les données HESS utilisées précédemment, nous utiliserons dans certains cas un dataset de 300 heures d'observations simulées pour CTA. Les capacités en termes de description du CG par CTA au bout d'une ou deux années (donc entre 50 et 100 heures) seront aussi particulièrement intéressantes, dans la mesure où ces données seront disponibles une décennie avant le relevé "complet". Nous nous intéresserons par ailleurs à des échelles de temps plus courtes (comme 10-20 heures sur un mois, ou quelques heures d'observation pendant une nuit).

On suppose enfin que les observations sont faites en mode "wobble", c'est-à-dire séparées en 4 ensembles, chacun pointant à 1° dans une direction différente autour du Centre Galactique (nord, sud, est et ouest en coordonnées galactiques).

Objectifs vis à vis du Centre Galactique Nous résumons ici les objectifs de CTA vis à vis du Centre Galactique mentionnés dans CHERENKOV TELESCOPE ARRAY CONSORTIUM et al., 2019.

1. L'identification de la source centrale HESS J1745-290 est la mission principale de CTA. L'incertitude sur son origine est actuellement due au manque de résolution angulaire des instruments Tcherenkov, ainsi qu'à leur faible sensibilité aux variations temporelles. CTA permettra des avancées conséquentes sur ces deux aspects, ce qui doit permettre de choisir parmi les différentes hypothèses (cf. Chapitre 3)

2. L'émission diffuse sera un sujet d'étude important pour CTA : la gamme étendue en énergie ainsi que la sensibilité considérablement améliorée donneront une meilleure idée de la population de rayons cosmiques via l'émission gamma qu'ils produisent, ainsi que de l'historique de l'accélération de ces rayons cosmiques. Le champ de vue large de CTA sera critique pour améliorer la détermination du niveau de fond hadronique dans cette région, ouvrant la voie à des nouvelles analyses spectro-morphologiques de l'émission diffuse.
3. Par ailleurs, CTA sera en mesure de chercher de l'émission diffuse loin du plan galactique ($|b| > 0.3^\circ$), dans le but notamment d'identifier d'éventuels échappements de particules de haut énergie de la région du CG, dont certains sont déjà identifiés dans d'autres longueurs d'onde (notamment les bulles de Fermi (SU et al., 2010) et les structures observées en rayons X par eRosita (PREDEHL et al., 2020)).
4. Enfin, la population importante de SNRs, PWNe et de nuages moléculaires dans la région fera l'objet de nouvelles études qui permettront de les décrire avec un niveau de précision significativement meilleur qu'avec HESS. L'étude spectrale à THE de ces objets sera particulièrement intéressante pour la recherche de PeVatrons à l'origine du spectre de l'émission diffuse.

7.2 Simulation des données de CTA

Afin de prédire les performances de CTA vis à vis de l'étude du CG, nous allons utiliser des simulations très similaires à celles effectuées aux chapitres précédents, toujours en utilisant gammapy. Nous générons une liste d'événements à partir d'un modèle théorique de l'émission du CG et des fonctions d'instruments simulées pour l'instrument et les conditions d'observation pertinentes de CTA.

7.2.1 Modèle source

On suppose dans la suite de ce chapitre essentiellement le même modèle spectro-morphologique que celui obtenu dans le chapitre 5 (Tables 5.4 et 5.5). Selon les cas, le modèle morphologique de HESS J1745-290 pourra être ponctuel, ou comporter une morphologie gaussienne d'environ une minute d'arc d'extension. En effet, comme abordé au Chapitre 3, la source centrale au TeV pourrait par exemple admettre une extension de l'ordre de la minute d'arc si elle était principalement due à l'interaction des rayons cosmiques avec le CNR. Nous étudions dans la section suivante la capacité de CTA à détecter une extension pour HESS J1745-290, en particulier pour déterminer si CTA aura la capacité à identifier une morphologie compatible avec une émission due au CNR.

Par ailleurs, le modèle spectral de G0.9+0.1 a été remplacé par une loi de puissance d'un indice spectral à 1.7, et avec coupure exponentielle à 5 TeV. L'intérêt de ce changement est principalement de représenter plus adéquatement l'aspect de la région à haute énergie, dans la mesure où CTA permettra de produire a priori des cartes avec un signal significatif et une bonne résolution angulaire au delà de 50 TeV.

7.2.2 Fonctions d'instruments

Pour les fonctions d'instruments de CTA, nous utilisons des fonctions construites à partir de simulations Monte Carlo, pour la configuration dite "alpha" de CTA, cf. Figure 7.2, et disponible librement¹. La génération de ces IRFs se base sur des simulations d'événements (hadrons et rayons gamma) et des simulations de l'instrument. La seule différence avec HESS est donc qu'il a également fallu effectuer des simulations pour construire le modèle de fond, simulations particulièrement coûteuses en temps, car il faut générer des nombres réalistes de hadrons, dont l'essentiel ne passera pas les coupures de l'instrument.

1. Voir lien dans "Source files" à la fin de la page sur les performances de CTA cta-observatory.org.

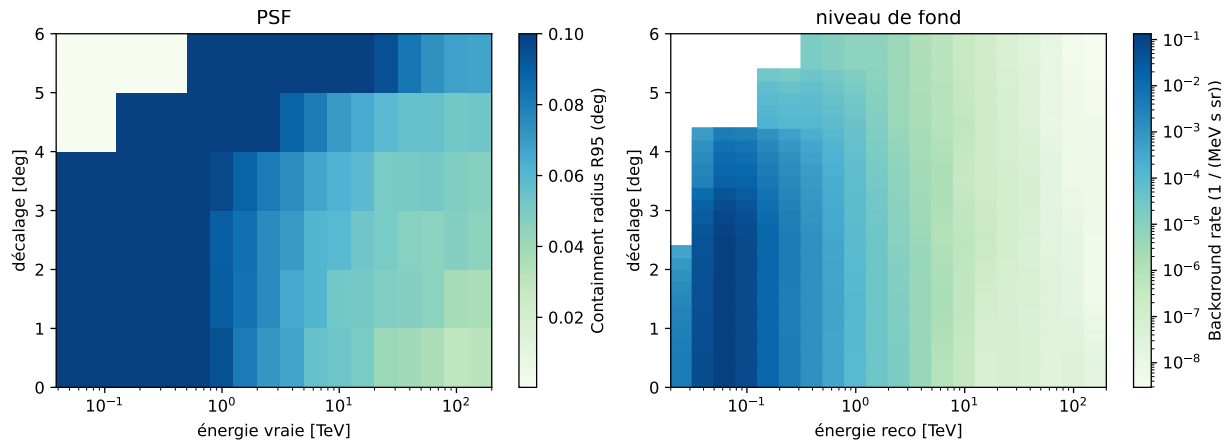


FIGURE 7.5 – Exemple de fonctions d’instrument de CTA : à gauche le rayon à 95% de la PSF, en fonction de l’énergie vraie et du décalage angulaire. A droite le niveau de fond en fonction de l’énergie reconstruite et du décalage angulaire.

Les conditions d’observation pour lesquelles nous choisissons les IRFs présentées Figure 7.5, sont, pour l’observatoire Sud : un angle zénithal de 20° , un azimuth vers le sud et 50 heures d’observation (le temps d’exposition peut être modifié par un facteur multiplicatif simple lorsque l’on génère des datasets par la suite).

7.2.3 Prédiction du ciel vu par CTA

Nous regardons dans un premier temps dans quelle mesure les observations de CTA peuvent modifier la vision d’ensemble de la région centrale de la Voie Lactée. Il est vraisemblable que de nouvelles sources soient identifiées, comme le cœur dense de Sgr B2, que l’on devine avec HESS, mais qui n’est pas visible dans les relevés de matière moléculaire utilisant les raies d’émission du CS ou du CO par exemple. Il est également possible que certaines des sources HESS ponctuelles apparaissent avec une extension (nous discutons du cas de HESS J1745-290 dans la section suivante). Il est également espéré que CTA puisse résoudre plus précisément que HESS les nuages individuels du CMZ (comme discuté dans BECKER TJUS et al., 2022), mais nous ne discuterons pas de ces aspects ici car cela dépasse le cadre de cette thèse.

On compare Figure 7.6 le relevé HESS du Centre Galactique entre 2004 et 2021, pour des runs situés dans un rayon maximal de 2° autour des coordonnées de Sgr A*, à celui prédit à partir du modèle décrit précédemment et des fonctions d’instruments de CTA. Nous avons choisi une plage en énergie similaire pour la comparaison (300 GeV - 50 TeV), mais nous avons pris en compte la réduction de la PSF : de 0.07° pour HESS à 0.04° pour CTA en moyenne au dessus de 1 TeV. Pour la source au centre en particulier, la Figure 7.7 montre le nombre de coups prédits par le modèle de HESS J1745-290 tiré du Chapitre 5 en fonction de l’énergie dans un carré de 0.1° autour de Sgr A*, avec la même grandeur prédite pour HESS. La Table 7.1 donne les mêmes comparaisons pour chaque source dans le modèle, sommé entre 100 GeV et 100 TeV (sachant que HESS observe très peu de coups en dessous de 200-300 GeV). On prédit ici une augmentation d’un facteur 9 de la statistique pour la source HESS J1745-290, et une augmentation d’un facteur 14 du nombre de coups prédits pour notre modèle d’émission diffuse.

CTA doit aussi permettre l’amélioration substantielle de la sensibilité à basse énergie (en dessous de 300-400 GeV) et à haute énergie (au dessus de 10 TeV). Si HESS est capable de travailler à ces énergies, cela nécessite souvent l’utilisation de configurations distinctes selon les énergies étudiées. Nous montrons une comparaison des cartes en significativité Figure 7.8, pour les données HESS et les prédictions CTA, pour les basses énergies (100-500 GeV) et les hautes énergies (10-100 TeV), en utilisant le même rayon de corrélation pour le calcul de la significativité.

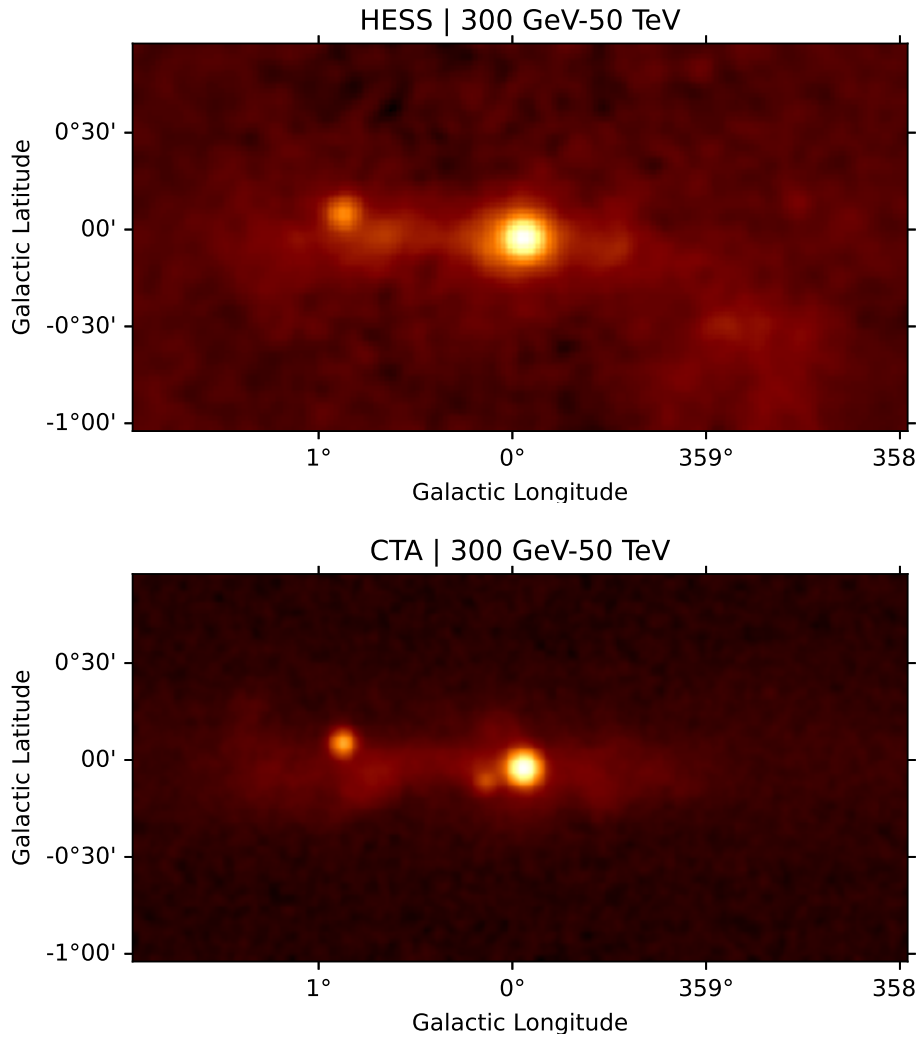


FIGURE 7.6 – *Haut* : carte en excès du CG vu par HESS (environ 350 heures entre 2004 et 2021) entre 300 GeV et 50 TeV. La carte est convoluée par une fonction gaussienne de rayon 0.04° .

Bas : carte en excès prédite pour 350 heures d’observation par CTA, sur la même gamme en énergie, et convoluée par une gaussienne de rayon 0.02°

Source	HESS	CTA
HESS J1745-290	10582	88329
Emission diffuse	34751	482769
G0.9+0.1	2502.0	22808
HESS J1746-285	652	5610

TABLE 7.1 – Nombre de coups prédits, à modèles identiques, et à temps d’exposition identiques (350h), pour HESS et CTA (entre 100 GeV et 100 TeV)

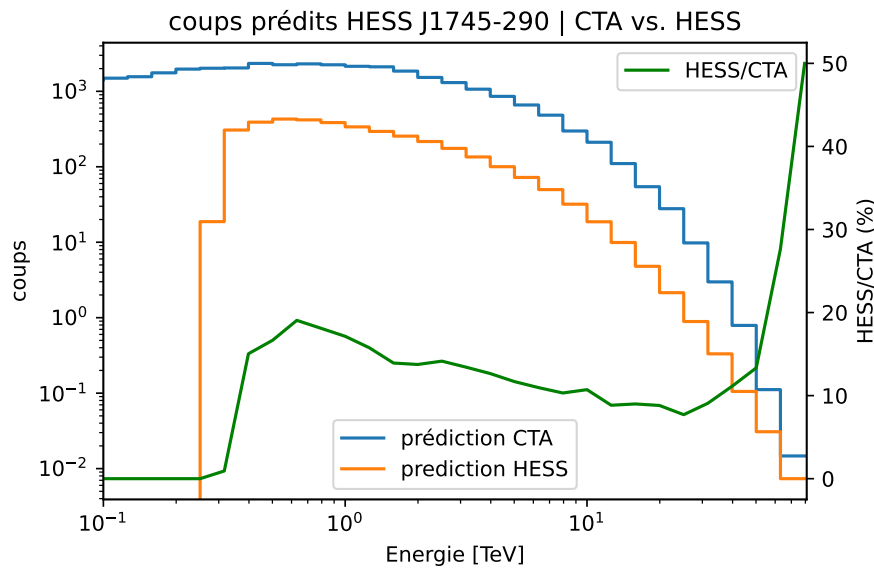


FIGURE 7.7 – Coups prédits pour CTA sud et pour HESS, pour un même modèle de HESS J1745-290, dans un carré de 0.1° par 0.1° centré sur Sgr A*, en fonction de l'énergie. En vert le rapport du nombre de coups prédit par HESS sur le nombre de coups prédit par CTA. On peut voir que CTA prédit environ 10 fois plus de coups que HESS en dessous de 50 TeV, tout en permettant la détection d'événements de plus basses énergies que HESS (jusqu'à 100 GeV).

7.2.4 Effets des erreurs systématiques

L'estimation a priori de l'impact des effets systématiques sur la précision de CTA est une tâche compliquée, mais nécessaire à terme pour évaluer la précision de l'instrument. Dans le cas de HESS, l'étude de ces effets est une tâche de longue haleine qui a vu ses premiers résultats substantiels avec l'étude de la nébuleuse du Crabe publiée en 2006 (AHARONIAN et al., 2006c). Il est en effet critique de disposer d'une connaissance fine de l'instrument (acquise par son utilisation réelle) pour estimer l'impact des diverses sources d'erreurs systématiques, ainsi que le comportement réel de l'instrument. On peut typiquement citer comme exemple les déformations mécaniques des télescopes, qui impactent les images de gerbes Tcherenkov, qui sont très compliquées à modéliser a priori, mais qui peuvent être constatées et corrigées une fois l'instrument en service.

Dans le chapitre 5, l'étude par simulation que nous avons menée se basait sur des valeurs des incertitudes sur les fonctions d'instrument et le fond issu d'une étude des données HESS dans MOHRMANN et al., 2019, et de NIGRO et al., 2019 pour l'incertitude sur l'échelle en énergie reconstruite. Sans données réelles, simuler les effets systématiques tel que nous l'avons fait précédemment ne peut se faire que sur la base des performances requises² de CTA en termes d'incertitudes systématiques. Par ailleurs, la seconde méthode, utilisée dans le Chapitre 6, qui utilisait les fluctuations du niveau du flux d'une source de référence dans le champ de vue (en l'occurrence l'émission diffuse ici) pour estimer l'incertitude systématique, n'est pas pertinente ici. En effet, la renormalisation d'une source par une chandelle standard vise à évaluer de fait la variation temporelle de l'erreur systématique pour prendre en compte les différentes phases de l'instrument (dégradation des miroirs, réaluminisation de ceux-ci, changement de caméras, etc.), or sans relevé réel par CTA, nous supposons faute de mieux un instrument constant dans ses performances.

Nous utiliserons par la suite des prévisions sur les erreurs systématiques de CTA, en prenant les valeurs maximum attendues, et en gardant à l'esprit que l'observatoire CTA cherchera à faire mieux, comme cela a été possible après des années de monitoring de HESS. De plus, l'amélioration du système de suivi (des conditions atmosphériques, du pointé) par rapport aux instruments de la

2. Il s'agit des *requirements* de CTA, trouvables sur le [site de CTA](#)

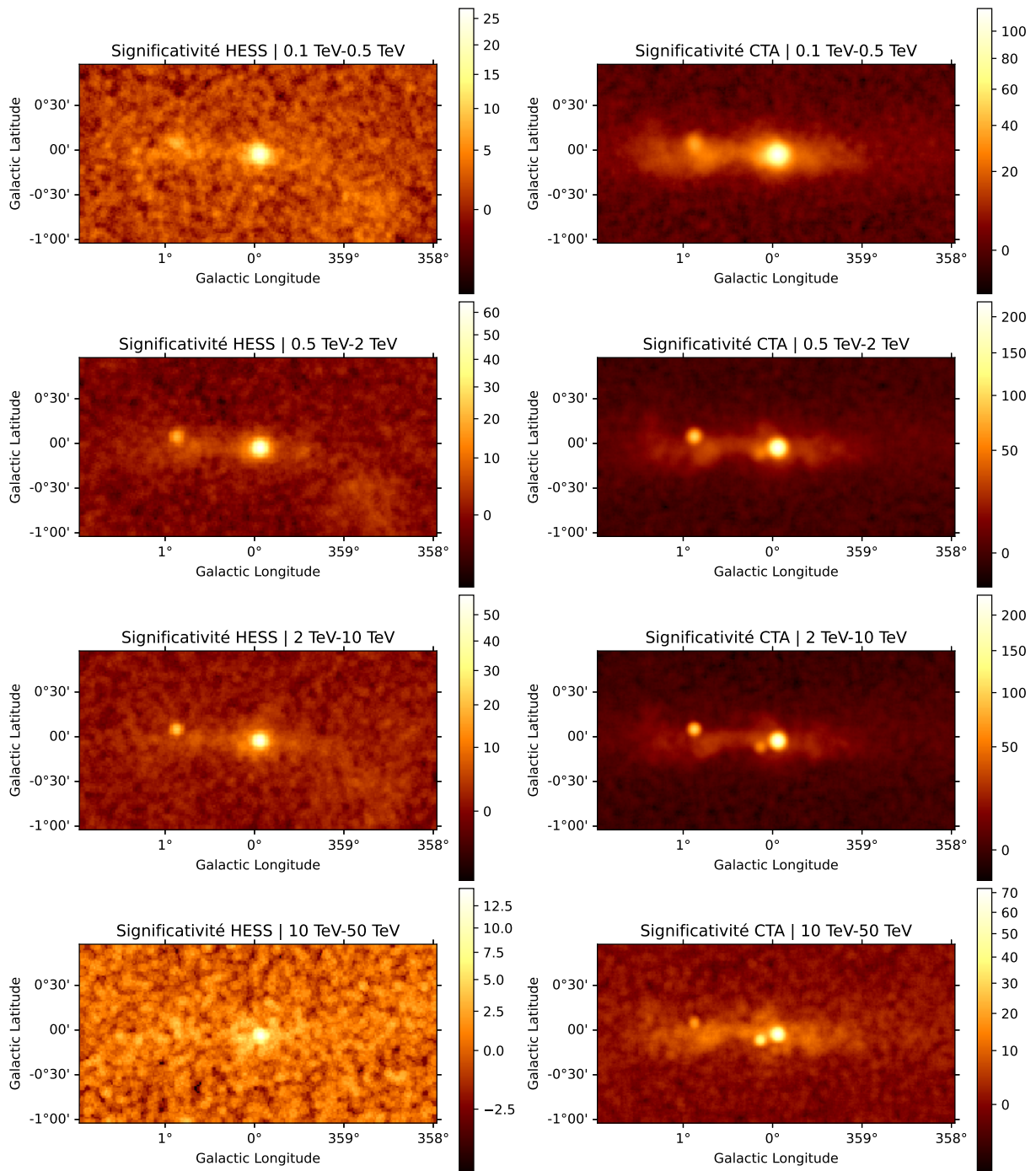


FIGURE 7.8 – *Gauche* : cartes en significativité du CG vu par HESS (350h sur 2004-2021) à différentes énergies, calculées en utilisant un rayon de corrélation de 0.05° . *Droite* : cartes en significativité prédite pour CTA, sur les mêmes gammes en énergie pour 350h également, et avec un rayon de corrélation de 0.05° également.

génération précédente devrait permettre de corriger encore mieux les effets systématiques.

En termes de précision de pointé, les télescopes individuels de CTA sud (SSTs et MSTs) doivent avoir, selon les pré-requis définis par le CTAO, une incertitude de pointé d'au plus 5" en fonctionnement dit de "precision pointing"³. Cela signifie que la précision de pointé du système dans son ensemble devrait être légèrement inférieure. L'incertitude sur la position d'une source dépend aussi de l'erreur faite sur la reconstruction des événements, qui se rajoute à l'incertitude de pointé. La prise en compte de cet effet nécessite une étude détaillée simulant des événements pour chaque run utilisé. Nous retiendrons donc une précision de 5 arcsec sur la position de la source centrale, en "precision pointing".

En ce qui concerne les incertitudes sur les fonctions d'instrument, nous utiliserons les pré requis défini par le CTAO. Concrètement, cela représente une fluctuation sur la taille de la PSF de 5% (soit 9" sur le rayon de celle-ci), et une fluctuation de 5% sur la surface efficace. Enfin nous supposons une incertitude sur l'échelle en énergie reconstruite de 4%.

7.2.5 Simulations Monte Carlo des paramètres HESS J1745-290

Pour estimer la précision future de CTA vis à vis des paramètres spectraux et morphologiques de HESS J1745-290, et de sa sensibilité générale aux variations de flux, il convient d'effectuer un grand nombre de simulations, comme nous l'avons fait aux chapitres précédents pour le relevé HESS.

Nous effectuons une première série de simulations pour différents temps d'observations du CG par CTA (de 30 minutes à 300 heures), sans inclure d'effets systématiques. Les paramètres d'intérêt ici sont les paramètres spectraux de HESS J1745-290 et de l'émission diffuse (normalisation, indice et coupure) ainsi que la position du centre de HESS J1745-290 et son extension (dans les tests où l'on suppose que la source n'est pas ponctuelle, voir discussion ci-après). La distribution de chacun de ces paramètres a pour écart-type l'erreur statistique, erreur qui décroît mathématiquement avec l'augmentation de la statistique.

Une deuxième série de simulations est ensuite effectuée en ajoutant des effets systématiques aléatoires à chaque itération comme au Chapitre 5, pour les effets sur la surface efficace, le niveau de fond et l'échelle en énergie reconstruite, résumés dans la Table 7.2. L'implémentation d'une erreur sur la PSF est techniquement plus compliquée que pour les autres effets évoqués dans cette section. Nous avons choisi de traduire cet effet en rajoutant une extension tirée aléatoirement à la source centrale pour la simulation : on rajoute une extension si la source est supposée ponctuelle, et l'on augmente quadratiquement l'extension de la source lorsqu'on la suppose étendue. L'incertitude systématique sur la position de HESS J1745-290 est simplement traduite par une modification aléatoire de la position de la source dans le modèle utilisé pour la simulation.

Les valeurs utilisées pour la génération de ces effets sont ceux de la section précédente. On effectue là encore des simulations pour différents temps d'observation, dans le but de voir à partir de combien de temps la précision du relevé CTA sera limitée principalement par les effets systématiques que nous simulons.

7.3 Évaluation spectro-morphologique avec CTA

Pour simuler les observations et l'analyse de la source centrale par CTA, nous procédons en deux temps : d'un côté nous introduisons les biais sur la morphologie (position, extension de la source et erreur sur la taille de la PSF) puis nous ajustons un modèle dont seuls les paramètres spatiaux sont libres. Dans un processus de simulation distinct, nous appliquons les autres biais sur les spectres des sources (CG et émission diffuse) puis nous ajustons un modèle spectral aux données simulées.

3. Comme pour HESS ce fonctionnement ne sera probablement pas le fonctionnement standard, mais l'on s'attend à ce qu'il soit employé suffisamment longtemps pour minimiser l'incertitude.

Paramètre	moyenne	écart-type
Biais en énergie	0 TeV	$\pm 4\%$
Exposition : biais en norme	1	$\pm 3\%$
Exposition : biais en indice	0	± 0.01
Fond : biais en norme	1	$\pm 3\%$
Fond : biais en indice	0	± 0.01
Position (sur les 2 axes)	0°	$\pm 0.0013^\circ$
Extension de la PSF	0°	$\pm 0.005^\circ$

TABLE 7.2 – Tableau récapitulatif des différents biais introduits dans la simulation. Pour l’extension de la PSF on ajoute quadratiquement la valeur tirée aléatoirement par une loi gaussienne.

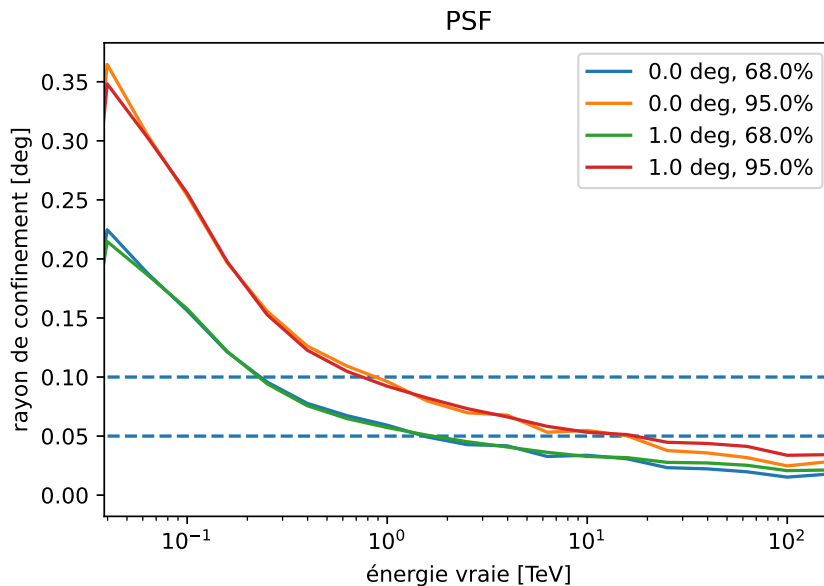


FIGURE 7.9 – PSF simulée de CTA telle qu’utilisée dans ce chapitre, en fonction de l’énergie pour des offsets de 0° et 1° .

7.3.1 Contraintes sur la morphologie de HESS J1745-290

En ce qui concerne la morphologie de la source HESS J1745-290, la principale mission de CTA sera de tenter de la contraindre en position et en extension, dans l’espoir de pouvoir l’associer de manière claire à l’une ou l’autre des deux sources potentielles : Sgr A* ou G359.95-0.04⁴. La distance entre ces deux sources est de 5.45" en longitude, et 6.94" en latitude, on veut donc une erreur sur la position du centre de la source inférieure à 8.8".

D’après les fonctions d’instrument utilisées pour les simulations (voir Figure 7.9), le rayon de contenance à 68% de la PSF de CTA est inférieur à 0.05° au dessus de 2 TeV (là où on avait 0.07° - 0.1° avec HESS). Il est cependant parfaitement attendu que l’on puisse contraindre la position et l’extension d’une source avec une meilleure précision que la taille de la PSF, comme c’est déjà le cas pour HESS.

4. Il n’est par ailleurs pas impossible que l’on puisse identifier non plus une source mais deux, mais nous ferons cependant l’hypothèse de la présence d’une seule source.

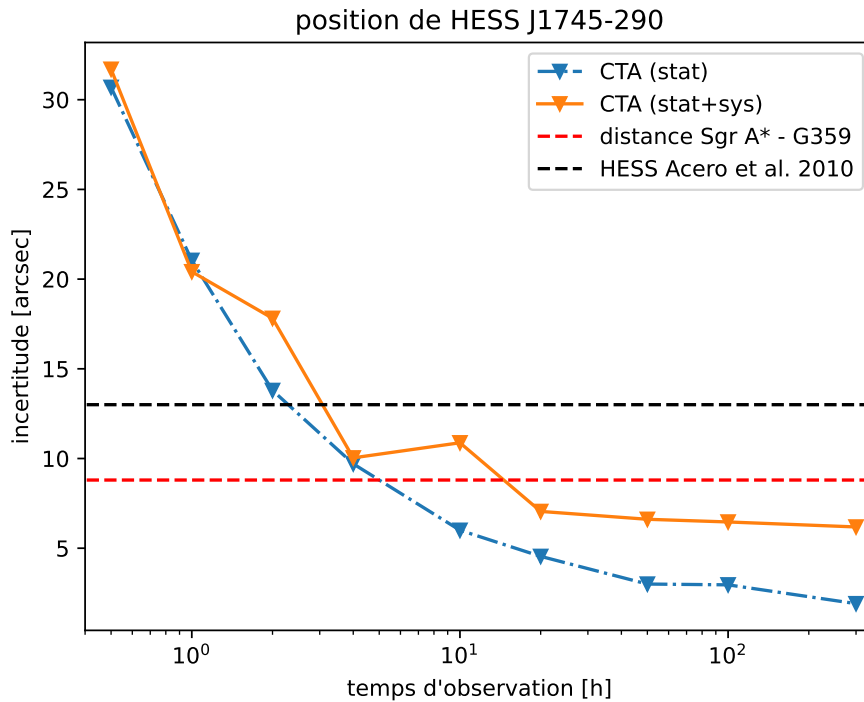


FIGURE 7.10 – Évolution de l’erreur totale et de l’erreur statistique sur la position du centre de HESS J1745-290 (longitude et latitude galactiques) en fonction du temps d’observation.

Contraintes sur la position La position de HESS J1745-290 est déterminée par ACERO et al., 2010 en coordonnées galactiques comme (359.944, -0.043). Nous reprendrons cette hypothèse dans nos simulations. L’erreur systématique pour la détermination de la position d’une source ponctuelle avec HESS est généralement estimée à 20". Toutefois, l’étude de 2010 (ACERO et al., 2010) donnait une incertitude sur le centre de la source de 13", en utilisant un suivi précis des erreurs de pointés pour améliorer la précision de 60 heures d’observation entre 2004 et 2006 (cf. Chapitre 4). Cette étude avait également recours à des simulations run par run pour évaluer l’incertitude sur la direction des photons reconstruits. En ce qui concerne notre étude spectro-morphologique au Chapitre 5, la précision de l’ajustement de la position de la source HESS J1745-290, en prenant en compte les seules erreurs statistiques est de 2.88" en longitude et en latitude galactiques, pour 320 heures d’observations HESS. De faibles erreurs statistiques sont attendues pour un relevé aussi long, mais les erreurs systématiques seraient vraisemblablement de l’ordre de 20" si nous avions fait une étude similaires à celle faite pour les paramètres spectraux.

On montre Figure 7.10 l’évolution de l’erreur sur la position du centre de HESS J1745-290, en fonction du temps d’observation par CTA simulé. On constate qu’on atteint un plateau à 6 arcsec après environ 50 heures d’observation, il s’agit donc du point où les erreurs systématiques prennent le pas sur les erreurs statistiques (qui deviennent de plus en plus faibles comme le montre la courbe bleue). On peut en conclure que d’après notre modèle d’effets systématiques, CTA devrait être en mesure d’associer univoquement HESS J1745-290 soit à Sgr A* soit à G359.95-0.04.

Extension L’étude de ACERO et al., 2010 donnait une limite supérieure (avec un niveau de confiance à 95%) sur l’extension de la source à 1.3'. Cette limite avait été obtenue en supposant une morphologie gaussienne de la source centrale, et en ajustant son extension, bien que celle-ci soit a priori inférieure à celle de la PSF de HESS. Nous avons effectué une étude similaire dans le Chapitre 5, avant tout dans le but de corriger des incertitudes sur la PSF en introduisant un paramètre libre sur l’extension de la source. Nous trouvons ainsi une extension de $0.023^\circ \pm 0.01^\circ$ pour le rayon à 1σ de la source, soit 1.5' pour la limite supérieure à 95% de niveau confiance, mais sans prise en

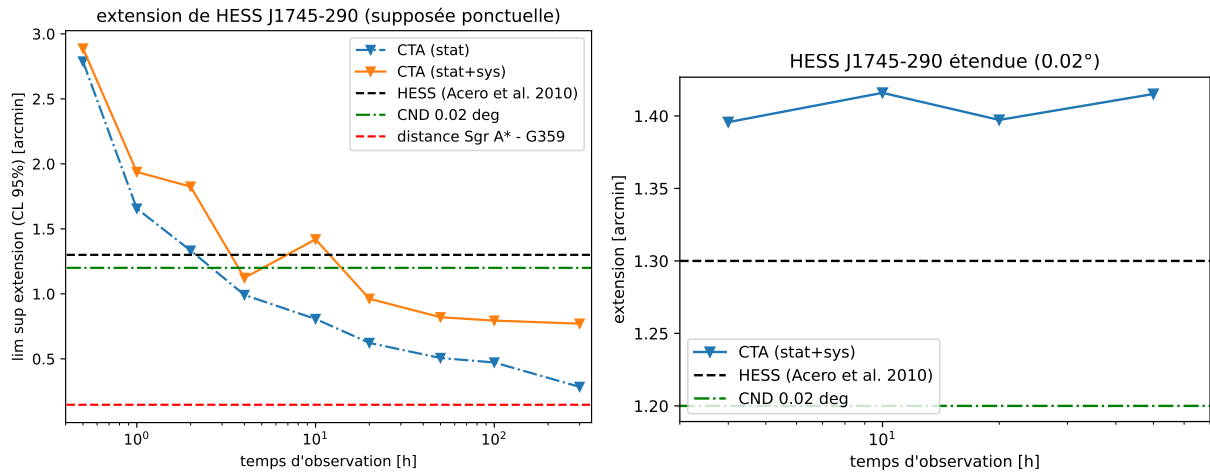


FIGURE 7.11 – Evolution de l’erreur totale et de l’erreur statistique sur la limite supérieure (niveau de confiance 95%) de l’extension de HESS J1745-290 (simulée comme ponctuelle) en fonction du temps d’observation. *Droite* : évolution de l’extension avec le temps d’observation, en ayant simulé la source avec une morphologie gaussienne de 1.2 arcmin de rayon (confinement à 68%).

compte d’effets systématiques comme dans ACERO et al., 2010.

Pour les simulations de données CTA, nous avons deux options : soit simuler une source ponctuelle, soit simuler une source étendue avec un profil gaussien de rayon à 1σ de 1.3 arcmin. Cette hypothèse d’extension correspond à peu près à la limite établie dans ACERO et al., 2010 et dans le Chapitre 5, mais également à l’extension du CNR et de l’émission gamma qui pourrait avoir sa morphologie (cf. Chapitre 3 et BALLANTYNE et al., 2007).

Les résultats sont montrés dans les deux graphique Figure 7.11. Dans le cas d’une source ponctuelle (gauche), la limite supérieure sur l’extension de la source (niveau de confiance à 95%) est de $\simeq 0.6'$ en incluant les effets systématiques. On peut également voir que cette précision est atteinte pour un minimum de 50 heures d’observation environ.

Dans le cas d’une source d’extension 1.2' (Figure 7.11 droite), l’ajustement de la source identifie bien une extension, à environ 1.4' à 0.1'-0.2' près. Cette légère surestimation est normale dans la mesure où l’incertitude sur la taille de la PSF s’ajoute uniquement positivement à la taille simulée de la source, on retrouve donc en moyenne une valeur légèrement supérieure à la valeur théorique. On peut par ailleurs affirmer qu’étant donnée notre modélisation des effets systématiques sur la position de la source et sur l’extension de la PSF, CTA sera en mesure d’identifier une source étendue de 1.2' significativement par rapport à une source ponctuelle. Pour plus de 2-3 heures d’observation, la limite supérieure à 95% sur l’extension dans le cas d’une source ponctuelle est en effet inférieure à 1.2', donc une valeur ajustée à 1.4' ne peut pas être une fluctuation statistique.

On pourra donc déterminer si la source HESS J1745-290 est de la taille du CNR ou plus petite en moins de 5 h d’observation (donc dès la première nuit en théorie), ce qui devrait répondre à la question de l’association entre la source et le CNR⁵. Dans le cas d’une source qui s’avèrerait toujours ponctuelle pour CTA, il faudrait accumuler environ une cinquantaine d’heures d’observation pour atteindre une première limite sur l’extension à 0.6'. Cette limite pourra être par la suite abaissée avec un travail de fond sur les effets systématiques de CTA, jusqu’à 0.3' à 0.4' selon nos simulations.

Nous n’avons pas examiné ici la possibilité d’une morphologie variable, bien que cela soit prédit par notre modèle du Chapitre 3.

5. Une autre possibilité, non examinée en détail ici, est celle de plusieurs sources superposées, dont une pourrait être due au CNR, et une autre à de l’émission au TeV issue de la cavité centrale (voire Chapitre 3)

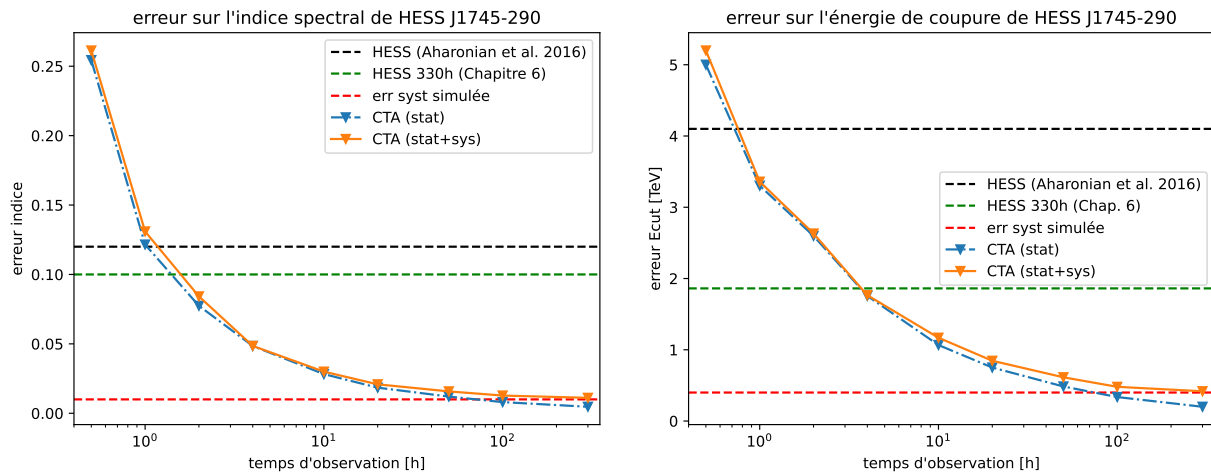


FIGURE 7.12 – *Gauche* : Évolution de l’incertitude sur l’indice spectral de HESS J1745-290 avec le temps d’observation avec CTA simulé (pour les erreurs statistiques seules et pour les erreurs totales). Les traits en pointillés représentent les erreurs totales (statistiques et systématiques) fait avec HESS. *Droite* : Évolution de l’incertitude sur l’énergie de coupure de HESS J1745-290.

7.3.2 Contraintes sur les paramètres spectraux

Une limitation de HESS mise en lumière au chapitre précédent est sa difficulté à décrire précisément le comportement à hautes énergies de HESS J1745-290, ainsi que son comportement en dessous de 400-500 GeV. Bien qu’il soit fermement établi que la source centrale présente un flux coupé au delà de 10 TeV, la détermination précise de cette coupure est encore sujette à de fortes incertitudes (de l’ordre de 30%, cf. Chapitre 5). L’amélioration drastique de la sensibilité au delà de 10 TeV par CTA permettra de mieux déterminer cette coupure, mais également de détecter d’éventuelles variations de celle-ci. En effet, compte tenu des modèles discutés au Chapitre 3, l’émission gamma du CG pourrait être variable à l’échelle de quelques années au-delà de 10 TeV.

Comme à la section précédente, nous donnons Figure 7.12 l’évolution des incertitudes sur les paramètres spectraux (indice et énergie de coupure) de HESS J1745-290 en fonction du temps d’observation avec CTA simulé. La limite systématique des incertitudes relative sur l’indice (supposé à 2) est de 0.006, et est atteinte après 50 heures d’observation. Pour l’énergie de coupure (supposée à 9 TeV) elle est de 0.6 TeV et est atteinte après 60 heures d’observation.

7.4 Variabilité de HESS J1745-290

7.4.1 Simulations

Au chapitre précédent, nous avons déterminé pour chaque année du relevé HESS de CG, l’amplitude des fluctuations statistiques du flux de la source centrale. Nous présentons ici un résultat similaire obtenu avec les fonctions d’instruments de CTA sud et le même modèle source qu’à la section précédente. Dans la mesure où il n’existe pas encore de relevé CTA, on peut se contenter d’extrapoler à partir d’un jeu de simulations sur un ensemble de données pour un temps d’observation donnée, en utilisant ce qui a été fait à la section précédente (en plus de noter les paramètres libres à chaque itération, on calcule le flux de HESS J1745-290 et de l’émission diffuse à chaque itération). Il n’est pas nécessaire ici de renormaliser le flux de la source centrale par celui du diffus, car il n’y a pas à l’heure actuelle d’effets systématiques que nous pourrions évaluer avec une source de référence ici.

L’incertitude sur le flux en fonction du temps d’observation est montrée Figure 7.13, gauche, là encore avec et sans effets systématiques. Les valeurs tracées sur la figure sont calculées comme l’écart type de la distribution des flux simulés. On en retient notamment qu’il suffirait d’un seul

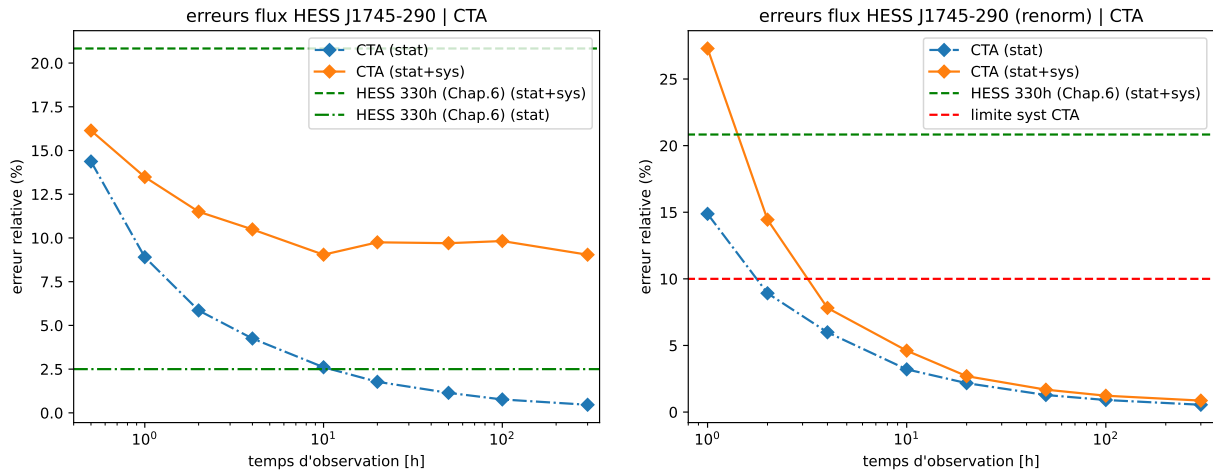


FIGURE 7.13 – *A gauche* : Erreur relative sur le flux de la source centrale en fonction du temps d’observation avec CTA sud. Il s’agit ici de l’erreur sur flux brut de HESS J1745-290. En bleu l’erreur obtenue sans inclure d’effets systématiques, et en orange en les incluant. On note que l’erreur relative stagne à 10% pour plus de 10 h d’observation. *A droite* : même figure cette fois-ci pour le flux de HESS J1745-290 recalibré par celui du diffus. On note que dans ce cas, l’erreur sur le flux continue de décroître avec le temps d’observation malgré les effets systématiques rajoutés.

run de 30 minutes d’observation avec CTA pour atteindre la précision de HESS pour 330 heures, en prenant en compte les erreurs systématiques pour les deux expériences. On constate également qu’au-delà de 10 heures d’observation, la précision de CTA n’augmente plus, car on est dominé par les erreurs systématiques. On voit ici encore que le suivi des performances de l’instrument en temps réel va représenter un enjeu très important pour tenter de réduire ces incertitudes pendant la durée de l’expérience CTA.

Ensuite, en nous intéressant au flux relatif de HESS J1745-290 par rapport à celui de l’émission diffuse (Figure 7.13 droite), on constate que les incertitudes d’origines systématiques sont globalement corrigées passé quelques dizaines d’heures d’observation. Comme pour la figure de gauche, les valeurs des erreurs relatives sont calculées à partir des distributions de flux simulés. Dans la mesure où l’on simule les flux de HESS J1745-290 et de l’émission diffuse, on effectue la recalibration avec les flux issus d’une même itération, puis on trace la distribution obtenue. Ces résultats impliquent que la recalibration du flux de la source centrale sera *a priori* bien plus efficace pour corriger les erreurs systématiques de CTA qu’elle ne l’est pour HESS. Il est toutefois nécessaire de prendre quelques précautions, dans la mesure où ils supposent une connaissance parfaite de la morphologie de l’ED, or on peut s’attendre à ce que cette morphologie soit décrite différemment avec les données CTA.

7.4.2 Interprétations

Les incertitudes montrées par la Figure 7.13 gauche sont des erreurs sur le flux absolu, c’est-à-dire celui qui sera renseigné sur un catalogue de sources. Il en va de même pour les erreurs systématiques sur les différents paramètres spectraux. En revanche pour l’étude de la variabilité de la source, nous pourrions *a priori* faire mieux puisque ces erreurs ne décrivent *a priori* pas celles qu’il faut prendre en compte lors d’une étude de variabilité. En effet, en regardant la source sur différentes périodes, une partie de ces effets systématiques vont s’appliquer toujours de la même façon, et peuvent donc être supprimées lorsqu’on regarde les variations relatives du flux. De plus, regarder les variations relatives du flux d’une source après renormalisation par le flux d’une autre source, peut corriger d’autres effets, y compris et en particulier s’ils dépendent du temps (comme fait au Chapitre 6). Ainsi, si l’on cherche à estimer la sensibilité de CTA à des variations de la source,

l'incertitude pertinente sur le flux mesuré se situera entre l'incertitude systématique (meilleure précision théorique) et l'erreur absolue pour la durée d'observation considérée.

En termes de sursauts détectables comme tels, c'est-à-dire une détection de sursaut à 3σ au dessus d'un flux de référence considéré bien connu, en se plaçant dans un cas idéal où les erreurs systématiques sont corrigées, on peut rapidement déduire de la Figure 7.13 différents seuils de détection. On regarde, pour différents temps d'intégration, le taux d'amplification du flux nécessaire à une détection significative à 3σ pour un bin en temps, par rapport à un certain nombre d'autres bins, selon le scénario pertinent⁶.

- pour des runs d'observations individuels de 30 minutes, l'erreur statistique est de 12%, donc s'il on cherche un sursaut d'environ 1 heure sur une nuit comportant 4 heures d'observation (donc 8 runs), CTA pourra détecter un sursaut de plus de 45-50% d'amplitude,
- pour un temps d'intégration de 4 heures (soit environ une nuit d'observation) l'erreur étant de 4% sur le flux, si l'on recherche par exemple une augmentation ponctuelle du flux sur une journée dans un mois d'observation (avec 10-15 nuits), on sera en mesure de détecter une augmentation d'au moins 14-15% du flux.
- Pour un temps d'observation de 10-15 heures (prises sur un mois entier par exemple), on prévoit une incertitude de 2.5% sur le flux, donc pour observer une augmentation significative sur un mois, pour une saison d'observation de 6 mois, il faudrait une augmentation ponctuelle de 7-9%
- enfin pour 50 heures d'observation (l'équivalent d'une année), CTA devrait faire une erreur (statistique toujours) d'environ 1%, donc pour un relevé de 10 ans, avec le même nombre d'heures prises sur la source pour chaque années, on pourrait détecter des variations relatives de 4-5% sur une année

Il est possible de faire une étude plus poussée en simulant précisément les sursauts et les intervalles d'observation, à la manière de l'étude réalisée par AHARONIAN et al., 2009, mais les résultats sont sensiblement similaires, et une grande précision sur ces limites de détection n'est pas nécessaire compte tenu des inconnues qui subsistent sur le niveau d'erreurs systématiques, et sur la distribution temporelle des heures d'observation du CG.

Pour mettre en perspective ces résultats, AHARONIAN et al., 2009 trouvaient qu'un sursaut durant 1 jour devait avoir un facteur d'amplification d'environ 120% pour être détecté par HESS, et qu'un sursaut d'un mois devait augmenter le flux de 40-50% pour être détectable. Enfin notre étude au Chapitre 6 plaçait une limite de 30% pour une augmentation annuelle détectable. Cette limite est fortement dépendante du nombre d'heures disponibles année après année, mais il s'agissait du maximum de performance de HESS. Sur la question de la détection des contreparties gamma aux sursauts X (cf. observations jointes Chandra-HESS (AHARONIAN et al., 2008b)), l'erreur relative sur le flux détecté par un run de 28 minutes de HESS est de 35-40%, donc le flux nécessaire pour une détection à 3σ est de l'ordre de 2.3-2.8 fois le flux au repos pour HESS, tandis que ce facteur est régulièrement observé à 10 voire 100 fois le flux au repos pour les sursauts X. Pour chacune de ces échelles de temps, CTA augmente considérablement la précision du suivi temporel, y compris aux échelles de temps les plus courtes.

7.4.3 Sensibilité à une variation linéaire

On cherche ici à tester, comme au chapitre 6, la capacité d'un relevé CTA du CG à identifier une variation linéaire du flux de HESS J1745-290. On suppose ici une décroissance linéaire du flux de la source centrale qui aurait perduré depuis 2004. Compte tenu des résultats du chapitre précédent, on peut exclure une décroissance qui équivaldrait à plus de 30% sur la période 2004-2019. Le relevé que nous simulons ici est un relevé sur dix ans, entre 2028 et 2037 inclus, comprenant 50 heures d'observations par an (cf. Section 1).

6. Nous nous inspirons du travail réalisé au chapitre précédent, en prenant en compte que le bruit statistique augmente avec le nombre de points de données, voir Chapitre 6.

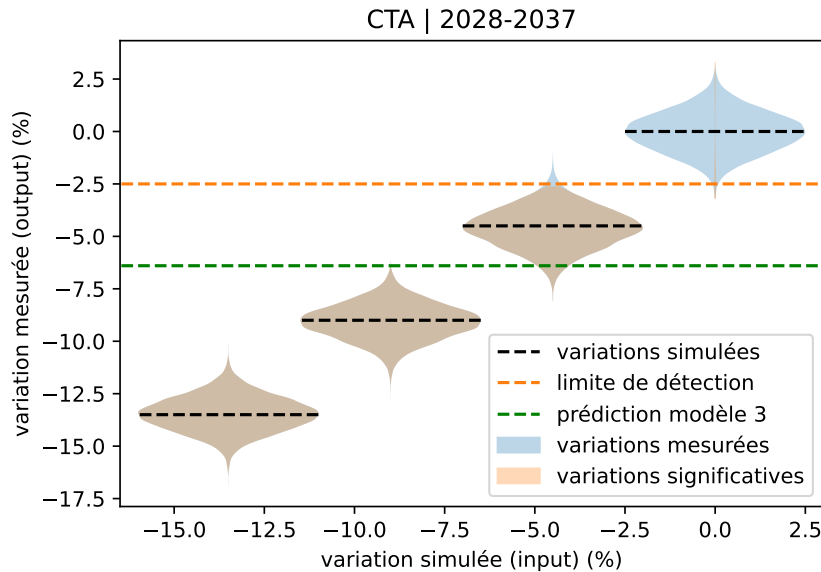


FIGURE 7.14 – Représentations des distributions des variations mesurées sur la période 2028-2037, pour chacune des variations intrinsèques simulées (de 0 à -1.5% par an, soit entre 0 et 13.5% sur 9 ans). En bleu les variations non significatives et en orange-marron les variations significatives. La ligne en pointillés verts montre que le centre de chaque distribution correspond à la valeur théorique. La ligne rouge représente la limite de détectabilité de CTA (2.5% sur 9 ans, soit $\sim 4\%$ sur 15 ans). La ligne noire représente la variation de flux attendue pour le "modèle 3" présenté au chapitre 3.

Nous testons plusieurs scénarios sur la décroissance annuelle du flux : 1.5%, 1.25%, 1%, 0.5%, 0.25% et 0% (qui correspondent respectivement à 22.5, 18.75, 15, 7.5, 3.75 et 0% de décroissance sur 15 ans), et ce sur la période 2028-2037

En suivant la méthodologie du chapitre 6, nous simulons des courbes de lumière pour une source centrale supposée variable, ainsi que celles de l'émission diffuse, supposée constante. La question se pose ici de renormaliser ou non le flux de HESS J1745-290 par celui de l'émission diffuse comme précédemment. En effet, en l'absence d'un relevé réel, toutes les années sont supposées identiques en termes d'IRF et de temps d'observation, il y a donc aucun effet que la renormalisation pourrait corriger, et cela ne ferait qu'élargir les barres d'erreur sur les courbes de lumière simulées. Cependant, rechercher la variabilité sur le flux de HESS J1745-290 sans médiation revient à se placer dans le cas très optimiste où l'incertitude est égale à l'incertitude statistique. En sachant que les 10% d'erreur sur le flux absolu trouvés à la section précédente ne sont pas pertinents non plus ici, élargir les erreurs sur les flux en renormalisant nous semble un bon compromis⁷. On peut ainsi faire l'hypothèse qu'une fois les données CTA acquises, la renormalisation de la source centrale par le diffus (ou G0.9+0.1 par exemple) sera de toutes façons nécessaire pour éliminer une partie des effets systématiques.

Nous présentons les résultats dans la Figure 7.14, sur le même modèle que les résultats du Chapitre 6. En suivant le même raisonnement que précédemment, nous déduisons de nos simulations que CTA pourra percevoir une variation linéaire sur dix ans si celle-ci est d'amplitude supérieure à 0.25% par an.

Il pourrait être intéressant de réaliser une étude conjointe des données HESS et CTA, qui devraient à terme représenter un suivi de plus de 30 ans de la source centrale. Le principal obstacle est de rendre les flux comparables, car dans ce cas précis l'erreur absolue que fait chaque observatoire va influencer sur la capacité d'obtenir une courbe de lumière conjointe exploitable.

7. Dans les faits, pour une observation de 50 heures, l'erreur relative sur le flux de l'émission diffuse est de l'ordre de 0.4%, contre 1% pour HESS J1745-290, donc l'effet est minimal.

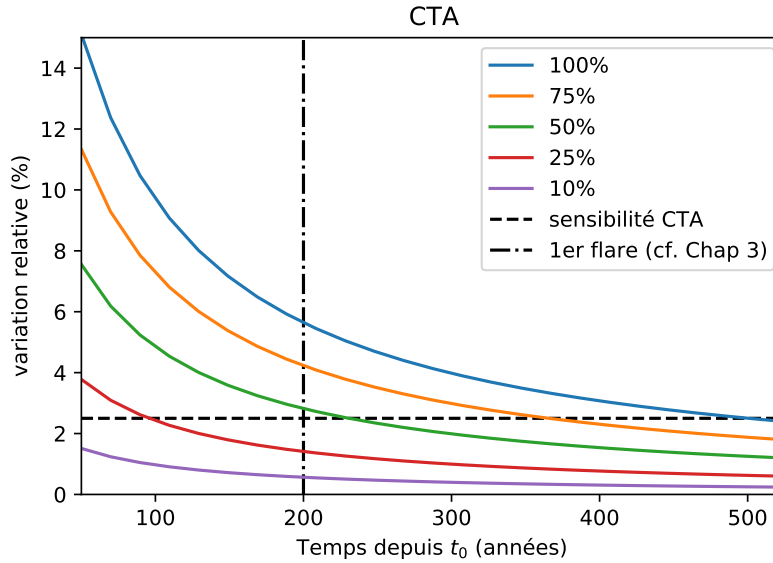


FIGURE 7.15 – Variation relative (en %) entre 2028 et 2037, en fonction de t_0 (en abscisse) et du rapport entre la partie variable du flux et le flux total de la source (différentes courbes, une plus grande part variable induit une plus grande variation). On indique en pointillé la sensibilité de CTA à une variation relative (linéaire) sur cette période.

7.4.4 Sensibilité à une variation non-linéaire

On fait ici l’hypothèse selon laquelle l’émission gamma observée serait due aux rayons cosmiques diffusant progressivement dans le MIS, et interagissant avec le gaz d’une région de taille et de masse constante, la luminosité gamma devrait alors décroître comme la densité de rayons cosmiques, c’est-à-dire en $t^{-3/2}$ (cf. Chapitres 3 et 6). On suppose donc que le flux est de la forme $F(t) = A \left(\frac{t-t_0}{t_{ref}-t_0} \right)^{-3/2}$, où A et t_{ref} sont fixés par les observations de HESS, t_0 est le temps théorique où le flux diverge. Le flux n’a la forme décrite par $F(t)$ qu’à une date ultérieure à t_0 .

Par un calcul analogue à celui du chapitre précédent, on trouve qu’une telle décroissance serait observable si elle a débuté il y a moins de 500 ans⁸. A titre de comparaison, HESS ne pouvait pas détecter une telle décroissance débutée il y a plus de 50 ans. En revanche, la date à partir de laquelle cette décroissance a effectivement débuté (c’est à dire le moment où l’injection massive de RC s’est arrêtée) n’est pas mesurable à partir d’un flux suivant cette loi de puissance en temps. On peut seulement dire d’un scénario s’il serait détectable par HESS ou CTA. Ainsi, si le flux de HESS J1745-290 est principalement dû à une forte injection de rayons cosmiques il y a environ 100 ans, et diffusant dans le MIS depuis, CTA sera en mesure de le détecter.

Dans le cas où le flux variable se rajoute à une source constante, la variation relative induite par la partie variable du flux est plus faible, donc potentiellement plus difficile à détecter. La figure 7.15 montre l’évolution de la variation relative entre 2028 et 2037, soit $(F_{2037} - F_{2028})/F_{2028}$, en fonction de t_0 et de la part du flux variable sur le flux total de la source.

En comparant ces prédictions avec la sensibilité de CTA à une variation linéaire du flux sur cette même période, on confirme que si l’intégralité du flux est dû au phénomène transitoire décrit précédemment, CTA peut détecter la variation de la contrepartie gamma d’une éruption vieille d’au plus 500 ans (contre 52 ans pour HESS), et a fortiori CTA peut détecter une variation due à une éruption vieille de 200 ans (cf. notre modèle au chapitre 3). Pour un flux dont la partie variable vaudrait (en 2028) 25% du flux total, il est toujours possible pour CTA de détecter une variation en $t^{-3/2}$ qui aurait débuté il y a moins de 100 ans.

8. pour une époque de référence en l’an 2000.

7.5 Conclusions sur les performances à venir de CTA

Nos différentes simulation de données CTA montrent les aspects pour lesquels CTA devrait offrir une amélioration substantielle par rapport à HESS :

- Une augmentation du nombre d'événements détectés d'environ un ordre de grandeur, ainsi que de la plage en énergie observable, abaissant le seuil à 100 GeV et augmentant drastiquement la sensibilité au-delà de 50 TeV (d'un facteur supérieur à 50)
- L'incertitude sur la position de HESS J1745-290 observée par CTA pourra être réduit à seulement 5", voire moins (contre 10" pour HESS), ce qui permettra de séparer Sgr A* et G359.95-0.04.
- Sur l'extension éventuelle de la source, CTA pourra résoudre une source d'environ 1.4' de diamètre, ce qui correspond à l'extension (en projection) de l'anneau circumnucléaire. Si la source gamma était plus petite, CTA sera en mesure de le montrer, ce qui permettrait d'exclure le CNR comme région d'origine de l'émission.
- Après seulement quelques dizaines d'heures d'observation (donc durant la première année d'exploitation de CTA) la précision sur les paramètres spectraux de HESS J1745-290 sera considérablement améliorée (d'un facteur 10 pour l'indice et d'un facteur 2 pour l'énergie de coupure). Cela pourrait permettre d'identifier des variations s'il y en avait.
- En ce qui concerne la valeur du flux de HESS J1745-290, l'erreur systématique (atteinte après 10h d'observation) sera réduite de moitié, de 20 à 10%.
- Cet accroissement de la sensibilité doit permettre de détecter des variations temporelles bien plus faibles qu'avec HESS. On pourrait ainsi détecter des sursauts durant seulement une heure si le facteur d'amplification dépasse 50%. Par ailleurs, et pour comparer à l'un des résultats du chapitre précédent, une variation sur une année (avec environ 50h d'observation) serait détectable au-delà de 5% (contre 30% avec HESS)
- En supposant une décroissance linéaire comme au chapitre précédent, nous avons déterminé que CTA sera en mesure de détecter une telle variation sur 10 ans si son amplitude dépasse 2 à 3%. Vis à vis du modèle présenté au Chapitre 3, c'est-à-dire d'un sursaut d'émission il y a au moins 100 ans, causant un flux gamma décroissant depuis, CTA sera en mesure de détecter la variation associée sur 10 ans si elle a effectivement eu lieu. Cela reste vrai y compris si la part variable du flux est inférieure à 100%, mais reste supérieure à 25%.

Conclusions et perspectives

Le Centre Galactique est une région d'intérêt primordiale pour l'astronomie gamma, et ce dès ses débuts dans les années 1980. La confirmation de la détection d'une source puissante au CG par HESS en 2003 a initié les réflexions sur son origine physique. Dans cette thèse je me suis proposé d'étudier cette question à l'aune de 16 ans de données collectées par HESS, l'ensemble de données gamma le plus important dont nous disposons aujourd'hui. Il y a deux façons principales de résoudre cette question : en étudiant la morphologie et la localisation de la source gamma pour l'associer à une autre source connue (étude menée par ACERO et al., 2010 notamment), ou bien en étudiant l'évolution temporelle de la source, puisqu'une variabilité (relativement) rapide est une caractéristique de Sgr A* que l'on peut s'attendre à observer dans une éventuelle contrepartie gamma.

Modélisation de l'évolution temporelle du CG à très haute énergie En reprenant le modèle d'émission gamma développé par GUO et al., 2013, et en y incorporant la morphologie du gaz cible à partir des travaux de FERRIÈRE, 2012, nous avons pu modéliser l'évolution temporelle du flux gamma au TeV à partir d'un spectre d'injection de protons et d'une hypothèse sur la vitesse de diffusion de ceux-ci.

En supposant une situation où l'essentiel de l'injection de protons s'est faite au cours d'une éruption majeure il y a deux siècles (ou deux éruptions il y a un et deux siècles comme le suggèrent les observations X), nous avons pu prédire une courbe de lumière de l'émission gamma au TeV associée. Étant donné 2 éruptions, nous avons calculé que la variation maximale à laquelle on pourrait s'attendre pour la source HESS J1745-290 sur la période 2004-2020 est de l'ordre de 10 à 15%, jusqu'à 20%, en variation relative (selon l'âge exact de la dernière éruption et du rayon d'intégration pour le flux).

Nous ne nous sommes pas penché sur une modélisation du flux observé par Fermi, bien que le modèle utilisé par GUO et al., 2013 incluait également des prédictions pour les énergies inférieures à la centaine de GeV en tenant compte des électrons injectés par le trou noir. En effet, la simulation de l'émission par des leptons nécessite a priori de tenir compte des pertes radiatives des électrons et donc d'utiliser des outils capables de résoudre l'équation cinétique de l'énergie des électrons, tels que *GAMERA*. Il aurait donc fallu développer nos modèles dans un autre cadre que celui de *naima*, ce qui n'a pas été possible durant ce travail de thèse faute de temps. Cependant, une étude similaire sur les électrons injectés au CG apporterait vraisemblablement de précieux enseignements sur les liens entre les sources Fermi et HESS, notamment en termes de variabilité temporelle.

C'est à la lumière des résultats de cette modélisation que nous avons par la suite étudié les données de HESS, en testant notamment la détectabilité des scénarios étudiés.

Mise en pratique de l'étude spectro-morphologique Déjà pratiqué sur les données d'autres instruments, l'ajustement simultané de la morphologie et des spectres d'un modèle source est encore relativement nouveau dans HESS, et n'avait pas encore été réalisé pour le Centre Galactique. Cette analyse 3D des différentes composantes présentes dans les données nous a permis d'obtenir le premier véritable spectre intrinsèque de HESS J1745-290. Nos résultats sont compatibles avec les précédentes publications de la collaboration HESS, et seront publiés dans un article de la collaboration HESS à venir. Tout l'intérêt de mener une analyse 3D du Centre Galactique est de séparer clairement les

contributions de la source HESS J1745-290 et de l'émission diffuse. C'est parce que nous avons pu obtenir un spectre de la source centrale sans la contribution de l'émission diffuse qu'il nous a été possible d'utiliser cette dernière comme point de référence pour l'étude de la variabilité de HESS J1745-290 par la suite.

La description précise de l'émission diffuse n'étant pas l'objectif principal de notre travail, nous nous sommes contenté de reprendre en modifiant légèrement le modèle utilisé lors de la précédente étude sur le sujet (voir JOUVIN, 2017 et H.E.S.S. COLLABORATION et al., 2018a). La question du spectre aux plus hautes énergies (au-delà de 50 TeV) de l'émission diffuse est notamment laissée en suspens ici, et fera l'objet de travaux dédiés au sein de la collaboration HESS.

Notre travail a toutefois permis de mettre en lumière un certain nombre de limitations pour l'analyse 3D des données HESS, notamment la qualité du modèle de fond hadronique à basse énergie, et la capacité de *gammapy* à prendre en compte les incertitudes sur le fond dans le calcul de la vraisemblance.

Ré-estimation des erreurs systématiques L'impact des effets systématiques sur les résultats scientifiques est à la fois crucial à comprendre et difficile à estimer. Nous avons ici pris le parti d'en refaire une estimation à partir d'hypothèses sur les incertitudes sur les fonctions de réponse d'instrument (elles mêmes issues d'études récentes sur le sujet). Les fonctionnalités de *gammapy* nous ont ainsi permis de simuler simplement des cartes d'événements à partir de ces hypothèses, et de mener des études statistiques détaillées sur les paramètres spectraux reconstruits de HESS J1745-290 et de l'émission diffuse.

Nous ne nous sommes pas penché sur les paramètres morphologiques de HESS J1745-290, car la très grande quantité de données aurait conduit à une estimation très large des erreurs systématiques sur l'extension et la position de la source, ce qui n'aurait pas amélioré les résultats de ACERO et al., 2010. HESS n'est donc toujours pas en mesure de déterminer de l'origine de HESS J1745-290 par des arguments morphologiques.

Suivi temporel de HESS J1745-290 La dernière étude temporelle de HESS J1745-290 par HESS datait de 2009 (AHARONIAN et al., 2006b), sur des données prises entre 2004 et 2006. Nous disposons aujourd'hui de plus d'une décennie de données sur le CG, ce qui doit notamment permettre de tester la variabilité de la source à l'échelle de l'année. Cette échelle de variabilité est en particulier celle prédite par notre modèle phénoménologique évoqué précédemment, qu'on entend ici confronter aux données HESS.

Notre méthode consistait à réutiliser les modèles 3D obtenus précédemment pour pouvoir étudier les variations de la source centrale par rapport à l'émission diffuse. Cette méthode permet d'éliminer une partie des effets systématiques, dans la mesure où celles-ci affectent HESS J1745-290 et l'émission diffuse de manière similaire. Cela introduit cependant une nouvelle source d'incertitude sur le flux de la source, celle sur notre estimation des effets systématiques.

Nous avons étudié les variations du flux moyenné année par année entre 2004 et 2019, et nous avons principalement testé la compatibilité de la courbe de lumière avec une solution constante et avec une solution affine (donc une variation linéaire sur 16 ans). La principale conclusion est l'absence de variation détectable entre 2004 et 2020. Nous confirmons ainsi les observations de MAGIC et de VERITAS, qui ont été publiées récemment sur le sujet (AHNEN et al., 2017 pour MAGIC, et ADAMS et al., 2021 pour VERITAS).

Sensibilité de HESS aux variations temporelles Comme avec la simulation d'effets systématiques sur la reconstruction du spectre, *gammapy* permet relativement simplement de simuler des données HESS en supposant des modèles d'évolution temporelles. En supposant d'une part un flux constant entre 2004 et 2020, et en supposant d'autre part un flux en décroissance linéaire sur la même période d'autre part, nous avons pu tirer de ces simulations deux résultats principaux.

Tout d'abord, une variation du flux de HESS J1745-290 de plus de 30% sur une année (par rapport à la moyenne) serait détectable par HESS sur la période considérée, car il est possible de la discerner d'une fluctuation statistique du flux.

Ensuite, une décroissance linéaire continue sur 16 ans peut être détectée par HESS si son amplitude est supérieure à 30% sur 16 ans (soit environ 2% par an). Or, en comparant avec les prédictions faites au Chapitre 3 pour un sursaut d'injection protonique il y a 100 ans (et a fortiori s'il est plus ancien), on voit que ce scénario prédit une variation d'au plus 20% sur cette période.

Nous en concluons que HESS n'a pas la sensibilité nécessaire pour voir la variation du flux de la source centrale prédite par notre modèle. Il n'est donc pas exclu que le flux constant de HESS J1745-290 observé depuis 2004 puisse cacher une lente décroissance, telle que prédite par notre modèle.

Prédictions pour les observations par CTA En service depuis maintenant près de vingt ans, HESS doit être remplacé dans les prochaines années par un nouvel instrument, CTA, qui disposera d'une sensibilité en flux et d'une résolution angulaire accrues notamment.

En utilisant les outils de simulation de données de gammapy, ainsi que des prédictions sur les fonctions d'instrument de CTA, nous avons pu effectuer des prédictions sur le niveau de précision que l'on peut attendre de CTA sur le CG. En particulier, nous avons montré que CTA sera normalement en mesure de séparer Sgr A* de G359.95-0.04 et d'associer HESS J1745-290 à l'une ou l'autre, et aussi potentiellement identifier deux sources. Une autre avancée de taille que CTA rendra possible sera la détection de variabilité (si variabilité il y a). Nous serons par exemple en mesure de déterminer si les sursauts X intervenus il y a 100 et 200 ans possèdent une contrepartie gamma telle que nous l'avons modélisée.

Enfin, et au delà du cadre de notre travail, CTA permettra une description plus fine de l'émission diffuse, potentiellement nuage par nuage, ce qui pourra s'avérer particulièrement important pour la description à petite échelle des environs de Sgr A*. La meilleure sensibilité au-delà des 50 TeV permettra aussi d'étudier le spectre de l'émission diffuse et notamment de déterminer jusqu'où l'accélérateur au CG (qui pourra ou non être associé à Sgr A*) peut accélérer des particules.

Annexe A

Étude phénoménologique

Nom	Masse [M_{\odot}]	Volume [pc^3]	Densité n_H [cm^3]
CNR	2×10^5	18	4.4×10^5
Halo	1.3×10^4	3000	210
20 km/s	2.2×10^5	442	2×10^4
50 km/s	1.9×10^5	356	2×10^4
SNR	19	285	3
CC	~ 360	9.2	~ 1000

TABLE A.1 – Paramètres des différents composants du modèle de gaz autour de Sgr A* utilisé dans le Chapitre 3.

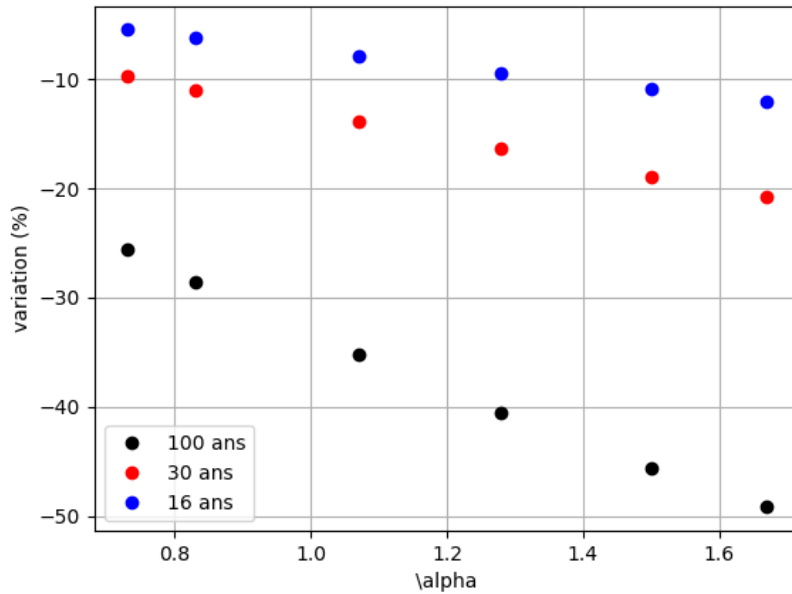


FIGURE A.1 – Variations relatives du flux prédites sur des intervalles de 16, 30 et 100 ans, en fonction de la valeur de α , pour un flux de la forme $F(t) = A(t/t_0)^{-\alpha}$.

Annexe B

Étude spectro-morphologique

On montre Tables [B.1](#) et [B.2](#) les paramètres ajustés du modèle, pour les données HAP-fr et HAP-hd (runs à 4 télescopes), dans la première étape de notre analyse spectro-morphologique au Chapitre 5, c'est-à-dire avec 6 composantes différentes.

On compare figures [B.1](#) et [B.2](#) les points de flux obtenus pour les données HAP6fr et HAP-hd, dans les cas de la source HESS J1745-290 et de l'émission diffuse, et ce avec les incertitudes statistiques uniquement (ce qui permet de mettre en évidence le manque de compatibilité entre les deux ajustements, avant que ne soient pris en compte les effets systématiques).

On montre Figure [B.3](#) les simulations d'effets systématiques pour les données HAP-hd, dont les résultats sont montrés Tableau [5.7](#).

Composante	Chaîne d'analyse	l [deg]	b [deg]	Rayon 1- σ [deg]	Excentricité
HESS J1745-290	HAP-fr	$359.9426 \pm 9e-4$	$-0.0452 \pm 8e-4$	0.02 (fixé)	-
	HAP-hd	$359.9433 \pm 6e-4$	$-0.0447 \pm 6e-4$		
G09+01	HAP-fr	0.872 ± 0.002	0.082 ± 0.002	-	-
	HAP-hd	0.865 ± 0.001	0.083 ± 0.001		
HESS H1746-285	HAP-fr	0.140 ± 0.007	-0.114 ± 0.007	-	-
	HAP-hd	0.1363 ± 0.0005	-0.115 ± 0.003		
DGC	HAP-fr	-	-	-	-
CC	HAP-fr	-0.038 ± 0.020	-0.114 ± 0.019	0.131 ± 0.015	-
	HAP-hd	$0.0285 \pm 4e-4$	-0.15 ± 0.02	0.148 ± 0.013	
LSC	HAP-fr	0 (fixé)	0 (fixé)	6.33 ± 1.08	$0.9989 \pm 4e-4$
	HAP-hd			1.42 ± 0.12	$0.9797 \pm 5e-4$

TABLE B.1 – Paramètres morphologiques de différentes composantes, pour les données HAP-fr et HAP-hd. Les paramètres présentés ici sont issus de l'ajustement initial à 6 composantes.

Composante	Chaîne d'analyse	Amplitude (at 1 TeV) [$\times 10^{-12} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}$]	Indice	Énergie de coupure [TeV]
HESS J1745-290	HAP-fr	2.33 ± 0.06	1.95 ± 0.03	8.4 ± 1.0
	HAP-hd	2.62 ± 0.05	2.04 ± 0.03	11.3 ± 1.3
G09+01	HAP-fr	0.54 ± 0.02	2.27 ± 0.04	-
	HAP-hd	0.67 ± 0.02	2.39 ± 0.01	
HESS H1746-285	HAP-fr	0.080 ± 0.019	1.90 ± 0.12	-
	HAP-hd	0.10 ± 0.014	1.97 ± 0.06	
DGC	HAP-fr	3.20 ± 0.14	2.42 ± 0.03	-
	HAP-hd	3.64 ± 0.15	2.51 ± 0.03	
CC	HAP-fr	0.534 ± 0.069	2.07 ± 0.07	-
	HAP-hd	0.523 ± 0.014	2.155 ± 0.009	
LSC	HAP-fr	12.5 ± 2.2	2.3 (fixé)	-
	HAP-hd	4.02 ± 0.50		

TABLE B.2 – Paramètres spectraux de différentes composantes, pour les données HAP-fr et HAP-hd. Les incertitudes ici sont uniquement dues aux erreurs statistiques. Les paramètres présentés ici sont issus de l'ajustement initial à 6 composantes.

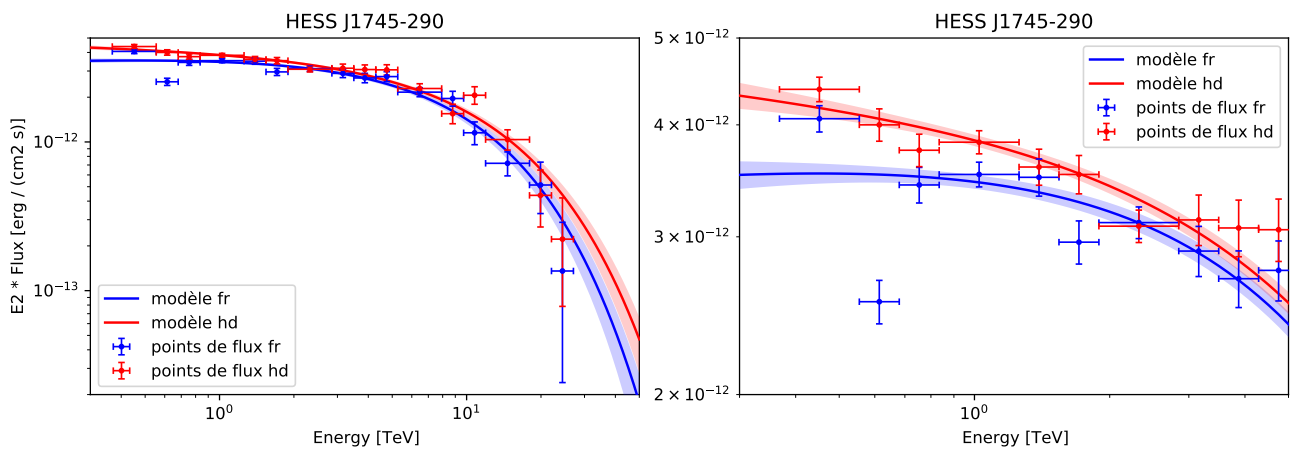


FIGURE B.1 – *Gauche* : En bleu, le modèle spectral et les points de flux de HESS J1745-290, entre 0.3 et 50 TeV pour les données HAP-fr. En rouge, la même chose pour HAP-hd. *Droite* : Agrandissement sur les basses énergies de la figure de gauche. Ici les incertitudes sur les points de flux et sur les modèle représentent uniquement les incertitudes d'origine statistique.

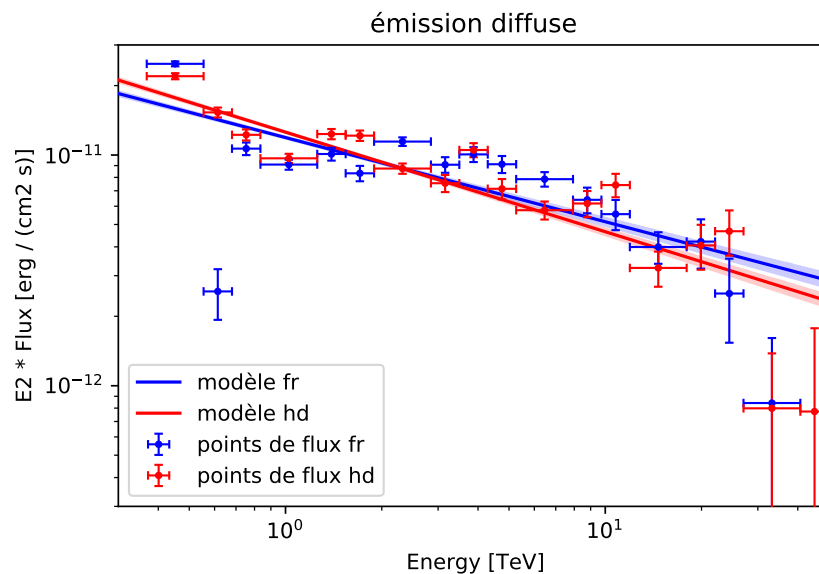


FIGURE B.2 – En bleu, le modèle spectral de l'émission diffuse, entre 0.3 et 50 TeV pour les données HAP-fr. En rouge, la même chose pour HAP-hd.

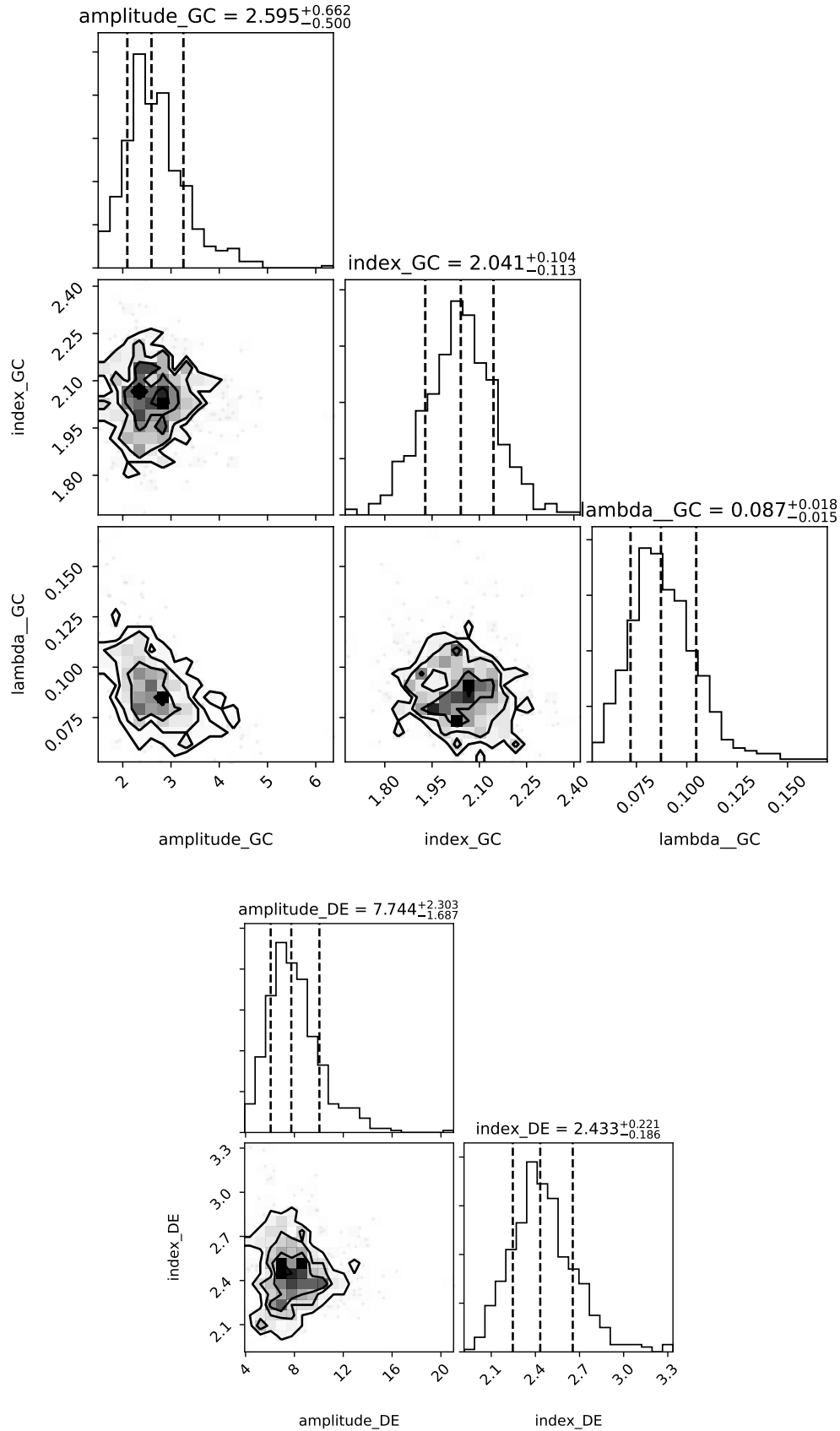


FIGURE B.3 – *Haut* : Distributions des paramètres simulés pour HESS J1745-290 (amplitude, indice et λ comme précédemment), simulées à partir des données HAP-hd. *Bas* : Distributions des paramètres simulés pour l'ED (seulement amplitude et indice). Les distributions sont toujours globalement gaussiennes avec environ 500 itérations.

Annexe C

Étude temporelle

On montre ici le détail des différentes études temporelles HESS J1745-290. Le cas des données HAP-fr est présenté dans le Chapitre 6, on rajoute ici le détail du nombre d'heures d'observation par année et un exemple d'une carte de résidu (obtenu pour l'année 2004).

On montre également, pour les données HAP-hd, deux cas de figures : un où ont été sélectionnés seuls les runs utilisant les 4 télescopes (cas de référence, puisque c'est également le cas des données HAP-fr), et un où ont été inclus les runs utilisant seulement 3 télescopes.

Ce dernier cas comprend bien plus de données, mais comme développé dans mon travail, cela n'implique pas nécessairement une meilleure précision (puisque que les incertitudes sont dominées par les effets systématiques), mis à part pour les années comme 2009, 2016 et 2017 où le problème principal est justement le manque de statistique. Cependant, le tableau C.1 nous montre que le seul l'année 2016 est particulièrement affectée par ce choix de 3 ou 4 télescopes minimum.

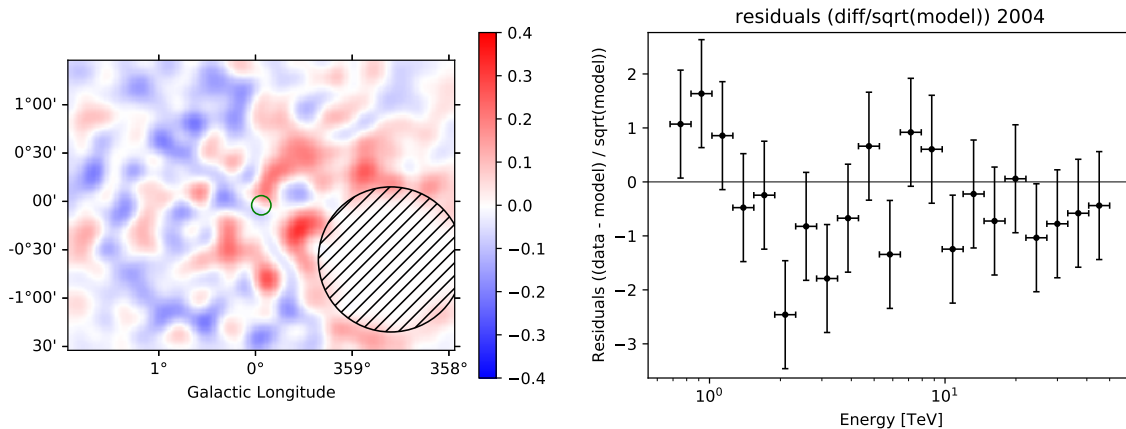


FIGURE C.1 – Exemples de résidus pour les données retenues pour 2004. A gauche : la carte de résidus obtenu par la méthode " $(\text{données} - \text{modèle}) / \sqrt{\text{modèle}}$ " pour une meilleure normalisation. A droite : le spectres des résidus obtenu de la même manière et intégrés à l'intérieur du cercle verte (0.1 deg autour de la position de Sgr A*/HESS J1745-290). Aucun résidus ne présente d'anormalité significative.

Année	HAP-fr	HAP-hd (4 téls)	HAP-hd (>3 téls)
2004	44.6	50.6	50.6
2005	53.0	59.1	59.4
2006	16.6	25.0	25.5
2007	7.0	7.9	8.0
2008	11.0	14.8	17.6
2009	3.2	3.1	5.5
2010	12.1	11.6	14.0
2011	8.6	7.7	9.1
2012	37.4	8.6	36.9
2013	47.2	30.3	40.5
2014	53.6	51.1	64.6
2015	24.8	18.5	45.0
2016	5.0	0	12.3
2017	0.8	4.5	4.9
2018	6.3	11.6	12.4
2019	21.4	28.4	28.4
Total	352.7	333.3	434.9

TABLE C.1 – Temps d’observation par année en heures, pour les données HAP-fr et HAP-hd (cas 4 télescopes minimum, cas 3 télescopes minimum)

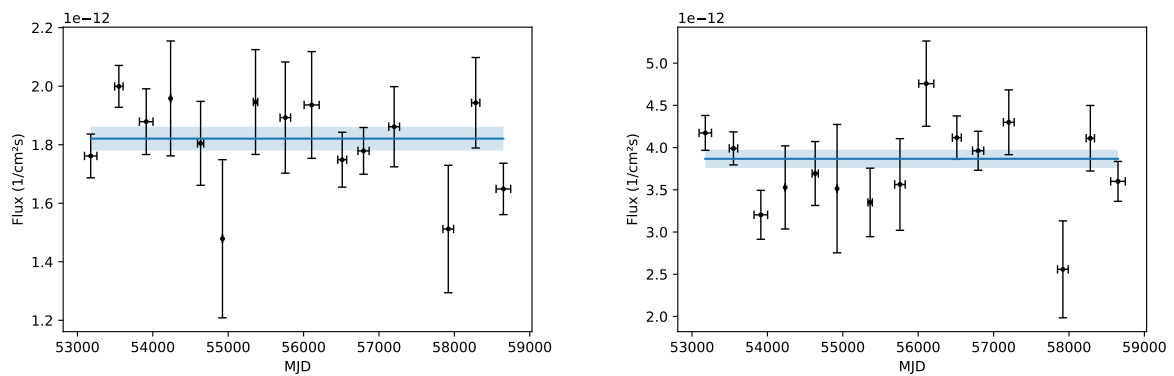


FIGURE C.2 – Courbes de lumière de HESS J1745-290 sans recalibration, et de l’émission diffuse pour les données HAP-hd (4 télescopes).

Année	HESS J1745-290 (non-recalibré)	Émission diffuse	HESS J1745-290 (recalibré)
2004	1.61 ± 0.08	3.56 ± 0.21	1.60 ± 0.13
2005	1.94 ± 0.08	3.74 ± 0.20	1.83 ± 0.14
2006	1.74 ± 0.14	3.05 ± 0.36	2.02 ± 0.29
2007	1.60 ± 0.21	3.81 ± 0.56	1.49 ± 0.30
2008	1.87 ± 0.17	3.98 ± 0.46	1.67 ± 0.25
2009	1.44 ± 0.29	3.77 ± 0.78	1.35 ± 0.39
2010	1.86 ± 0.17	3.09 ± 0.39	2.13 ± 0.35
2011	1.58 ± 0.19	3.83 ± 0.52	1.46 ± 0.27
2012	1.72 ± 0.09	3.74 ± 0.24	1.62 ± 0.15
2013	1.62 ± 0.07	3.51 ± 0.20	1.63 ± 0.14
2014	1.58 ± 0.07	3.17 ± 0.20	1.76 ± 0.15
2015	1.65 ± 0.12	3.99 ± 0.32	1.46 ± 0.17
2016	1.06 ± 0.22	3.46 ± 0.63	1.09 ± 0.30
2017	1.61 ± 0.53	2.04 ± 1.20	2.79 ± 1.88
2018	2.15 ± 0.23	3.02 ± 0.56	2.52 ± 0.55
2019	1.78 ± 0.11	3.67 ± 0.30	1.72 ± 0.19

TABLE C.2 – Table de valeurs des flux en $\times 10^{12} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, intégrés entre 1 et 10 TeV, données HAP-fr

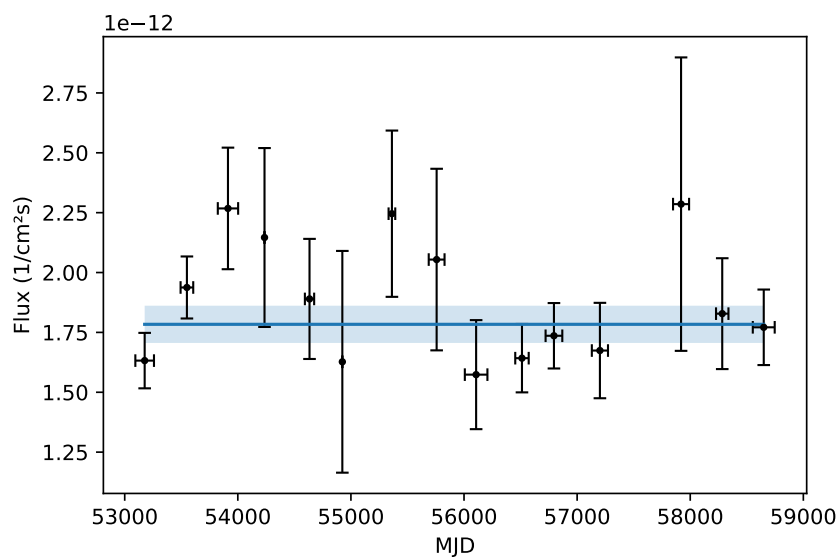


FIGURE C.3 – Courbe de lumière de HESS J1745-290 avec recalibration pour les données HAP-hd (4 télescopes).

Année	HESS J1745-290 (non-recalibré)	Émission diffuse	HESS J1745-290 (recalibré)
2004	1.76 ± 0.07	4.17 ± 0.2	1.63 ± 0.1
2005	1.99 ± 0.07	3.99 ± 0.2	1.94 ± 0.1
2006	1.88 ± 0.11	3.20 ± 0.32	2.27 ± 0.25
2007	1.96 ± 0.19	3.53 ± 0.49	2.14 ± 0.37
2008	1.80 ± 0.14	3.69 ± 0.38	1.89 ± 0.25
2009	1.48 ± 0.27	3.51 ± 0.76	1.62 ± 0.46
2010	1.94 ± 0.17	3.35 ± 0.40	2.24 ± 0.35
2011	1.89 ± 0.19	3.56 ± 0.54	2.05 ± 0.38
2012	1.93 ± 0.18	4.75 ± 0.50	1.57 ± 0.22
2013	1.78 ± 0.09	4.12 ± 0.26	1.64 ± 0.14
2014	1.78 ± 0.08	3.96 ± 0.23	1.73 ± 0.13
2015	1.86 ± 0.13	4.30 ± 0.38	1.67 ± 0.20
2017	1.51 ± 0.22	2.56 ± 0.57	2.28 ± 0.61
2018	1.94 ± 0.15	4.11 ± 0.39	1.83 ± 0.23
2019	1.65 ± 0.08	3.60 ± 0.23	1.77 ± 0.16

TABLE C.3 – Table de valeurs des flux en $\times 10^{12} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, intégrés entre 1 et 10 TeV, données HAP-hd reconstruites avec au moins 4 télescopes. L'année 2016 est absente faute de données retenues.

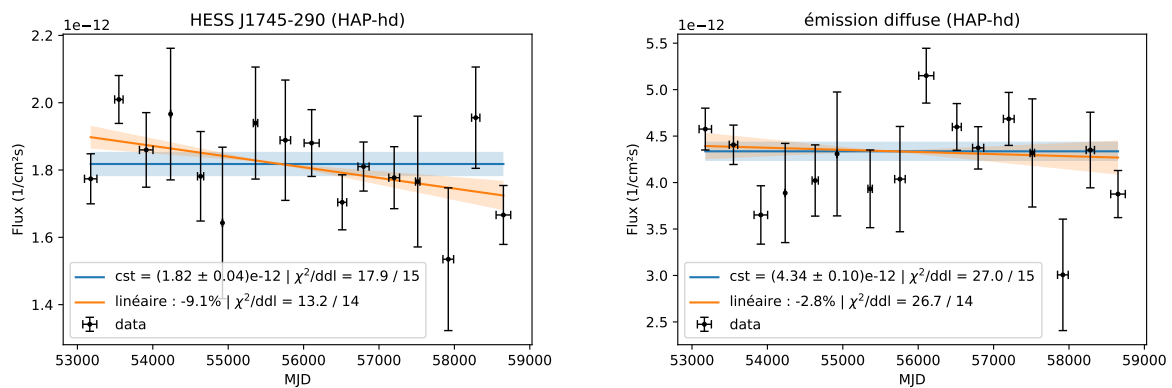


FIGURE C.4 – Courbes de lumière de HESS J1745-290 sans recalibration, et de l'émission diffuse pour les données HAP-hd (3 télescopes ou plus).

Année	HESS J1745-290 (non-recalibré)	Émission diffuse	HESS J1745-290 (recalibré)
2004	1.77 ± 0.07	4.57 ± 0.22	1.68 ± 0.11
2005	2.01 ± 0.07	4.40 ± 0.21	1.98 ± 0.12
2006	1.86 ± 0.11	3.65 ± 0.31	2.21 ± 0.34
2007	1.96 ± 0.19	3.88 ± 0.53	2.19 ± 0.37
2008	1.78 ± 0.13	4.02 ± 0.38	1.92 ± 0.24
2009	1.64 ± 0.22	4.30 ± 0.66	1.65 ± 0.34
2010	1.94 ± 0.16	3.93 ± 0.42	2.14 ± 0.29
2011	1.89 ± 0.18	4.03 ± 0.56	2.03 ± 0.34
2012	1.88 ± 0.10	5.15 ± 0.29	1.58 ± 0.13
2013	1.70 ± 0.08	4.59 ± 0.25	1.60 ± 0.12
2014	1.81 ± 0.07	4.37 ± 0.23	1.79 ± 0.12
2015	1.77 ± 0.09	4.68 ± 0.28	1.64 ± 0.13
2016	1.76 ± 0.19	4.32 ± 0.58	1.77 ± 0.31
2017	1.53 ± 0.21	3.00 ± 0.60	2.21 ± 0.54
2018	1.95 ± 0.15	4.35 ± 0.40	1.94 ± 0.24
2019	1.66 ± 0.08	3.87 ± 0.25	1.86 ± 0.1

TABLE C.4 – Table de valeurs des flux en $\times 10^{12} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, intégrés entre 1 et 10 TeV, données HAP-hd reconstruites avec 3 télescopes ou plus

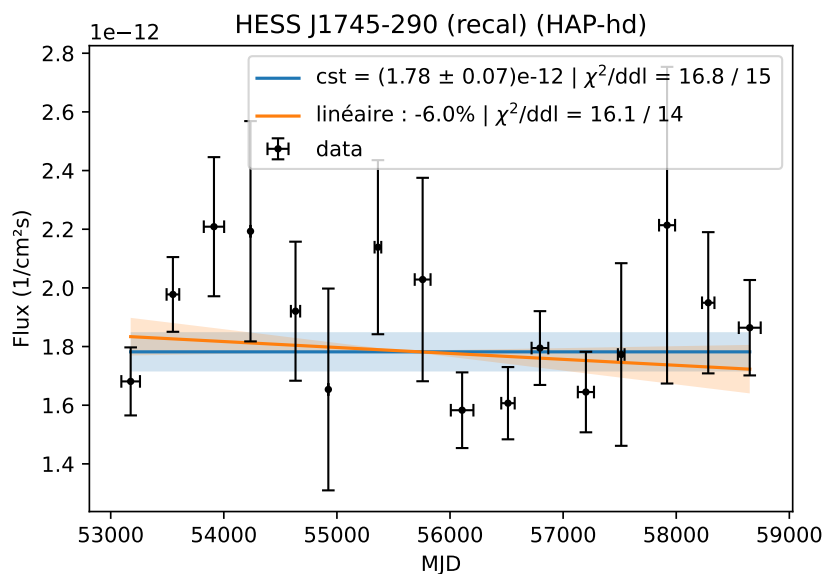


FIGURE C.5 – Courbe de lumière de HESS J1745-290 avec recalibration pour les données HAP-hd (3 télescopes ou plus).

Bibliographie

- AAB, A. et al. (nov. 2018). “Large-scale Cosmic-Ray Anisotropies above 4 EeV Measured by the Pierre Auger Observatory”. In : *Astrophysical Journal* 868.1, 4, p. 4. DOI : [10.3847/1538-4357/aae689](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aae689). arXiv : [1808.03579](https://arxiv.org/abs/1808.03579) [[astro-ph.HE](#)].
- AAB, A. et al. (sept. 2020). “Features of the Energy Spectrum of Cosmic Rays above 2.5×10^{18} eV Using the Pierre Auger Observatory”. In : *Physical Review Letters* 125.12, 121106, p. 121106. DOI : [10.1103/PhysRevLett.125.121106](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.125.121106). arXiv : [2008.06488](https://arxiv.org/abs/2008.06488) [[astro-ph.HE](#)].
- ABDALLA, H. et al. (nov. 2019). “A very-high-energy component deep in the γ -ray burst afterglow”. In : *Nature* 575.7783, p. 464-467. DOI : [10.1038/s41586-019-1743-9](https://doi.org/10.1038/s41586-019-1743-9). arXiv : [1911.08961](https://arxiv.org/abs/1911.08961) [[astro-ph.HE](#)].
- ABDALLA, H. et al. (sept. 2021). “Evidence of 100 TeV γ -ray emission from “HESS J1702-420 : A new PeVatron candidate”. In : *Astronomy and Astrophysics* 653, A152, A152. DOI : [10.1051/0004-6361/202140962](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202140962). arXiv : [2106.06405](https://arxiv.org/abs/2106.06405) [[astro-ph.HE](#)].
- ABDO, A. A. et al. (juin 2009). “The Large-Scale Cosmic-Ray Anisotropy as Observed with Milagro”. In : *Astrophysical Journal* 698.2, p. 2121-2130. DOI : [10.1088/0004-637X/698/2/2121](https://doi.org/10.1088/0004-637X/698/2/2121). arXiv : [0806.2293](https://arxiv.org/abs/0806.2293) [[astro-ph](#)].
- ABDO, A. A. et al. (juin 2010). “Fermi Large Area Telescope First Source Catalog”. In : *Astrophysical Journal, Supplements* 188.2, p. 405-436. DOI : [10.1088/0067-0049/188/2/405](https://doi.org/10.1088/0067-0049/188/2/405). arXiv : [1002.2280](https://arxiv.org/abs/1002.2280) [[astro-ph.HE](#)].
- ABDOLLAHI, S. et al. (mar. 2020). “Fermi Large Area Telescope Fourth Source Catalog”. In : *Astrophysical Journal, Supplements* 247.1, 33, p. 33. DOI : [10.3847/1538-4365/ab6bcb](https://doi.org/10.3847/1538-4365/ab6bcb). arXiv : [1902.10045](https://arxiv.org/abs/1902.10045) [[astro-ph.HE](#)].
- ABRAMOWSKI, A. et al. (déc. 2014). “Diffuse Galactic gamma-ray emission with H.E.S.S.” In : *Physical Review D* 90.12, 122007, p. 122007. DOI : [10.1103/PhysRevD.90.122007](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.90.122007). arXiv : [1411.7568](https://arxiv.org/abs/1411.7568) [[astro-ph.HE](#)].
- ACERO, F. et al. (mar. 2010). “Localizing the VHE γ -ray source at the Galactic Centre”. In : *Monthly Notices of the RAS* 402.3, p. 1877-1882. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2009.16014.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.16014.x). arXiv : [0911.1912](https://arxiv.org/abs/0911.1912) [[astro-ph.GA](#)].
- ACERO, F. et al. (juin 2015). “Fermi Large Area Telescope Third Source Catalog”. In : *Astrophysical Journal, Supplements* 218.2, 23, p. 23. DOI : [10.1088/0067-0049/218/2/23](https://doi.org/10.1088/0067-0049/218/2/23). arXiv : [1501.02003](https://arxiv.org/abs/1501.02003) [[astro-ph.HE](#)].
- ACKERMANN, M. et al. (sept. 2014). “The Spectrum and Morphology of the Fermi Bubbles”. In : *Astrophysical Journal* 793.1, 64, p. 64. DOI : [10.1088/0004-637X/793/1/64](https://doi.org/10.1088/0004-637X/793/1/64). arXiv : [1407.7905](https://arxiv.org/abs/1407.7905) [[astro-ph.HE](#)].
- ACKERMANN, M. et al. (mai 2017). “The Fermi Galactic Center GeV Excess and Implications for Dark Matter”. In : *Astrophysical Journal* 840.1, 43, p. 43. DOI : [10.3847/1538-4357/aa6cab](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa6cab). arXiv : [1704.03910](https://arxiv.org/abs/1704.03910) [[astro-ph.HE](#)].
- ACTIS, M. et al. (déc. 2011). “Design concepts for the Cherenkov Telescope Array CTA : an advanced facility for ground-based high-energy gamma-ray astronomy”. In : *Experimental Astronomy* 32.3, p. 193-316. DOI : [10.1007/s10686-011-9247-0](https://doi.org/10.1007/s10686-011-9247-0). arXiv : [1008.3703](https://arxiv.org/abs/1008.3703) [[astro-ph.IM](#)].
- ADAMS, C. B. et al. (juin 2021). “VERITAS Observations of the Galactic Center Region at Multi-TeV Gamma-Ray Energies”. In : *Astrophysical Journal* 913.2, 115, p. 115. DOI : [10.3847/1538-4357/abf926](https://doi.org/10.3847/1538-4357/abf926). arXiv : [2104.12735](https://arxiv.org/abs/2104.12735) [[astro-ph.HE](#)].

- AHARONIAN, F. et A. NERONOV (jan. 2005a). “High-Energy Gamma Rays from the Massive Black Hole in the Galactic Center”. In : *Astrophysical Journal* 619.1, p. 306-313. DOI : [10.1086/426426](https://doi.org/10.1086/426426). arXiv : [astro-ph/0408303](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0408303) [[astro-ph](#)].
- AHARONIAN, F. et al. (nov. 2004a). “Calibration of cameras of the H.E.S.S. detector”. In : *Astroparticle Physics* 22.2, p. 109-125. DOI : [10.1016/j.astropartphys.2004.06.006](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2004.06.006).
- AHARONIAN, F. et al. (oct. 2004b). “Very high energy gamma rays from the direction of Sagittarius A*”. In : *Astronomy and Astrophysics* 425, p. L13-L17. DOI : [10.1051/0004-6361:200400055](https://doi.org/10.1051/0004-6361:200400055). arXiv : [astro-ph/0406658](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0406658) [[astro-ph](#)].
- AHARONIAN, F. et al. (fév. 2005b). “H.E.S.S. observations of PKS 2155-304”. In : *Astronomy and Astrophysics* 430, p. 865-875. DOI : [10.1051/0004-6361:20041853](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20041853). arXiv : [astro-ph/0411582](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0411582) [[astro-ph](#)].
- AHARONIAN, F. et al. (mar. 2005c). “Very high energy gamma rays from the composite SNR G 0.9+0.1”. In : *Astronomy and Astrophysics* 432.2, p. L25-L29. DOI : [10.1051/0004-6361:200500022](https://doi.org/10.1051/0004-6361:200500022). arXiv : [astro-ph/0501265](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0501265) [[astro-ph](#)].
- AHARONIAN, F. et al. (fév. 2006a). “Discovery of very-high-energy γ -rays from the Galactic Centre ridge”. In : *Nature* 439.7077, p. 695-698. DOI : [10.1038/nature04467](https://doi.org/10.1038/nature04467). arXiv : [astro-ph/0603021](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0603021) [[astro-ph](#)].
- AHARONIAN, F. et al. (déc. 2006b). “HESS Observations of the Galactic Center Region and Their Possible Dark Matter Interpretation”. In : *Physical Review Letters* 97.22, 221102, p. 221102. DOI : [10.1103/PhysRevLett.97.221102](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.221102). arXiv : [astro-ph/0610509](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0610509) [[astro-ph](#)].
- AHARONIAN, F. et al. (oct. 2006c). “Observations of the Crab nebula with HESS”. In : *Astronomy and Astrophysics* 457.3, p. 899-915. DOI : [10.1051/0004-6361:20065351](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20065351). arXiv : [astro-ph/0607333](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0607333) [[astro-ph](#)].
- AHARONIAN, F. et al. (août 2007). “An Exceptional Very High Energy Gamma-Ray Flare of PKS 2155-304”. In : *Astrophysical Journal, Letters* 664.2, p. L71-L74. DOI : [10.1086/520635](https://doi.org/10.1086/520635). arXiv : [0706.0797](https://arxiv.org/abs/0706.0797) [[astro-ph](#)].
- AHARONIAN, F. et al. (sept. 2008a). “High energy astrophysics with ground-based gamma ray detectors”. In : *Reports on Progress in Physics* 71.9, 096901, p. 096901. DOI : [10.1088/0034-4885/71/9/096901](https://doi.org/10.1088/0034-4885/71/9/096901).
- AHARONIAN, F. et al. (déc. 2008b). “Simultaneous HESS and Chandra observations of Sagittarius A^{star} during an X-ray flare”. In : *Astronomy and Astrophysics* 492.1, p. L25-L28. DOI : [10.1051/0004-6361:200810912](https://doi.org/10.1051/0004-6361:200810912). arXiv : [0812.3762](https://arxiv.org/abs/0812.3762) [[astro-ph](#)].
- AHARONIAN, F. et al. (sept. 2009). “Spectrum and variability of the Galactic center VHE γ -ray source HESS J1745-290”. In : *Astronomy and Astrophysics* 503.3, p. 817-825. DOI : [10.1051/0004-6361/200811569](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200811569). arXiv : [0906.1247](https://arxiv.org/abs/0906.1247) [[astro-ph.GA](#)].
- AHARONIAN, F. A., S. V. BOGOVALOV et D. KHANGULYAN (fév. 2012). “Abrupt acceleration of a ‘cold’ ultrarelativistic wind from the Crab pulsar”. In : *Nature* 482.7386, p. 507-509. DOI : [10.1038/nature10793](https://doi.org/10.1038/nature10793).
- AHARONIAN, F. et A. NERONOV (nov. 2005d). “TeV Gamma Rays From the Galactic Center Direct and Indirect Links to the Massive Black Hole in Sgr A”. In : *Astrophysics and Space Science* 300.1-3, p. 255-265. DOI : [10.1007/s10509-005-1209-4](https://doi.org/10.1007/s10509-005-1209-4).
- AHARONIAN, F., R. YANG et E. DE OÑA WILHELMI (mar. 2019). “Massive stars as major factories of Galactic cosmic rays”. In : *Nature Astronomy* 3, p. 561-567. DOI : [10.1038/s41550-019-0724-0](https://doi.org/10.1038/s41550-019-0724-0). arXiv : [1804.02331](https://arxiv.org/abs/1804.02331) [[astro-ph.HE](#)].
- AHNEN, M. L. et al. (mai 2017). “Observations of Sagittarius A* during the pericenter passage of the G2 object with MAGIC”. In : *Astronomy and Astrophysics* 601, A33, A33. DOI : [10.1051/0004-6361/201629355](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629355). arXiv : [1611.07095](https://arxiv.org/abs/1611.07095) [[astro-ph.HE](#)].
- ALBERT, J. et al. (fév. 2006). “Observation of Gamma Rays from the Galactic Center with the MAGIC Telescope”. In : *Astrophysical Journal, Letters* 638.2, p. L101-L104. DOI : [10.1086/501164](https://doi.org/10.1086/501164). arXiv : [astro-ph/0512469](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0512469) [[astro-ph](#)].

- ARCHER, A. et al. (août 2014). “Very-high Energy Observations of the Galactic Center Region by VERITAS in 2010-2012”. In : *Astrophysical Journal* 790.2, 149, p. 149. DOI : [10.1088/0004-637X/790/2/149](https://doi.org/10.1088/0004-637X/790/2/149). arXiv : [1406.6383](https://arxiv.org/abs/1406.6383) [astro-ph.HE].
- ATOYAN, A. et C. D. DERMER (déc. 2004). “TeV Emission from the Galactic Center Black Hole Plerion”. In : *Astrophysical Journal, Letters* 617.2, p. L123-L126. DOI : [10.1086/427390](https://doi.org/10.1086/427390). arXiv : [astro-ph/0410243](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0410243) [astro-ph].
- BAGANOFF, F. K. et al. (sept. 2001). “Rapid X-ray flaring from the direction of the supermassive black hole at the Galactic Centre”. In : *Nature* 413.6851, p. 45-48. DOI : [10.1038/35092510](https://doi.org/10.1038/35092510). arXiv : [astro-ph/0109367](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0109367) [astro-ph].
- BAGANOFF, F. K. et al. (juil. 2003). “Chandra X-Ray Spectroscopic Imaging of Sagittarius A* and the Central Parsec of the Galaxy”. In : *Astrophysical Journal* 591.2, p. 891-915. DOI : [10.1086/375145](https://doi.org/10.1086/375145). arXiv : [astro-ph/0102151](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0102151) [astro-ph].
- BALICK, B. et R. L. BROWN (déc. 1974). “Intense sub-arcsecond structure in the galactic center.” In : *Astrophysical Journal* 194, p. 265-270. DOI : [10.1086/153242](https://doi.org/10.1086/153242).
- BALLANTYNE, D. R., M. SCHUMANN et B. FORD (jan. 2011). “Modelling the time-dependence of the TeV γ -ray source at the Galactic Centre”. In : *Monthly Notices of the RAS* 410.3, p. 1521-1526. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2010.17533.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.17533.x). arXiv : [1008.2661](https://arxiv.org/abs/1008.2661) [astro-ph.HE].
- BALLANTYNE, D. R. et al. (mar. 2007). “A Possible Link between the Galactic Center HESS Source and Sagittarius A*.” In : *Astrophysical Journal, Letters* 657.1, p. L13-L16. DOI : [10.1086/513103](https://doi.org/10.1086/513103). arXiv : [astro-ph/0701709](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0701709) [astro-ph].
- BALLY, J. et al. (sept. 2010). “The Bolocam Galactic Plane Survey : $\lambda = 1.1$ and 0.35 mm Dust Continuum Emission in the Galactic Center Region”. In : *Astrophysical Journal* 721.1, p. 137-163. DOI : [10.1088/0004-637X/721/1/137](https://doi.org/10.1088/0004-637X/721/1/137). arXiv : [1011.0932](https://arxiv.org/abs/1011.0932) [astro-ph.GA].
- BARRAU, A. et al. (oct. 1998). “The CAT imaging telescope for very-high-energy gamma-ray astronomy.” In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 416.2, p. 278-292. DOI : [10.1016/S0168-9002\(98\)00749-9](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(98)00749-9). arXiv : [astro-ph/9804046](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9804046) [astro-ph].
- BECHERINI, Y. et al. (juil. 2011). “A new analysis strategy for detection of faint γ -ray sources with Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes”. In : *Astroparticle Physics* 34.12, p. 858-870. DOI : [10.1016/j.astropartphys.2011.03.005](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2011.03.005). arXiv : [1104.5359](https://arxiv.org/abs/1104.5359) [astro-ph.HE].
- BECKER TJUS, J. et al. (juil. 2022). “Implications from 3D modeling of gamma-ray signatures in the Galactic Center Region”. In : *arXiv e-prints*, arXiv :2207.08097, arXiv :2207.08097. arXiv : [2207.08097](https://arxiv.org/abs/2207.08097) [astro-ph.HE].
- BECKLIN, E. E. et G. NEUGEBAUER (jan. 1968). “Infrared Observations of the Galactic Center”. In : *Astrophysical Journal* 151, p. 145. DOI : [10.1086/149425](https://doi.org/10.1086/149425).
- BEDNAREK, W. et T. SOBCHAK (août 2013). “Gamma-rays from millisecond pulsar population within the central stellar cluster in the galactic centre.” In : *Monthly Notices of the RAS* 435, p. L14-L18. DOI : [10.1093/mnrasl/slt084](https://doi.org/10.1093/mnrasl/slt084). arXiv : [1306.4760](https://arxiv.org/abs/1306.4760) [astro-ph.HE].
- BELL, A. R. (jan. 1978). “The acceleration of cosmic rays in shock fronts - I.” In : *Monthly Notices of the RAS* 182, p. 147-156. DOI : [10.1093/mnras/182.2.147](https://doi.org/10.1093/mnras/182.2.147).
- (mar. 2013). “Cosmic ray acceleration”. In : *Astroparticle Physics* 43, p. 56-70. DOI : [10.1016/j.astropartphys.2012.05.022](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2012.05.022).
- BENJAMIN, R. A. (mai 2008). “The Spiral Structure of the Galaxy : Something Old, Something New...” In : *Massive Star Formation : Observations Confront Theory*. Sous la dir. de H. BEUTHER, H. LINZ et T. HENNING. T. 387. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, p. 375.
- BEREZHKO, E. G. et D. C. ELLISON (nov. 1999). “A Simple Model of Nonlinear Diffusive Shock Acceleration”. In : *Astrophysical Journal* 526.1, p. 385-399. DOI : [10.1086/307993](https://doi.org/10.1086/307993).
- BEREZINSKII, V. S. et al. (1990). *Astrophysics of cosmic rays*.
- BERGE, D., S. FUNK et J. HINTON (mai 2007). “Background modelling in very-high-energy γ -ray astronomy”. In : *Astronomy and Astrophysics* 466.3, p. 1219-1229. DOI : [10.1051/0004-6361:20066674](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20066674). arXiv : [astro-ph/0610959](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0610959) [astro-ph].

- BONDI, H. (jan. 1952). “On spherically symmetrical accretion”. In : *Monthly Notices of the RAS* 112, p. 195. DOI : [10.1093/mnras/112.2.195](https://doi.org/10.1093/mnras/112.2.195).
- BORDOLOI, R. et al. (jan. 2017). “Mapping the Nuclear Outflow of the Milky Way : Studying the Kinematics and Spatial Extent of the Northern Fermi Bubble”. In : *Astrophysical Journal* 834.2, 191, p. 191. DOI : [10.3847/1538-4357/834/2/191](https://doi.org/10.3847/1538-4357/834/2/191). arXiv : [1612.01578](https://arxiv.org/abs/1612.01578) [astro-ph.GA].
- BOSE, D. et al. (jan. 2022). “Galactic and extragalactic sources of very high energy gamma rays”. In : *European Physical Journal Special Topics* 231.1, p. 27-66. DOI : [10.1140/epjs/s11734-022-00434-8](https://doi.org/10.1140/epjs/s11734-022-00434-8). arXiv : [2201.06789](https://arxiv.org/abs/2201.06789) [astro-ph.HE].
- BOUFFARD, É. et al. (oct. 2019). “No Sign of G2’s Encounter Affecting Sgr A*’s X-Ray Flaring Rate from Chandra Observations”. In : *Astrophysical Journal* 884.2, 148, p. 148. DOI : [10.3847/1538-4357/ab4266](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab4266). arXiv : [1909.02175](https://arxiv.org/abs/1909.02175) [astro-ph.GA].
- BOWER, G. C. et al. (juil. 2014). “The Intrinsic Two-dimensional Size of Sagittarius A*”. In : *Astrophysical Journal* 790.1, 1, p. 1. DOI : [10.1088/0004-637X/790/1/1](https://doi.org/10.1088/0004-637X/790/1/1). arXiv : [1405.1456](https://arxiv.org/abs/1405.1456) [astro-ph.HE].
- BREMER, M. et al. (août 2011). “The near-infrared spectral index of Sagittarius A* derived from Ks- and H-band flare statistics”. In : *Astronomy and Astrophysics* 532, A26, A26. DOI : [10.1051/0004-6361/201016134](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201016134).
- BÜCHELE, M. (2021). “Novel Methods for an established System : Moonlight Observations and Deep Learning Data Analysis with H.E.S.S”. Theses. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg. URL : <https://ecap.nat.fau.de/index.php/research/publications/theses/>.
- CAFARDO, F., R. NEMMEN et FERMI LAT COLLABORATION (sept. 2021). “Fermi-LAT Observations of Sagittarius A* : Imaging Analysis”. In : *Astrophysical Journal* 918.1, 30, p. 30. DOI : [10.3847/1538-4357/ac0efe](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac0efe). arXiv : [2107.00756](https://arxiv.org/abs/2107.00756) [astro-ph.HE].
- CASH, W. (mar. 1979). “Parameter estimation in astronomy through application of the likelihood ratio.” In : *Astrophysical Journal* 228, p. 939-947. DOI : [10.1086/156922](https://doi.org/10.1086/156922).
- CHALME-CALVET, R., M. DE NAUROIS et J. P. TAVERNET (mar. 2014). “Muon efficiency of the H.E.S.S. telescope”. In : *arXiv e-prints*, arXiv :1403.4550, arXiv :1403.4550. arXiv : [1403.4550](https://arxiv.org/abs/1403.4550) [astro-ph.IM].
- CHERENKOV TELESCOPE ARRAY CONSORTIUM et al. (2019). *Science with the Cherenkov Telescope Array*. DOI : [10.1142/10986](https://doi.org/10.1142/10986).
- CHERNYAKOVA, M. et D. MALYSHEV (déc. 2020). “Gamma-ray binaries”. In : *Multifrequency Behaviour of High Energy Cosmic Sources - XIII. 3-8 June 2019. Palermo*, p. 45. DOI : [10.22323/1.362.0045](https://doi.org/10.22323/1.362.0045). arXiv : [2006.03615](https://arxiv.org/abs/2006.03615) [astro-ph.HE].
- CHERNYAKOVA, M. et al. (jan. 2011). “The High-energy, Arcminute-scale Galactic Center Gamma-ray Source”. In : *Astrophysical Journal* 726.2, 60, p. 60. DOI : [10.1088/0004-637X/726/2/60](https://doi.org/10.1088/0004-637X/726/2/60). arXiv : [1009.2630](https://arxiv.org/abs/1009.2630) [astro-ph.HE].
- CHERNYAKOVA, M. et al. (nov. 2019). “Overview of non-transient γ -ray binaries and prospects for the Cherenkov Telescope Array”. In : *Astronomy and Astrophysics* 631, A177, A177. DOI : [10.1051/0004-6361/201936501](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201936501). arXiv : [1909.11018](https://arxiv.org/abs/1909.11018) [astro-ph.HE].
- CHERNYSHOV, D. O. et al. (août 2018). “Time Variability of Equivalent Width of 6.4 keV Line from the Arches Complex : Reflected X-Rays or Charged Particles ?” In : *Astrophysical Journal* 863.1, 85, p. 85. DOI : [10.3847/1538-4357/aad091](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aad091). arXiv : [1807.00526](https://arxiv.org/abs/1807.00526) [astro-ph.HE].
- CHRISTOPHER, M. H. et al. (mar. 2005). “HCN and HCO⁺ Observations of the Galactic Circumnuclear Disk”. In : *Astrophysical Journal* 622.1, p. 346-365. DOI : [10.1086/427911](https://doi.org/10.1086/427911). arXiv : [astro-ph/0502532](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0502532) [astro-ph].
- CHUARD, D. et al. (fév. 2018). “Glimpses of the past activity of Sgr A* inferred from X-ray echoes in Sgr C”. In : *Astronomy and Astrophysics* 610, A34, A34. DOI : [10.1051/0004-6361/201731864](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201731864). arXiv : [1712.02678](https://arxiv.org/abs/1712.02678) [astro-ph.HE].
- CHUARD, D. (nov. 2018). “Echos X dans la zone moléculaire centrale. Une histoire de l’activité du trou noir galactique au cours du dernier millénaire”. Theses. Université Sorbonne Paris Cité. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-02464914>.

- CHURAZOV, E. et al. (juin 2017). “Polarization and long-term variability of Sgr A* X-ray echo”. In : *Monthly Notices of the RAS* 468.1, p. 165-179. DOI : [10.1093/mnras/stx443](https://doi.org/10.1093/mnras/stx443). arXiv : [1612.00180](https://arxiv.org/abs/1612.00180) [astro-ph.HE].
- CHUSS, D. T. et al. (déc. 2003). “Magnetic Fields in Cool Clouds within the Central 50 Parsecs of the Galaxy”. In : *Astrophysical Journal* 599.2, p. 1116-1128. DOI : [10.1086/379538](https://doi.org/10.1086/379538).
- CLAVEL, M. et al. (oct. 2013). “Echoes of multiple outbursts of Sagittarius A* revealed by Chandra”. In : *Astronomy and Astrophysics* 558, A32, A32. DOI : [10.1051/0004-6361/201321667](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201321667). arXiv : [1307.3954](https://arxiv.org/abs/1307.3954) [astro-ph.HE].
- CLAVEL, M. et al. (déc. 2014). “Modeling the propagation of Sagittarius A*'s past activity”. In : *SF2A-2014 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*. Sous la dir. de J. BALLEET et al., p. 85-88.
- CLAVEL, M. (sept. 2014). “Activité du trou noir supermassif au centre de la Galaxie”. Theses. Université Paris Sud - Paris XI. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01136256>.
- COIL, A. L. et P. T. P. HO (avr. 2000). “The Dynamics of Molecular Material within 15 PARSECS of the Galactic Center”. In : *Astrophysical Journal* 533.1, p. 245-259. DOI : [10.1086/308650](https://doi.org/10.1086/308650). arXiv : [astro-ph/9910043](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9910043) [astro-ph].
- CROCKER, R. M. et al. (jan. 2010). “A lower limit of 50 microgauss for the magnetic field near the Galactic Centre”. In : *Nature* 463.7277, p. 65-67. DOI : [10.1038/nature08635](https://doi.org/10.1038/nature08635). arXiv : [1001.1275](https://arxiv.org/abs/1001.1275) [astro-ph.GA].
- CUADRA, J., S. NAYAKSHIN et Q. D. WANG (juin 2015). “The role of feedback in accretion on low-luminosity AGN : Sgr A* case study”. In : *Monthly Notices of the RAS* 450.1, p. 277-287. DOI : [10.1093/mnras/stv584](https://doi.org/10.1093/mnras/stv584). arXiv : [1503.02745](https://arxiv.org/abs/1503.02745) [astro-ph.HE].
- DAHMEN, G. et al. (mar. 1998). “Molecular gas in the Galactic center region. II. Gas mass and $N_2 = H_2/I_{\hat{1}2}CO$ conversion based on a $C(18)O(J = 1 \rightarrow 0)$ survey”. In : *Astronomy and Astrophysics* 331, p. 959-976. arXiv : [astro-ph/9711117](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9711117) [astro-ph].
- DE NAUROIS, M. et L. ROLLAND (déc. 2009). “A high performance likelihood reconstruction of γ -rays for imaging atmospheric Cherenkov telescopes”. In : *Astroparticle Physics* 32.5, p. 231-252. DOI : [10.1016/j.astropartphys.2009.09.001](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2009.09.001). arXiv : [0907.2610](https://arxiv.org/abs/0907.2610) [astro-ph.IM].
- DEIL, C. et al. (jan. 2017). “Gammapy - A prototype for the CTA science tools”. In : *35th International Cosmic Ray Conference (ICRC2017)*. T. 301. International Cosmic Ray Conference, p. 766. arXiv : [1709.01751](https://arxiv.org/abs/1709.01751) [astro-ph.IM].
- DEXTER, J. et al. (août 2014). “An 8 h characteristic time-scale in submillimetre light curves of Sagittarius A*”. In : *Monthly Notices of the RAS* 442.3, p. 2797-2808. DOI : [10.1093/mnras/stu1039](https://doi.org/10.1093/mnras/stu1039). arXiv : [1308.5968](https://arxiv.org/abs/1308.5968) [astro-ph.HE].
- DO, T. et al. (fév. 2009). “A Near-Infrared Variability Study of the Galactic Black Hole : A Red Noise Source with NO Detected Periodicity”. In : *Astrophysical Journal* 691.2, p. 1021-1034. DOI : [10.1088/0004-637X/691/2/1021](https://doi.org/10.1088/0004-637X/691/2/1021). arXiv : [0810.0446](https://arxiv.org/abs/0810.0446) [astro-ph].
- DOBLER, G. et D. P. FINKBEINER (juin 2008). “Extended Anomalous Foreground Emission in the WMAP Three-Year Data”. In : *Astrophysical Journal* 680.2, p. 1222-1234. DOI : [10.1086/587862](https://doi.org/10.1086/587862). arXiv : [0712.1038](https://arxiv.org/abs/0712.1038) [astro-ph].
- DODDS-EDEN, K. et al. (juin 2009). “Evidence for X-Ray Synchrotron Emission from Simultaneous Mid-Infrared to X-Ray Observations of a Strong Sgr A* Flare”. In : *Astrophysical Journal* 698.1, p. 676-692. DOI : [10.1088/0004-637X/698/1/676](https://doi.org/10.1088/0004-637X/698/1/676). arXiv : [0903.3416](https://arxiv.org/abs/0903.3416) [astro-ph.GA].
- DRAKE, F. D. (jan. 1959). “A high-resolution radio study of the galactic center.” In : *Astronomical Journal* 64, p. 329-329. DOI : [10.1086/108026](https://doi.org/10.1086/108026).
- EATOUGH, R. P. et al. (sept. 2013). “A strong magnetic field around the supermassive black hole at the centre of the Galaxy”. In : *Nature* 501.7467, p. 391-394. DOI : [10.1038/nature12499](https://doi.org/10.1038/nature12499). arXiv : [1308.3147](https://arxiv.org/abs/1308.3147) [astro-ph.GA].
- ENGEL, K. et al. (mar. 2022). “The Future of Gamma-Ray Experiments in the MeV-EeV Range”. In : *arXiv e-prints*, arXiv :2203.07360, arXiv :2203.07360. arXiv : [2203.07360](https://arxiv.org/abs/2203.07360) [astro-ph.HE].

- EVENT HORIZON TELESCOPE COLLABORATION et al. (mai 2022). “First Sagittarius A* Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole in the Center of the Milky Way”. In : *Astrophysical Journal, Letters* 930.2, L12, p. L12. DOI : [10.3847/2041-8213/ac6674](https://doi.org/10.3847/2041-8213/ac6674).
- FATUZZO, M. et F. MELIA (sept. 2012). “Diffusive Cosmic-Ray Acceleration in Sagittarius A*”. In : *Astrophysical Journal, Letters* 757.1, L16, p. L16. DOI : [10.1088/2041-8205/757/1/L16](https://doi.org/10.1088/2041-8205/757/1/L16). arXiv : [1208.4658](https://arxiv.org/abs/1208.4658) [[astro-ph.GA](#)].
- FERMI, E. (avr. 1949). “On the Origin of the Cosmic Radiation”. In : *Physical Review* 75.8, p. 1169-1174. DOI : [10.1103/PhysRev.75.1169](https://doi.org/10.1103/PhysRev.75.1169).
- FERRIÈRE, K. (avr. 2012). “Interstellar gas within ~ 10 pc of Sagittarius A*”. In : *Astronomy and Astrophysics* 540, A50, A50. DOI : [10.1051/0004-6361/201117181](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117181). arXiv : [1201.6031](https://arxiv.org/abs/1201.6031) [[astro-ph.GA](#)].
- FERRIÈRE, K., W. GILLARD et P. JEAN (mai 2007). “Spatial distribution of interstellar gas in the innermost 3 kpc of our galaxy”. In : *Astronomy and Astrophysics* 467.2, p. 611-627. DOI : [10.1051/0004-6361:20066992](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20066992). arXiv : [astro-ph/0702532](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0702532) [[astro-ph](#)].
- FERRIÈRE, K. (août 2011). “The interstellar magnetic field near the Galactic center”. In : *Astrophysical Dynamics : From Stars to Galaxies*. Sous la dir. de N. H. BRUMMELL et al. T. 271, p. 170-178. DOI : [10.1017/S1743921311017583](https://doi.org/10.1017/S1743921311017583).
- FIGER, D. F. et al. (nov. 1999). “Hubble Space Telescope/NICMOS Observations of Massive Stellar Clusters near the Galactic Center”. In : *Astrophysical Journal* 525.2, p. 750-758. DOI : [10.1086/307937](https://doi.org/10.1086/307937). arXiv : [astro-ph/9906299](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9906299) [[astro-ph](#)].
- FINKBEINER, D. P. (oct. 2004). “Microwave Interstellar Medium Emission Observed by the Wilkinson Microwave Anisotropy Probe”. In : *Astrophysical Journal* 614.1, p. 186-193. DOI : [10.1086/423482](https://doi.org/10.1086/423482). arXiv : [astro-ph/0311547](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0311547) [[astro-ph](#)].
- FISH, V. L. et al. (fév. 2011). “1.3 mm Wavelength VLBI of Sagittarius A* : Detection of Time-variable Emission on Event Horizon Scales”. In : *Astrophysical Journal, Letters* 727.2, L36, p. L36. DOI : [10.1088/2041-8205/727/2/L36](https://doi.org/10.1088/2041-8205/727/2/L36). arXiv : [1011.2472](https://arxiv.org/abs/1011.2472) [[astro-ph.GA](#)].
- FUNK, S. et al. (nov. 2004). “The trigger system of the H.E.S.S. telescope array”. In : *Astroparticle Physics* 22.3-4, p. 285-296. DOI : [10.1016/j.astropartphys.2004.08.001](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2004.08.001). arXiv : [astro-ph/0408375](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0408375) [[astro-ph](#)].
- FUNK, S. (oct. 2015). “Ground- and Space-Based Gamma-Ray Astronomy”. In : *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 65, p. 245-277. DOI : [10.1146/annurev-nucl-102014-022036](https://doi.org/10.1146/annurev-nucl-102014-022036). arXiv : [1508.05190](https://arxiv.org/abs/1508.05190) [[astro-ph.HE](#)].
- GAGGERO, D. et al. (déc. 2015). “Towards a realistic astrophysical interpretation of the gamma-ray Galactic center excess”. In : *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2015.12, p. 056-056. DOI : [10.1088/1475-7516/2015/12/056](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2015/12/056). arXiv : [1507.06129](https://arxiv.org/abs/1507.06129) [[astro-ph.HE](#)].
- GALBRAITH, W. et J. V. JELLEY (fév. 1953). “Light Pulses from the Night Sky associated with Cosmic Rays”. In : *Nature* 171.4347, p. 349-350. DOI : [10.1038/171349a0](https://doi.org/10.1038/171349a0).
- GENZEL, R. et al. (oct. 2003). “Near-infrared flares from accreting gas around the supermassive black hole at the Galactic Centre”. In : *Nature* 425.6961, p. 934-937. DOI : [10.1038/nature02065](https://doi.org/10.1038/nature02065). arXiv : [astro-ph/0310821](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0310821) [[astro-ph](#)].
- GENZEL, R., F. EISENHAEUER et S. GILLESSEN (oct. 2010). “The Galactic Center massive black hole and nuclear star cluster”. In : *Reviews of Modern Physics* 82.4, p. 3121-3195. DOI : [10.1103/RevModPhys.82.3121](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.82.3121). arXiv : [1006.0064](https://arxiv.org/abs/1006.0064) [[astro-ph.GA](#)].
- GHEZ, A. M. et al. (sept. 2000). “The accelerations of stars orbiting the Milky Way’s central black hole”. In : *Nature* 407.6802, p. 349-351. DOI : [10.1038/35030032](https://doi.org/10.1038/35030032). arXiv : [astro-ph/0009339](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0009339) [[astro-ph](#)].
- GHEZ, A. M. et al. (déc. 2008). “Measuring Distance and Properties of the Milky Way’s Central Supermassive Black Hole with Stellar Orbits”. In : *Astrophysical Journal* 689.2, p. 1044-1062. DOI : [10.1086/592738](https://doi.org/10.1086/592738). arXiv : [0808.2870](https://arxiv.org/abs/0808.2870) [[astro-ph](#)].

- GIACCONI, R. et al. (déc. 1962). “Evidence for x Rays From Sources Outside the Solar System”. In : *Physical Review Letters* 9.11, p. 439-443. DOI : [10.1103/PhysRevLett.9.439](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.9.439).
- GIAVITTO, G. et al. (jan. 2017). “Performance of the upgraded H.E.S.S. cameras”. In : *35th International Cosmic Ray Conference (ICRC2017)*. T. 301. International Cosmic Ray Conference, p. 805. DOI : [10.22323/1.301.0805](https://doi.org/10.22323/1.301.0805). arXiv : [1708.04550](https://arxiv.org/abs/1708.04550) [[astro-ph.IM](#)].
- GILLESSEN, S. et H.E.S.S. COLLABORATION (juil. 2003). “Arcsecond Level Pointing of the H.E.S.S. Telescopes”. In : *International Cosmic Ray Conference*. T. 5. International Cosmic Ray Conference, p. 2899.
- GILLESSEN, S. et al. (déc. 2009). “The Orbit of the Star S2 Around SGR A* from Very Large Telescope and Keck Data”. In : *Astrophysical Journal, Letters* 707.2, p. L114-L117. DOI : [10.1088/0004-637X/707/2/L114](https://doi.org/10.1088/0004-637X/707/2/L114). arXiv : [0910.3069](https://arxiv.org/abs/0910.3069) [[astro-ph.GA](#)].
- GILLESSEN, S. et al. (jan. 2012). “A gas cloud on its way towards the supermassive black hole at the Galactic Centre”. In : *Nature* 481.7379, p. 51-54. DOI : [10.1038/nature10652](https://doi.org/10.1038/nature10652). arXiv : [1112.3264](https://arxiv.org/abs/1112.3264) [[astro-ph.GA](#)].
- GLICENSTEIN, J. F. et al. (jan. 2013). “The NectarCAM Camera Project”. In : *International Cosmic Ray Conference*. T. 33. International Cosmic Ray Conference, p. 3036. DOI : [10.48550/arXiv.1307.4545](https://doi.org/10.48550/arXiv.1307.4545). arXiv : [1307.4545](https://arxiv.org/abs/1307.4545) [[astro-ph.IM](#)].
- GOLDWURM, A. et al. (oct. 1994). “Possible evidence against a massive black hole at the Galactic Centre”. In : *Nature* 371.6498, p. 589-591. DOI : [10.1038/371589a0](https://doi.org/10.1038/371589a0).
- GOSS, W. M. et al. (jan. 1989). “The Nature, Location and Environment of SGR a East (review)”. In : *The Center of the Galaxy*. Sous la dir. de M. MORRIS. T. 136, p. 345.
- GRAVITY COLLABORATION et al. (oct. 2018). “Detection of orbital motions near the last stable circular orbit of the massive black hole SgrA*[†]”. In : *Astronomy and Astrophysics* 618, L10, p. L10. DOI : [10.1051/0004-6361/201834294](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201834294). arXiv : [1810.12641](https://arxiv.org/abs/1810.12641) [[astro-ph.GA](#)].
- GRAVITY COLLABORATION et al. (mai 2019). “A geometric distance measurement to the Galactic center black hole with 0.3% uncertainty”. In : *Astronomy and Astrophysics* 625, L10, p. L10. DOI : [10.1051/0004-6361/201935656](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201935656). arXiv : [1904.05721](https://arxiv.org/abs/1904.05721) [[astro-ph.GA](#)].
- GRAVITY COLLABORATION et al. (juin 2020). “The flux distribution of Sgr A*[†]”. In : *Astronomy and Astrophysics* 638, A2, A2. DOI : [10.1051/0004-6361/202037717](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202037717). arXiv : [2004.07185](https://arxiv.org/abs/2004.07185) [[astro-ph.GA](#)].
- GUO, F. et W. G. MATHEWS (sept. 2012). “The Fermi Bubbles. I. Possible Evidence for Recent AGN Jet Activity in the Galaxy”. In : *Astrophysical Journal* 756.2, 181, p. 181. DOI : [10.1088/0004-637X/756/2/181](https://doi.org/10.1088/0004-637X/756/2/181). arXiv : [1103.0055](https://arxiv.org/abs/1103.0055) [[astro-ph.HE](#)].
- GUO, Y.-Q. et al. (juin 2013). “A hybrid model of GeV-TeV gamma ray emission from the Galactic center”. In : *Journal of Physics G Nuclear Physics* 40.6, 065201, p. 065201. DOI : [10.1088/0954-3899/40/6/065201](https://doi.org/10.1088/0954-3899/40/6/065201). arXiv : [1303.6394](https://arxiv.org/abs/1303.6394) [[astro-ph.HE](#)].
- GUY, J. (mai 2003). “Premiers résultats de l’expérience HESS et étude du potentiel de détection de matière noire supersymétrique”. Theses. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00003488>.
- HABIBI, M., A. STOLTE et S. HARFST (juin 2014). “Isolated massive stars in the Galactic center : The dynamic contribution from the Arches and Quintuplet star clusters”. In : *Astronomy and Astrophysics* 566, A6, A6. DOI : [10.1051/0004-6361/201323030](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201323030). arXiv : [1403.2047](https://arxiv.org/abs/1403.2047) [[astro-ph.SR](#)].
- HAHN, J. et al. (déc. 2012). “Ensuring long-term stability of data quality selection for H.E.S.S. under challenging atmospheric conditions”. In : *High Energy Gamma-Ray Astronomy : 5th International Meeting on High Energy Gamma-Ray Astronomy*. Sous la dir. de F. A. AHARONIAN, W. HOFMANN et F. M. RIEGER. T. 1505. American Institute of Physics Conference Series, p. 721-724. DOI : [10.1063/1.4772361](https://doi.org/10.1063/1.4772361).
- HARTMAN, R. C. et al. (juil. 1999). “The Third EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources”. In : *Astrophysical Journal, Supplements* 123.1, p. 79-202. DOI : [10.1086/313231](https://doi.org/10.1086/313231).

- HEGRA COLLABORATION et al. (mai 1999). “Performance of the stereoscopic system of the HEGRA imaging air Čerenkov telescopes : Monte Carlo simulations and observations”. In : *Astroparticle Physics* 10.4, p. 275-289. DOI : [10.1016/S0927-6505\(98\)00062-0](https://doi.org/10.1016/S0927-6505(98)00062-0). arXiv : [astro-ph/9901199](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9901199) [[astro-ph](#)].
- HENSHAW, J. D. et al. (avr. 2016). “Molecular gas kinematics within the central 250 pc of the Milky Way”. In : *Monthly Notices of the RAS* 457.3, p. 2675-2702. DOI : [10.1093/mnras/stw121](https://doi.org/10.1093/mnras/stw121). arXiv : [1601.03732](https://arxiv.org/abs/1601.03732) [[astro-ph.GA](#)].
- HERRNSTEIN, R. M. et P. T. P. HO (fév. 2005). “The Nature of the Molecular Environment within 5 Parsecs of the Galactic Center”. In : *Astrophysical Journal* 620.1, p. 287-307. DOI : [10.1086/426047](https://doi.org/10.1086/426047). arXiv : [astro-ph/0409271](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0409271) [[astro-ph](#)].
- HERRNSTEIN, R. M. et al. (juin 2004). “The Variability of Sagittarius A* at Centimeter Wavelengths”. In : *Astronomical Journal* 127.6, p. 3399-3410. DOI : [10.1086/420711](https://doi.org/10.1086/420711). arXiv : [astro-ph/0402543](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0402543) [[astro-ph](#)].
- H.E.S.S. COLLABORATION et al. (mar. 2016). “Acceleration of petaelectronvolt protons in the Galactic Centre”. In : *Nature* 531.7595, p. 476-479. DOI : [10.1038/nature17147](https://doi.org/10.1038/nature17147). arXiv : [1603.07730](https://arxiv.org/abs/1603.07730) [[astro-ph.HE](#)].
- H.E.S.S. COLLABORATION et al. (avr. 2018a). “Characterising the VHE diffuse emission in the central 200 parsecs of our Galaxy with H.E.S.S.” In : *Astronomy and Astrophysics* 612, A9, A9. DOI : [10.1051/0004-6361/201730824](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201730824). arXiv : [1706.04535](https://arxiv.org/abs/1706.04535) [[astro-ph.HE](#)].
- H.E.S.S. COLLABORATION et al. (avr. 2018b). “H.E.S.S. observations of RX J1713.7-3946 with improved angular and spectral resolution : Evidence for gamma-ray emission extending beyond the X-ray emitting shell”. In : *Astronomy and Astrophysics* 612, A6, A6. DOI : [10.1051/0004-6361/201629790](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629790). arXiv : [1609.08671](https://arxiv.org/abs/1609.08671) [[astro-ph.HE](#)].
- H.E.S.S. COLLABORATION et al. (avr. 2018c). “The H.E.S.S. Galactic plane survey”. In : *Astronomy and Astrophysics* 612, A1, A1. DOI : [10.1051/0004-6361/201732098](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201732098). arXiv : [1804.02432](https://arxiv.org/abs/1804.02432) [[astro-ph.HE](#)].
- HEWISH, A. et al. (fév. 1968). “Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source”. In : *Nature* 217.5130, p. 709-713. DOI : [10.1038/217709a0](https://doi.org/10.1038/217709a0).
- HEYWOOD, I. et al. (fév. 2022). “The 1.28 GHz MeerKAT Galactic Center Mosaic”. In : *Astrophysical Journal* 925.2, 165, p. 165. DOI : [10.3847/1538-4357/ac449a](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac449a). arXiv : [2201.10541](https://arxiv.org/abs/2201.10541) [[astro-ph.GA](#)].
- HILLAS, A. M. (jan. 1984). “The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays”. In : *Annual Review of Astron and Astrophys* 22, p. 425-444. DOI : [10.1146/annurev.aa.22.090184.002233](https://doi.org/10.1146/annurev.aa.22.090184.002233).
- (août 1985). “Čerenkov Light Images of EAS Produced by Primary Gamma Rays and by Nuclei”. In : *19th International Cosmic Ray Conference (ICRC19), Volume 3*. T. 3. International Cosmic Ray Conference, p. 445.
- HINTON, J. A. et F. A. AHARONIAN (mar. 2007). “Inverse Compton Scenarios for the TeV Gamma-Ray Emission of the Galactic Center”. In : *Astrophysical Journal* 657.1, p. 302-307. DOI : [10.1086/510283](https://doi.org/10.1086/510283). arXiv : [astro-ph/0607557](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0607557) [[astro-ph](#)].
- HINTON, J. et al. (mar. 2013). “A New Era in Gamma-Ray Astronomy with the Čerenkov Telescope Array”. In : *Astroparticle Physics* 43, p. 1-2. DOI : [10.1016/j.astropartphys.2012.12.002](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2012.12.002).
- HO, L. C. (sept. 2008). “Nuclear activity in nearby galaxies.” In : *Annual Review of Astron and Astrophys* 46, p. 475-539. DOI : [10.1146/annurev.astro.45.051806.110546](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.45.051806.110546). arXiv : [0803.2268](https://arxiv.org/abs/0803.2268) [[astro-ph](#)].
- HOFFMANN, W. F., C. L. FREDRICK et R. J. EMERY (déc. 1971). “100-MICRON Survey of the Galactic Plane”. In : *Astrophysical Journal, Letters* 170, p. L89. DOI : [10.1086/180847](https://doi.org/10.1086/180847).
- HOFMANN, W. et al. (jan. 2000). “Improved energy resolution for VHE gamma-ray astronomy with systems of Čerenkov telescopes”. In : *Astroparticle Physics* 12.4, p. 207-216. DOI : [10.1016/S0927-6505\(99\)00109-7](https://doi.org/10.1016/S0927-6505(99)00109-7). arXiv : [astro-ph/9908092](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9908092) [[astro-ph](#)].

- HUENTEMEYER, P. et al. (sept. 2019). “The Southern Wide-Field Gamma-Ray Observatory (SWG0) : A Next-Generation Ground-Based Survey Instrument”. In : *Bulletin of the American Astronomical Society*. T. 51, p. 109. arXiv : [1907.07737](https://arxiv.org/abs/1907.07737) [[astro-ph.IM](#)].
- JOHNSON, S. P., H. DONG et Q. D. WANG (nov. 2009). “A large-scale survey of X-ray filaments in the Galactic Centre”. In : *Monthly Notices of the RAS* 399.3, p. 1429-1440. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2009.15362.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.15362.x). arXiv : [0910.4944](https://arxiv.org/abs/0910.4944) [[astro-ph.HE](#)].
- JONES, D. I. et al. (mar. 2012). “Magnetic Substructure in the Northern Fermi Bubble Revealed by Polarized Microwave Emission”. In : *Astrophysical Journal, Letters* 747.1, L12, p. L12. DOI : [10.1088/2041-8205/747/1/L12](https://doi.org/10.1088/2041-8205/747/1/L12). arXiv : [1201.4491](https://arxiv.org/abs/1201.4491) [[astro-ph.HE](#)].
- JOUVIN, L., A. LEMIÈRE et R. TERRIER (juin 2017). “Does the SN rate explain the very high energy cosmic rays in the central 200 pc of our Galaxy?” In : *Monthly Notices of the RAS* 467.4, p. 4622-4630. DOI : [10.1093/mnras/stx361](https://doi.org/10.1093/mnras/stx361). arXiv : [1703.10398](https://arxiv.org/abs/1703.10398) [[astro-ph.HE](#)].
- JOUVIN, L. (sept. 2017). “Le centre Galactique aux très hautes énergies Modélisation de l'émission diffuse et premiers éléments d'analyse spectro-morphologique”. Theses. Université Paris Diderot (Paris 7) ; Laboratoire APC. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01968820>.
- KASSIM, N. E. et al. (juin 1999). “Wide Field Radio Imaging of the Galactic Center”. In : *The Central Parsecs of the Galaxy*. Sous la dir. de H. FALCKE et al. T. 186. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, p. 403.
- KELNER, S. R., F. A. AHARONIAN et V. V. BUGAYOV (août 2006). “Energy spectra of gamma rays, electrons, and neutrinos produced at proton-proton interactions in the very high energy regime”. In : *Physical Review D* 74.3, 034018, p. 034018. DOI : [10.1103/PhysRevD.74.034018](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.74.034018). arXiv : [astro-ph/0606058](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0606058) [[astro-ph](#)].
- KENNEA, J. A. et al. (juin 2013). “Swift Discovery of a New Soft Gamma Repeater, SGR J1745-29, near Sagittarius A*[†]”. In : *Astrophysical Journal, Letters* 770.2, L24, p. L24. DOI : [10.1088/2041-8205/770/2/L24](https://doi.org/10.1088/2041-8205/770/2/L24). arXiv : [1305.2128](https://arxiv.org/abs/1305.2128) [[astro-ph.HE](#)].
- KERTZMAN, M. P. et G. H. SEMBROSKI (avr. 1994). “Computer simulation methods for investigating the detection characteristics of TeV air Cherenkov telescopes”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 343.2-3, p. 629-643. DOI : [10.1016/0168-9002\(94\)90247-X](https://doi.org/10.1016/0168-9002(94)90247-X).
- KHELIFI, B. et al. (juil. 2015). “HAP-Fr, a pipeline of data analysis for the HESS-II experiment”. In : *34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015)*. T. 34. International Cosmic Ray Conference, p. 837.
- KISTLER, M. D. (nov. 2015). “A Tale of Two Pulsars and the Origin of TeV Gamma Rays from the Galactic Center”. In : *arXiv e-prints*, arXiv :1511.01159, arXiv :1511.01159. arXiv : [1511.01159](https://arxiv.org/abs/1511.01159) [[astro-ph.HE](#)].
- KLEPSEK, S. et al. (août 2017). “Hardware and software architecture of the upgraded H.E.S.S. cameras”. In : *35th International Cosmic Ray Conference (ICRC2017)*. T. 301. International Cosmic Ray Conference, p. 834. DOI : [10.22323/1.301.0834](https://doi.org/10.22323/1.301.0834). arXiv : [1707.04415](https://arxiv.org/abs/1707.04415) [[astro-ph.IM](#)].
- KOSACK, K. et al. (juin 2004). “TeV Gamma-Ray Observations of the Galactic Center”. In : *Astrophysical Journal, Letters* 608.2, p. L97-L100. DOI : [10.1086/422469](https://doi.org/10.1086/422469). arXiv : [astro-ph/0403422](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0403422) [[astro-ph](#)].
- KRUIJSSEN, J. M. D., J. E. DALE et S. N. LONGMORE (fév. 2015). “The dynamical evolution of molecular clouds near the Galactic Centre - I. Orbital structure and evolutionary timeline”. In : *Monthly Notices of the RAS* 447.2, p. 1059-1079. DOI : [10.1093/mnras/stu2526](https://doi.org/10.1093/mnras/stu2526). arXiv : [1412.0664](https://arxiv.org/abs/1412.0664) [[astro-ph.GA](#)].
- KUSUNOSE, M. et F. TAKAHARA (mar. 2012). “A Leptonic Model of Steady High-energy Gamma-Ray Emission from Sgr A*[†]”. In : *Astrophysical Journal* 748.1, 34, p. 34. DOI : [10.1088/0004-637X/748/1/34](https://doi.org/10.1088/0004-637X/748/1/34). arXiv : [1201.5438](https://arxiv.org/abs/1201.5438) [[astro-ph.HE](#)].
- LACY, J. H., C. H. TOWNES et D. J. HOLLENBACH (nov. 1982). “The nature of the central parsec of the Galaxy”. In : *Astrophysical Journal* 262, p. 120-134. DOI : [10.1086/160402](https://doi.org/10.1086/160402).
- LAFFON, H. (oct. 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

- J1832-092". erratum : il faut ajouter +5 à la formule 9.16. Theses. Ecole Polytechnique X. URL : <https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-00770959>.
- LAROSA, T. N. et al. (jan. 2000). "A Wide-Field 90 Centimeter VLA Image of the Galactic Center Region". In : *Astronomical Journal* 119.1, p. 207-240. DOI : [10.1086/301168](https://doi.org/10.1086/301168).
- LAROSA, T. N. et al. (mai 2004). "New Nonthermal Filaments at the Galactic Center : Are They Tracing a Globally Ordered Magnetic Field ?" In : *Astrophysical Journal* 607.1, p. 302-308. DOI : [10.1086/383233](https://doi.org/10.1086/383233). arXiv : [astro-ph/0402061](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0402061) [[astro-ph](#)].
- LAROSA, T. N. et al. (juin 2005). "Evidence of a Weak Galactic Center Magnetic Field from Diffuse Low-Frequency Nonthermal Radio Emission". In : *Astrophysical Journal, Letters* 626.1, p. L23-L27. DOI : [10.1086/431647](https://doi.org/10.1086/431647). arXiv : [astro-ph/0505244](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0505244) [[astro-ph](#)].
- LEFAUCHEUR, J. (jan. 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". fr. Thèse de doct. UNIVERSITÉ PARIS DIDEROT SORBONNE PARIS CITÉ (Paris 7). URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01128429> (visité le 15/03/2022).
- LEMOINE-GOUMARD, M., B. DEGRANGE et M. TLUCZYKONT (avr. 2006). "Selection and 3D-reconstruction of gamma-ray-induced air showers with a stereoscopic system of atmospheric Cherenkov telescopes". In : *Astroparticle Physics* 25.3, p. 195-211. DOI : [10.1016/j.astropartphys.2006.01.005](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2006.01.005). arXiv : [astro-ph/0601373](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0601373) [[astro-ph](#)].
- LEWIS, D. A. (juil. 1990). "Optical characteristics of the whipple observatory TeV gamma-ray imaging telescope". In : *Experimental Astronomy* 1.4, p. 213-226. DOI : [10.1007/BF00428516](https://doi.org/10.1007/BF00428516).
- LI, T. P. et Y. Q. MA (sept. 1983). "Analysis methods for results in gamma-ray astronomy." In : *Astrophysical Journal* 272, p. 317-324. DOI : [10.1086/161295](https://doi.org/10.1086/161295).
- LINDEN, T., E. LOVEGROVE et S. PROFUMO (juil. 2012). "The Morphology of Hadronic Emission Models for the Gamma-Ray Source at the Galactic Center". In : *Astrophysical Journal* 753.1, 41, p. 41. DOI : [10.1088/0004-637X/753/1/41](https://doi.org/10.1088/0004-637X/753/1/41). arXiv : [1203.3539](https://arxiv.org/abs/1203.3539) [[astro-ph.HE](#)].
- LIU, H. B. et al. (juin 2013). "Interstellar Medium Processing in the Inner 20 pc in Galactic Center". In : *Astrophysical Journal* 770.1, 44, p. 44. DOI : [10.1088/0004-637X/770/1/44](https://doi.org/10.1088/0004-637X/770/1/44). arXiv : [1304.7573](https://arxiv.org/abs/1304.7573) [[astro-ph.GA](#)].
- LYNDEN-BELL, D. (août 1969). "Galactic Nuclei as Collapsed Old Quasars". In : *Nature* 223.5207, p. 690-694. DOI : [10.1038/223690a0](https://doi.org/10.1038/223690a0).
- LYNDEN-BELL, D. et M. J. REES (jan. 1971). "On quasars, dust and the galactic centre". In : *Monthly Notices of the RAS* 152, p. 461. DOI : [10.1093/mnras/152.4.461](https://doi.org/10.1093/mnras/152.4.461).
- MAGIC COLLABORATION et al. (oct. 2020). "MAGIC observations of the diffuse γ -ray emission in the vicinity of the Galactic center". In : *Astronomy and Astrophysics* 642, A190, A190. DOI : [10.1051/0004-6361/201936896](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201936896). arXiv : [2006.00623](https://arxiv.org/abs/2006.00623) [[astro-ph.HE](#)].
- MALYSHEV, D. et al. (oct. 2015). "Leptonic origin of the 100 MeV γ -ray emission from the Galactic centre". In : *Astronomy and Astrophysics* 582, A11, A11. DOI : [10.1051/0004-6361/201526120](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201526120). arXiv : [1503.05120](https://arxiv.org/abs/1503.05120) [[astro-ph.HE](#)].
- MARANDON, V. (nov. 2010). "Nébuleuses de pulsars : sondage profond de la Galaxie au TeV et études multi-longueurs d'onde". Thèse de doct. Astroparticle et Cosmology Laboratory, Paris.
- MARRONE, D. P. et al. (jan. 2007). "An Unambiguous Detection of Faraday Rotation in Sagittarius A*". In : *Astrophysical Journal, Letters* 654.1, p. L57-L60. DOI : [10.1086/510850](https://doi.org/10.1086/510850). arXiv : [astro-ph/0611791](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0611791) [[astro-ph](#)].
- MAUERHAN, J. C. et al. (déc. 2010). "Isolated Wolf-Rayet Stars and O Supergiants in the Galactic Center Region Identified Via Paschen- α Excess". In : *Astrophysical Journal* 725.1, p. 188-199. DOI : [10.1088/0004-637X/725/1/188](https://doi.org/10.1088/0004-637X/725/1/188). arXiv : [1009.2769](https://arxiv.org/abs/1009.2769) [[astro-ph.SR](#)].
- MELIA, F. et M. FATUZZO (jan. 2011). "Diffusive cosmic-ray acceleration at the Galactic Centre". In : *Monthly Notices of the RAS* 410.1, p. L23-L27. DOI : [10.1111/j.1745-3933.2010.00971.x](https://doi.org/10.1111/j.1745-3933.2010.00971.x). arXiv : [1010.2949](https://arxiv.org/abs/1010.2949) [[astro-ph.HE](#)].
- MELIA, F. (2003). *The black hole at the center of our galaxy*.

- MOHRMANN, L. et al. (déc. 2019). “Validation of open-source science tools and background model construction in γ -ray astronomy”. In : *Astronomy and Astrophysics* 632, A72, A72. DOI : [10.1051/0004-6361/201936452](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201936452). arXiv : [1910.08088](https://arxiv.org/abs/1910.08088) [[astro-ph.IM](#)].
- MOLINARI, S. et al. (juil. 2011). “A 100 pc Elliptical and Twisted Ring of Cold and Dense Molecular Clouds Revealed by Herschel Around the Galactic Center”. In : *Astrophysical Journal, Letters* 735.2, L33, p. L33. DOI : [10.1088/2041-8205/735/2/L33](https://doi.org/10.1088/2041-8205/735/2/L33). arXiv : [1105.5486](https://arxiv.org/abs/1105.5486) [[astro-ph.GA](#)].
- MORI, K. et al. (juin 2013). “NuSTAR Discovery of a 3.76 s Transient Magnetar Near Sagittarius A*[†]”. In : *Astrophysical Journal, Letters* 770.2, L23, p. L23. DOI : [10.1088/2041-8205/770/2/L23](https://doi.org/10.1088/2041-8205/770/2/L23). arXiv : [1305.1945](https://arxiv.org/abs/1305.1945) [[astro-ph.HE](#)].
- MORI, K. et al. (déc. 2015). “NuSTAR Hard X-Ray Survey of the Galactic Center Region I : Hard X-Ray Morphology and Spectroscopy of the Diffuse Emission”. In : *Astrophysical Journal* 814.2, 94, p. 94. DOI : [10.1088/0004-637X/814/2/94](https://doi.org/10.1088/0004-637X/814/2/94). arXiv : [1510.04631](https://arxiv.org/abs/1510.04631) [[astro-ph.HE](#)].
- MORRIS, M. et E. SERABYN (jan. 1996). “The Galactic Center Environment”. In : *Annual Review of Astron and Astrophys* 34, p. 645-702. DOI : [10.1146/annurev.astro.34.1.645](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.34.1.645).
- MORRIS, M. R. (2015). “Manifestations of the Galactic Center Magnetic Field”. In : *Lessons from the Local Group : A Conference in honor of David Block and Bruce Elmegreen*, p. 391. DOI : [10.1007/978-3-319-10614-4_32](https://doi.org/10.1007/978-3-319-10614-4_32).
- MOSSOUX, E. et al. (avr. 2020). “Continuation of the X-ray monitoring of Sgr A* : the increase in bright flaring rate confirmed”. In : *Astronomy and Astrophysics* 636, A25, A25. DOI : [10.1051/0004-6361/201937136](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201937136). arXiv : [2003.06191](https://arxiv.org/abs/2003.06191) [[astro-ph.HE](#)].
- MOSSOUX, E. et N. GROSSO (août 2017). “Sixteen years of X-ray monitoring of Sagittarius A* : Evidence for a decay of the faint flaring rate from 2013 August, 13 months before a rise in the bright flaring rate”. In : *Astronomy and Astrophysics* 604, A85, A85. DOI : [10.1051/0004-6361/201629778](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629778). arXiv : [1704.08102](https://arxiv.org/abs/1704.08102) [[astro-ph.HE](#)].
- MOU, G. et al. (août 2014). “Fermi Bubbles Inflated by Winds Launched from the Hot Accretion Flow in Sgr A*[†]”. In : *Astrophysical Journal* 790.2, 109, p. 109. DOI : [10.1088/0004-637X/790/2/109](https://doi.org/10.1088/0004-637X/790/2/109). arXiv : [1403.2129](https://arxiv.org/abs/1403.2129) [[astro-ph.HE](#)].
- MUNO, M. P. et al. (mar. 2009). “A Catalog of X-Ray Point Sources from Two Megaseconds of Chandra Observations of the Galactic Center”. In : *Astrophysical Journal, Supplements* 181.1, p. 110-128. DOI : [10.1088/0067-0049/181/1/110](https://doi.org/10.1088/0067-0049/181/1/110). arXiv : [0809.1105](https://arxiv.org/abs/0809.1105) [[astro-ph](#)].
- MURCHIKOVA, L. et G. WITZEL (oct. 2021). “Second-scale Submillimeter Variability of Sagittarius A* during Flaring Activity of 2019 : On the Origin of Bright Near-infrared Flares”. In : *Astrophysical Journal, Letters* 920.1, L7, p. L7. DOI : [10.3847/2041-8213/ac2308](https://doi.org/10.3847/2041-8213/ac2308). arXiv : [2107.11391](https://arxiv.org/abs/2107.11391) [[astro-ph.GA](#)].
- NAJARRO, F. et al. (avr. 2004). “Metallicity in the Galactic Center : The Arches Cluster”. In : *Astrophysical Journal, Letters* 611.2, p. L105-L108. DOI : [10.1086/423955](https://doi.org/10.1086/423955). arXiv : [astro-ph/0407188](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0407188) [[astro-ph](#)].
- NEILSEN, J. et al. (sept. 2013). “A Chandra/HETGS Census of X-Ray Variability from Sgr A* during 2012”. In : *Astrophysical Journal* 774.1, 42, p. 42. DOI : [10.1088/0004-637X/774/1/42](https://doi.org/10.1088/0004-637X/774/1/42). arXiv : [1307.5843](https://arxiv.org/abs/1307.5843) [[astro-ph.HE](#)].
- NEILSEN, J. et al. (fév. 2015). “The X-Ray Flux Distribution of Sagittarius A* as Seen by Chandra”. In : *Astrophysical Journal* 799.2, 199, p. 199. DOI : [10.1088/0004-637X/799/2/199](https://doi.org/10.1088/0004-637X/799/2/199). arXiv : [1412.3106](https://arxiv.org/abs/1412.3106) [[astro-ph.HE](#)].
- NIGRO, C. et al. (mai 2019). “Towards open and reproducible multi-instrument analysis in gamma-ray astronomy”. In : *Astronomy and Astrophysics* 625, A10, A10. DOI : [10.1051/0004-6361/201834938](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201834938). arXiv : [1903.06621](https://arxiv.org/abs/1903.06621) [[astro-ph.HE](#)].
- NISHIYAMA, S. et al. (oct. 2010). “Magnetic Field Configuration at the Galactic Center Investigated by Wide-field Near-infrared Polarimetry : Transition from a Toroidal to a Poloidal Magnetic Field”. In : *Astrophysical Journal, Letters* 722.1, p. L23-L27. DOI : [10.1088/2041-8205/722/1/L23](https://doi.org/10.1088/2041-8205/722/1/L23). arXiv : [1009.0584](https://arxiv.org/abs/1009.0584) [[astro-ph.GA](#)].

- NYNKA, M. et al. (déc. 2013). “High-energy X-Rays from J174545.5-285829, the Cannonball : A Candidate Pulsar Wind Nebula Associated with Sgr A East”. In : *Astrophysical Journal, Letters* 778.2, L31, p. L31. DOI : [10.1088/2041-8205/778/2/L31](https://doi.org/10.1088/2041-8205/778/2/L31). arXiv : [1311.1832](https://arxiv.org/abs/1311.1832) [astro-ph.HE].
- OHM, S., C. VAN ELDIK et K. EGBERTS (juin 2009). “ γ /hadron separation in very-high-energy γ -ray astronomy using a multivariate analysis method”. In : *Astroparticle Physics* 31.5, p. 383-391. DOI : [10.1016/j.astropartphys.2009.04.001](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2009.04.001). arXiv : [0904.1136](https://arxiv.org/abs/0904.1136) [astro-ph.IM].
- OKA, T. et al. (jan. 1998). “CO (J = 2–1) Line Observations of the Galactic Center Molecular Cloud Complex. II. Dynamical Structure and Physical Conditions”. In : *Astrophysical Journal* 493.2, p. 730-761. DOI : [10.1086/305133](https://doi.org/10.1086/305133).
- PARSONS, R. D. et J. A. HINTON (avr. 2014). “A Monte Carlo template based analysis for air-Cherenkov arrays”. In : *Astroparticle Physics* 56, p. 26-34. DOI : [10.1016/j.astropartphys.2014.03.002](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2014.03.002). arXiv : [1403.2993](https://arxiv.org/abs/1403.2993) [astro-ph.IM].
- PEISSKER, F. et al. (déc. 2021). “The Apparent Tail of the Galactic Center Object G2/DSO”. In : *Astrophysical Journal* 923.1, 69, p. 69. DOI : [10.3847/1538-4357/ac23df](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac23df). arXiv : [2112.04543](https://arxiv.org/abs/2112.04543) [astro-ph.GA].
- PENCE, W. D. et al. (déc. 2010). “Definition of the Flexible Image Transport System (FITS), version 3.0”. In : *Astronomy and Astrophysics* 524, A42, A42. DOI : [10.1051/0004-6361/201015362](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201015362).
- PIRON, F. (mai 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 observés dans le cadre de l’expérience C.A.T.” Theses. Université Paris Sud - Paris XI. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00002448>.
- PONTI, G. et al. (déc. 2015). “Fifteen years of XMM-Newton and Chandra monitoring of Sgr A* : evidence for a recent increase in the bright flaring rate”. In : *Monthly Notices of the RAS* 454.2, p. 1525-1544. DOI : [10.1093/mnras/stv1537](https://doi.org/10.1093/mnras/stv1537). arXiv : [1507.02690](https://arxiv.org/abs/1507.02690) [astro-ph.HE].
- PONTI, G. et al. (jan. 2013). “Traces of Past Activity in the Galactic Centre”. In : *Cosmic Rays in Star-Forming Environments*. Sous la dir. de D. F. TORRES et O. REIMER. T. 34. Astrophysics and Space Science Proceedings, p. 331. DOI : [10.1007/978-3-642-35410-6_26](https://doi.org/10.1007/978-3-642-35410-6_26). arXiv : [1210.3034](https://arxiv.org/abs/1210.3034) [astro-ph.GA].
- PREDEHL, P. et al. (déc. 2020). “Detection of large-scale X-ray bubbles in the Milky Way halo”. In : *Nature* 588.7837, p. 227-231. DOI : [10.1038/s41586-020-2979-0](https://doi.org/10.1038/s41586-020-2979-0). arXiv : [2012.05840](https://arxiv.org/abs/2012.05840) [astro-ph.GA].
- QUATAERT, E. et A. LOEB (déc. 2005). “Nonthermal THz to TeV Emission from Stellar Wind Shocks in the Galactic Center”. In : *Astrophysical Journal, Letters* 635.1, p. L45-L48. DOI : [10.1086/499126](https://doi.org/10.1086/499126). arXiv : [astro-ph/0509265](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0509265) [astro-ph].
- RODRÍGUEZ-FERNÁNDEZ, N. J. et al. (jan. 2001). “Warm H₂ in the Galactic center region”. In : *Astronomy and Astrophysics* 365, p. 174-185. DOI : [10.1051/0004-6361:20000020](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20000020). arXiv : [astro-ph/0010182](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0010182) [astro-ph].
- SAKANO, M. et al. (mai 2004). “XMM-Newton observations of Sagittarius A East”. In : *Monthly Notices of the RAS* 350.1, p. 129-139. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2004.07571.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2004.07571.x). arXiv : [astro-ph/0312541](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0312541) [astro-ph].
- SALPETER, E. E. (août 1964). “Accretion of Interstellar Matter by Massive Objects.” In : *Astrophysical Journal* 140, p. 796-800. DOI : [10.1086/147973](https://doi.org/10.1086/147973).
- SANDERS, R. H. (2014). *Revealing the Heart of the Galaxy*.
- SANNA, A. et al. (oct. 2017). “Mapping spiral structure on the far side of the Milky Way”. In : *Science* 358.6360, p. 227-230. DOI : [10.1126/science.aan5452](https://doi.org/10.1126/science.aan5452). arXiv : [1710.06489](https://arxiv.org/abs/1710.06489) [astro-ph.GA].
- SAWADA, T. et al. (avr. 2004). “A molecular face-on view of the Galactic Centre region”. In : *Monthly Notices of the RAS* 349.4, p. 1167-1178. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2004.07603.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2004.07603.x). arXiv : [astro-ph/0401286](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0401286) [astro-ph].
- SCHMIDT, M. (mar. 1963). “3C 273 : A Star-Like Object with Large Red-Shift”. In : *Nature* 197.4872, p. 1040. DOI : [10.1038/1971040a0](https://doi.org/10.1038/1971040a0).

- SCHÖDEL, R. et al. (oct. 2002). “A star in a 15.2-year orbit around the supermassive black hole at the centre of the Milky Way”. In : *Nature* 419.6908, p. 694-696. DOI : [10.1038/nature01121](https://doi.org/10.1038/nature01121). arXiv : [astro-ph/0210426](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0210426) [[astro-ph](#)].
- SERABYN, E. et al. (nov. 1997). “High-Frequency Measurements of the Spectrum of Sagittarius A*”. In : *Astrophysical Journal, Letters* 490.1, p. L77-L81. DOI : [10.1086/311010](https://doi.org/10.1086/311010).
- SOFUE, Y. (oct. 1995). “Galactic-Center Molecular Arms, Ring, and Expanding Shell. I. Kinematical Structures in Longitude–Velocity Diagrams”. In : *Publications of the ASJ* 47, p. 527-549. arXiv : [astro-ph/9508110](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9508110) [[astro-ph](#)].
- SPECKMAYER, P. et al. (avr. 2010). “The toolkit for multivariate data analysis, TMVA 4”. In : *Journal of Physics Conference Series*. T. 219. Journal of Physics Conference Series, p. 032057. DOI : [10.1088/1742-6596/219/3/032057](https://doi.org/10.1088/1742-6596/219/3/032057).
- SPIR-JACOB, M. J. (sept. 2019). “Observation et détection de pulsars avec les télescopes gamma H.E.S.S. et phénoménologie d’une nouvelle composante spectrale pulsée atteignant 20 TeV”. Theses. Université Paris Cité. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-03146584>.
- STRONG, A. W., I. V. MOSKALENKO et V. S. PTUSKIN (nov. 2007). “Cosmic-Ray Propagation and Interactions in the Galaxy”. In : *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 57.1, p. 285-327. DOI : [10.1146/annurev.nucl.57.090506.123011](https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.57.090506.123011). arXiv : [astro-ph/0701517](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0701517) [[astro-ph](#)].
- SU, M., T. R. SLATYER et D. P. FINKBEINER (déc. 2010). “Giant Gamma-ray Bubbles from Fermi-LAT : Active Galactic Nucleus Activity or Bipolar Galactic Wind?” In : *Astrophysical Journal* 724.2, p. 1044-1082. DOI : [10.1088/0004-637X/724/2/1044](https://doi.org/10.1088/0004-637X/724/2/1044). arXiv : [1005.5480](https://arxiv.org/abs/1005.5480) [[astro-ph.HE](#)].
- TRAP, G. et al. (avr. 2011). “Concurrent X-ray, near-infrared, sub-millimeter, and GeV gamma-ray observations of Sagittarius A*”. In : *Astronomy and Astrophysics* 528, A140, A140. DOI : [10.1051/0004-6361/201015157](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201015157). arXiv : [1102.0192](https://arxiv.org/abs/1102.0192) [[astro-ph.HE](#)].
- TRAP, G. (sept. 2011). “Etude du trou noir massif central de la Galaxie et de son environnement”. Theses. Université Paris-Diderot - Paris VII. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00862003>.
- TSUBOI, M., T. HANDA et N. UKITA (jan. 1999). “Dense Molecular Clouds in the Galactic Center Region. I. Observations and Data”. In : *Astrophysical Journal, Supplements* 120.1, p. 1-39. DOI : [10.1086/313165](https://doi.org/10.1086/313165).
- TSUBOI, M. et al. (oct. 2018). “ALMA view of the circumnuclear disk of the Galactic Center : tidally disrupted molecular clouds falling to the Galactic Center”. In : *Publications of the ASJ* 70.5, 85, p. 85. DOI : [10.1093/pasj/psy080](https://doi.org/10.1093/pasj/psy080). arXiv : [1806.10246](https://arxiv.org/abs/1806.10246) [[astro-ph.GA](#)].
- TSUCHIYA, K. et al. (mai 2004). “Detection of Sub-TeV Gamma Rays from the Galactic Center Direction by CANGAROO-II”. In : *Astrophysical Journal, Letters* 606.2, p. L115-L118. DOI : [10.1086/421292](https://doi.org/10.1086/421292). arXiv : [astro-ph/0403592](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0403592) [[astro-ph](#)].
- ČERENKOV, P. A. (août 1937). “Visible Radiation Produced by Electrons Moving in a Medium with Velocities Exceeding that of Light”. In : *Physical Review* 52.4, p. 378-379. DOI : [10.1103/PhysRev.52.378](https://doi.org/10.1103/PhysRev.52.378).
- VERITAS COLLABORATION et al. (oct. 2011). “Detection of Pulsed Gamma Rays Above 100 GeV from the Crab Pulsar”. In : *Science* 334.6052, p. 69. DOI : [10.1126/science.1208192](https://doi.org/10.1126/science.1208192). arXiv : [1108.3797](https://arxiv.org/abs/1108.3797) [[astro-ph.HE](#)].
- VON FELLEBERG, S. D. et al. (août 2018). “A Detection of Sgr A* in the Far Infrared”. In : *Astrophysical Journal* 862.2, 129, p. 129. DOI : [10.3847/1538-4357/aacd4b](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aacd4b). arXiv : [1806.07395](https://arxiv.org/abs/1806.07395) [[astro-ph.GA](#)].
- WANG, Q. D., F. J. LU et E. V. GOTTHELF (avr. 2006). “G359.95-0.04 : an energetic pulsar candidate near Sgr A*”. In : *Monthly Notices of the RAS* 367.3, p. 937-944. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2006.09998.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.09998.x). arXiv : [astro-ph/0512643](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0512643) [[astro-ph](#)].
- WANG, Q. D. et al. (fév. 2010). “HST/NICMOS Paschen- α Survey of the Galactic Centre : Overview”. In : *Monthly Notices of the RAS* 402.2, p. 895-902. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2009.15973.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.15973.x). arXiv : [0911.2226](https://arxiv.org/abs/0911.2226) [[astro-ph.GA](#)].

- WANG, Q. D. et al. (août 2013). “Dissecting X-ray-Emitting Gas Around the Center of Our Galaxy”. In : *Science* 341.6149, p. 981-983. DOI : [10.1126/science.1240755](https://doi.org/10.1126/science.1240755). arXiv : [1307.5845](https://arxiv.org/abs/1307.5845) [[astro-ph.HE](#)].
- WEEKES, T. C. et al. (juil. 1989). “Observation of TeV Gamma Rays from the Crab Nebula Using the Atmospheric Cerenkov Imaging Technique”. In : *Astrophysical Journal* 342, p. 379. DOI : [10.1086/167599](https://doi.org/10.1086/167599).
- WITZEL, G. et al. (nov. 2014). “Detection of Galactic Center Source G2 at 3.8 μm during Periapse Passage”. In : *Astrophysical Journal, Letters* 796.1, L8, p. L8. DOI : [10.1088/2041-8205/796/1/L8](https://doi.org/10.1088/2041-8205/796/1/L8). arXiv : [1410.1884](https://arxiv.org/abs/1410.1884) [[astro-ph.HE](#)].
- WOLLMAN, E. R. et al. (déc. 1977). “Ne II 12.8 micron emission from the galactic center. II.” In : *Astrophysical Journal, Letters* 218, p. L103-L107. DOI : [10.1086/182585](https://doi.org/10.1086/182585).
- YUAN, F. et R. NARAYAN (août 2014). “Hot Accretion Flows Around Black Holes”. In : *Annual Review of Astron and Astrophys* 52, p. 529-588. DOI : [10.1146/annurev-astro-082812-141003](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-082812-141003). arXiv : [1401.0586](https://arxiv.org/abs/1401.0586) [[astro-ph.HE](#)].
- YUSEF-ZADEH, F., M. MORRIS et D. CHANCE (août 1984). “Large, highly organized radio structures near the galactic centre”. In : *Nature* 310.5978, p. 557-561. DOI : [10.1038/310557a0](https://doi.org/10.1038/310557a0).
- YUSEF-ZADEH, F. et M. MORRIS (nov. 1987). “G0.18-0.04 : Interaction of Thermal and Nonthermal Radio Structures in the Arc Near the Galactic Center”. In : *Astronomical Journal* 94, p. 1178. DOI : [10.1086/114555](https://doi.org/10.1086/114555).
- ZABALZA, V. (juil. 2015). “Naima : a Python package for inference of particle distribution properties from nonthermal spectra”. In : *34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015)*. T. 34. International Cosmic Ray Conference, p. 922. DOI : [10.22323/1.236.0922](https://doi.org/10.22323/1.236.0922). arXiv : [1509.03319](https://arxiv.org/abs/1509.03319) [[astro-ph.HE](#)].
- ZHANG, S. et al. (avr. 2020). “NuSTAR and Chandra Observations of the Galactic Center Non-thermal X-Ray Filament G0.13-0.11 : A Pulsar-wind-nebula-driven Magnetic Filament”. In : *Astrophysical Journal* 893.1, 3, p. 3. DOI : [10.3847/1538-4357/ab7dc1](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab7dc1). arXiv : [2003.03453](https://arxiv.org/abs/2003.03453) [[astro-ph.HE](#)].
- ZHAO, J.-H. (fév. 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”. In : *Acta Astronomica Sinica* 44, p. 158-165.
- ZHAO, J.-H., M. R. MORRIS et W. M. GOSS (nov. 2013). “Radio Detection of a Candidate Neutron Star Associated with Galactic Center Supernova Remnant Sagittarius A East”. In : *Astrophysical Journal* 777.2, 146, p. 146. DOI : [10.1088/0004-637X/777/2/146](https://doi.org/10.1088/0004-637X/777/2/146). arXiv : [1309.7020](https://arxiv.org/abs/1309.7020) [[astro-ph.HE](#)].
- ZHOU, P. et al. (fév. 2021). “Chemical Abundances in Sgr A East : Evidence for a Type Iax Supernova Remnant”. In : *Astrophysical Journal* 908.1, 31, p. 31. DOI : [10.3847/1538-4357/abbd45](https://doi.org/10.3847/1538-4357/abbd45). arXiv : [2006.15049](https://arxiv.org/abs/2006.15049) [[astro-ph.HE](#)].
- ZUBOVAS, K. et S. NAYAKSHIN (juil. 2012). “Fermi bubbles in the Milky Way : the closest AGN feedback laboratory courtesy of Sgr A*?” In : *Monthly Notices of the RAS* 424.1, p. 666-683. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2012.21250.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.21250.x). arXiv : [1203.3060](https://arxiv.org/abs/1203.3060) [[astro-ph.GA](#)].
- ZYLKA, R., P. G. MEZGER et J. E. WINK (août 1990). “Anatomy of the Sagittarius A complex. I. Geometry, morphology and dynamics of the central 50 to 100 pc.” In : *Astronomy and Astrophysics* 234, p. 133.

Titre : Étude de l'origine de l'émission à très haute énergie au centre de notre Galaxie et connexion possible avec Sgr A* notre plus proche trou noir super-massif.

Résumé : Le centre de notre Galaxie abrite un trou noir supermassif appelé Sgr A*. L'expérience HESS a observé la région en rayons gamma de très haute énergie, et a détecté source compacte HESS J1745-290 à une position compatible avec le trou noir, ainsi qu'une émission diffuse qui a été interprétée comme étant due à la présence d'un excès de particules énergétiques fraîchement injectées par un PeVatron. Un point clé quant à l'origine de l'émission diffuse concerne l'établissement de l'association entre Sgr A* et la source au Centre : sa possible extension, son comportement spectral ainsi que ses possibles variations temporelles. En effet, il existe deux objets compatibles avec la position de HESS J1745-290, pouvant théoriquement émettre en rayons gamma à très haute énergie : Sgr A* et la nébuleuse de pulsar G359.95-0,04. Cette thèse se propose d'investiguer ces questions aussi bien d'un point de vue théorique qu'à travers l'analyse des très nombreuses données prises par HESS. Ce travail permettra également de dégager les perspectives pour les premières années d'observation du Centre Galactique avec CTA. En reprenant un modèle d'émission gamma via l'interaction en rayons cosmique et nuages moléculaire, et en y incorporant une description spatiale gaz cible, nous avons pu modéliser l'évolution temporelle du flux gamma au TeV à partir d'un spectre d'injection de protons, d'une hypothèse sur la vitesse de diffusion de ceux-ci et d'un scénario d'injection de particules (2 éruptions il y a 100 et 200 ans). Nous trouvons que la variations de flux correspondant à nos hypothèses est de l'ordre de 10 à 15 % sur la période d'observation de HESS. En ce qui concerne l'analyse des données HESS à proprement parler, nous commençons par la mise en pratique de l'analyse spectro-morphologique (ou analyse 3D) récemment mise au point pour HESS, appliquée au Centre Galactique. Cela nous permet d'obtenir le premier spectre intrinsèque de la source HESS J1745-290, c'est-à-dire séparé de toute contribution de l'émission diffuse. Nous effectuons au passage une ré-estimation de l'amplitude des erreurs systématiques de HESS sur les paramètres spectraux, en utilisant notamment les nouveaux outils numériques développés dans le cadre de la librairie python `gammapy`. La séparation des contributions de HESS J1745-290 et de l'émission diffuse est ce qui nous permet ensuite de suivre l'évolution temporelle de la source centrale. En effet, le suivi d'une source sur une quinzaine d'année est compliqué par les nombreux changements (instrumentaux, climatiques, etc.) qu'a connu le système HESS. Nous utilisons donc l'émission diffuse comme référence pour suivre plus précisément les variations intrinsèques de la source HESS J1745-290. Nous n'observons cependant pas de signe de variabilité sur la période 2004-2019. Pour estimer la sensibilité de HESS aux variations temporelles, afin de déterminer les scénarios d'évolution que l'on peut d'ores et déjà exclure, nous avons simulé des données HESS, en utilisant les fonctions de réponse de l'instrument et différents modèles d'évolution temporelle. Nous trouvons que la variation du flux de HESS J1745-290 sur une année est détectable si elle est supérieure à 30%. Ensuite, pour une décroissance linéaire du flux entre 2004-2019, HESS est en mesure de la détecter si elle est supérieure à 30% sur 16 ans. On en déduit que le modèle élaboré précédemment n'est pas exclu par les observations de HESS. Enfin, en utilisant des fonctions d'instrument prévisionnelles pour CTA, nous avons pu effectuer des prédictions sur les performances de CTA quant à l'observation de HESS J1745-290 : nous déterminons que CTA aura une résolution angulaire suffisante pour déterminer si cette source gamma est associée à Sgr A* ou G359,95-0,4. De plus, la sensibilité de CTA aux faibles variations de flux permettra de confirmer ou d'infirmer le scénario d'évolution temporelle étudié dans notre travail.

Mots-clés : Centre galactique, trou noir, Sgr A*, hautes énergies, rayons gamma, HESS, CTA, Analyse 3D, rayons cosmiques

Title : Studying the very high energy emission at the centre of our Galaxy and its possible connection to Sgr A*, our closest supermassive black hole

Abstract : At the Centre of our Galaxy lies a supermassive black hole named Sgr A*. The HESS experiment has been observing the region in very high energy gamma rays, and has detected a compact source HESS J1745-290, compatible in position with the black hole, as well as a diffuse emission, interpreted as a proof of an excess of energetic particles, freshly injected by a PeVatron. The key to understanding the origin of the diffusion emission is the establishment of an association between Sgr A* and the central source : its possible extension, its spectral behaviour and its possible time variations. Indeed, there are two objects compatible with the position of HESS J1745-290, which could theoretically emit very high energy gamma rays : Sgr A* and the pulsar nebula G359,95. This thesis will investigate these questions from a theoretical perspective and then through the analysis of the many data HESS has gather on the Galactic Centre (GC). This work will also offer prospects for the first years of CTA observing the GC. By using gamma ray emission model relying on the interaction between cosmic rays and molecular clouds, and by incorporating a spatial description of the target gas, we were able to model the temporal evolution of the gamma ray flux at TeV energies from a injection spectrum of protons, a hypothesis on their diffusion speed and a particle injection scenario (2 massive flares 100 and 200 years ago). We find that the flux variations corresponding to our assumptions are of the order of 10 to 15% during the HESS observation period. With regard to the analysis of HESS data we begin with the practical application of the spectro- morphological analysis (or 3D analysis) recently developed for HESS, applied to the Galactic Center. This allows us to obtain the first intrinsic spectrum of the HESS J1745-290 source, i.e separated from any contribution from the diffuse emission. We also re-estimate of the amplitude of the systematic errors of HESS on the spectral parameters, using in particular the new numerical tools developed within the framework of the python library `gammapy`. The separation of the contributions from HESS J1745-290 and the diffuse emission is what allows us to better study the temporal evolution of the central source. Indeed, monitoring a source over fifteen years is made difficult by the many changes (instrumental, climatic, etc.) experienced by the HESS system. We therefore use the diffuse emission as a reference to monitor more precisely the intrinsic variations of the HESS J1745-290 source. However, we do not observe any sign of variability over the period 2004-2019. To estimate the sensitivity of HESS to temporal variations, and in order to determine the evolution scenarios that we can already exclude, we simulated HESS data, using the response functions of the instrument and different models of temporal evolution. We find that the variation in flux of HESS J1745-290 over a single year is detectable if it is greater than 30%. Then, for a linear decrease in flux between 2004-2019, HESS is able to detect it if it is greater than 30% over 16 years. We deduce that the particle injection model developed previously is not excluded by the observations of HESS. Finally, using predictive instrument functions for CTA, we were able to make predictions about CTA's performance with respect to the observation of HESS J1745-290 : we determine that CTA will have sufficient angular resolution to determine whether this gamma source is associated with Sgr A* or G359.95-0.4. In addition, CTA's sensitivity to low flux variations will confirm or invalidate the temporal evolution scenario studied in our work.

Key-words : Galactic Centre, Black hole, Sgr A*, high energies, gamma rays, HESS, CTA, 3D analysis, cosmic rays